

**Stationäre und zeitabhängige
Strahlungstransportsimulationen variabler
junger stellarer Objekte**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
vorgelegt von

Alexander Bensberg

Kiel, 2024

Erster Gutachter: Prof. Dr. Sebastian Wolf

Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Holger Kersten

Tag der mündlichen Prüfung: 17. Mai 2024

Für meinen Vater

Zusammenfassung

Zirkumstellare Scheiben sind Gas- und Staubscheiben um junge Sterne. Sie sind die Entstehungsgebiete von Planeten. Ein wesentliches Merkmal zirkumstellarer Scheiben ist ihre Variabilität. Hochauflösende interferometrische Beobachtungen wie die des VLTI zusammen mit Computersimulationen sind der Schlüssel zum Verständnis dieser Variabilität und damit der dynamischen Prozesse der Stern- und Planetenentstehung. Im Rahmen der drei Studien dieser Arbeit soll die Struktur und Variabilität zirkumstellarer Scheiben mittels der Kombination aus interferometrischen Beobachtungen des VLTI mit 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransportsimulationen untersucht werden.

Dazu werden in der ersten Studie rekonstruierte Bilder aus Beobachtungen mit dem Instrument MATISSE am VLTI durch Strahlungstransportmodellierung untersucht. Ein besonderer Schwerpunkt liegt dabei auf der Struktur der erstmals räumlich aufgelösten inneren Scheibenregion.

In der zweiten Studie wird ein Algorithmus für zeitabhängigen 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransport vorgestellt. Dazu wird das öffentlich verfügbare stationäre Strahlungstransportprogramm POLARIS um effiziente Methoden zur Berechnung von Temperaturverteilungen, Streuung und thermischer Reemission von durch veränderliche Strahlungsquellen beleuchteten Staubverteilungen erweitert. Zum ersten Mal wird dabei der Schwerpunkt auf die thermischen Eigenschaften des Staubs gelegt.

Die letzte Studie befasst sich mit dem Potenzial von VLTI-Beobachtungen zur Untersuchung der Variabilität zirkumstellarer Scheiben. Dazu werden mithilfe von Strahlungstransportsimulationen die zu erwartenden Änderungen der interferometrischen Messgrößen im Zusammenhang mit Änderungen der gemessenen photometrischen Flüsse eines typischen akkretierenden zentralen jungen stellaren Objekts ermittelt. Es soll damit eine Grundlage für die Planung und Analyse zukünftiger epochenübergreifender interferometrischer Beobachtungen variabler junger stellarer Objekte geschaffen werden.

Abstract

Circumstellar disks are disks of gas and dust surrounding young stars. They are the regions in which planets are formed. A characteristic feature of circumstellar disks is their variability. High-resolution interferometric observations, such as those provided by the VLTI, together with numerical simulations, are key to understanding this variability and thus the dynamical processes of star and planet formation. The three studies in this thesis investigate the structure and variability of circumstellar disks by combining VLTI interferometric observations with 3D Monte Carlo radiative transfer simulations.

In the first study, reconstructed images from observations with the MATISSE instrument at the VLTI are examined using radiative transfer modeling. Special emphasis is placed on the structure of the inner disk region, which is spatially resolved for the first time.

In the second study, an algorithm for time-dependent 3D Monte Carlo radiative transfer is presented. For this purpose, the publicly available steady-state radiative transfer code POLARIS is extended by efficient methods for the simulation of temperature distributions, scattering, and thermal reemission of dust distributions illuminated by variable radiation sources. For the first time, the thermal properties of dust are taken into account.

The final study investigates the potential of VLTI observations to study the variability of circumstellar disks. Radiative transfer simulations are used to determine the expected changes in the interferometric observables associated with changes in the measured photometric fluxes of a typical accreting central young stellar object. This will provide a basis for the planning and analysis of future multi-epoch interferometric observations of variable young stellar objects.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

Abstract

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	7
2.1	Zirkumstellare Scheiben	7
2.1.1	Entwicklung zirkumstellarer Scheiben	7
2.1.2	Aufbau zirkumstellarer Scheiben	10
2.1.3	Variabilität junger stellarer Objekte	11
2.2	Interferometrie	13
2.2.1	Doppelspalt	14
2.2.2	Visibilität und Closure-Phase	15
2.2.3	VLTI - Very Large Telescope Interferometer	17
2.3	Strahlungstransport	18
3	VLTI-MATISSE-Bildrekonstruktion des B[e]-Sterns FS Canis Majoris im L- und N-Band	21
3.1	Einleitung	22
3.2	Strahlungstransportmodellierung	22
3.2.1	Modellbeschreibung	23
3.2.2	Anpassungsverfahren	24
3.2.3	Modifizierter Innenrand	27
3.2.4	Gesamtfluss	32
3.2.5	Einfluss der Staubmischung und einer Staubeinhüllenden	34
3.2.6	Vergleich der Closure-Phasen und Visibilitäten	36
3.2.7	Einfluss einer zusätzlichen B[e]-Gasscheibe	41
3.3	Zusammenfassung und Fazit	44
4	Zeitabhängiger Monte-Carlo-Kontinuum-Strahlungstransport	47
4.1	Einleitung	48
4.2	Berechnungsmethode	49
4.2.1	Beschreibung des Heiz- und Kühlvorgangs	49
4.2.2	Numerische Implementierung	50
4.2.3	Zeitabhängiges Raytracing	55
4.2.4	Zeitabhängige Streuung	57

4.3	Test	58
4.3.1	Zeitschrittweite Δt	58
4.3.2	Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt N_{ph}	60
4.3.3	Optische Tiefe	62
4.4	Beispiele	62
4.4.1	Modell der zirkumstellaren Scheibe	63
4.4.2	Strahlungsausbruch	66
4.4.3	Strahlungsausbruch - Hohe optische Tiefe	70
4.5	Diskussion und Fazit	73
5	Das Potenzial von VLTI-Beobachtungen für die Untersuchung der Variabilität zirkumstellarer Scheiben	75
5.1	Einleitung	76
5.2	Methode	77
5.2.1	Synthetische Beobachtungen	77
5.3	Ergebnisse	79
5.3.1	Vergrößerung des Innenradius	80
5.3.2	Anstieg der Leuchtkraft	83
5.3.3	Anstieg der Leuchtkraft mit Sublimation	89
5.4	Diskussion	92
5.4.1	Variation der Basislinie	94
5.4.2	Beobachtungszeitskalen	97
5.5	Zusammenfassung	98
6	Fazit	100
	Anhang	103
A.1	Absorptionsabschätzung	103
A.2	Beispielstudie: Strahlungsausbruch eines Staubschalenmodells	104
A.3	Diffusionszeitskalen	106
A.4	Modifizierter Innenrand	107
	Literaturverzeichnis	111

Seit der Etablierung des kopernikanischen Weltbildes ist die Frage nach der Entstehung unseres Sonnensystems und der darin enthaltenen Planeten Gegenstand philosophischer und naturwissenschaftlicher Diskussion. Die vorgeschlagenen Modelle reichten von einer kollabierenden Urwolke bis zur Theorie eines großen Impakts auf der Sonne (siehe Koerner 1997, McCaughrean et al. 2000). Die in diesem Zusammenhang zum Beispiel von Immanuel Kant oder Pierre-Simon Laplace diskutierte Scheibenform des interstellaren Materials um einen jungen Stern erhielt durch die Entdeckung von Strahlung im infraroten Wellenlängenbereich um T-Tauri-Sterne von Mendoza und Eugenio (1966) neuen Aufwind. Als T-Tauri-Sterne werden junge Vorhauptreihensterne bezeichnet, die von Joy (1945) erstmals klassifiziert wurden. Sie stellen die Vorformen von Sternen wie unserer Sonne dar. Auch wenn in den folgenden Jahrzehnten weitere indirekte Hinweise auf solche Scheiben wie zum Beispiel bipolare Ausflüsse oder Jets in der Umgebung junger stellarer Objekte gefunden wurden (siehe Beckwith und Sargent 1993), reichte die Auflösung damaliger Teleskope nicht aus, um einen direkten Nachweis zu liefern.

Die im Jahr 1996 vorgestellten Bilder protoplanetarer Scheiben, d. h. der Orte der Planetenentstehung, im Orion-Nebel, aufgenommen mit dem Hubble-Weltraumteleskop (McCaughrean und O'Dell 1996), stellten eine Zäsur dar. Zum ersten Mal gelang es, junge stellare Objekte direkt abzubilden, einschließlich einer dunklen Silhouette, die eindeutig einer Staubscheibe zugeordnet werden konnte (siehe Abbildung 1.1, links). Zusammen mit erdgebundenen Teleskopen mit adaptiver Optik eröffnete dies die Möglichkeit, die Struktur der Scheibe und die Eigenschaften des darin enthaltenen Staubs im Detail zu untersuchen. Da die Strahlung einer solchen Scheibe im optischen und nahinfraroten Wellenlängenbereich jedoch durch das vom Staub absorbierte und gestreute Sternenlicht dominiert wird, waren für eine weitere Analyse weitere Beobachtungen im mittel- und ferninfraroten Wellenlängenbereich notwendig. Um in diesem Wellenlängenbereich Strukturen innerhalb der Scheibe auflösen zu können, müssen Teleskope zu Interferometern zusammengeschaltet werden.

Ein Durchbruch bei der Beobachtung protoplanetarer Scheiben im ferninfraroten Wellenlängenbereich gelang 2014 mit Beobachtungen des Objekts HL Tau durch das ALMA-Radiointerferometer (ALMA Partnership et al. 2015). Deutlich sichtbare Ringstrukturen in der zirkumstellaren Scheibe deuteten erstmals direkt auf Orte möglicher Planetenentstehung hin (siehe Abbildung 1.1, mittig). Interferometer wie das Very Large Telescope Interferometer (VLTI) in Chile ermöglichen es

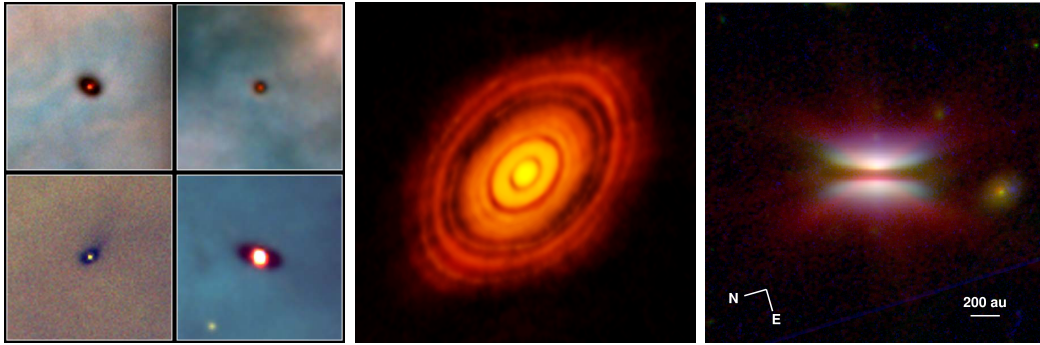


Abb. 1.1: *Links:* Die ersten hoch aufgelösten Bilder von protoplanetaren Scheiben in der Orionwolke, die im optischen Wellenlängenbereich mit dem Weltraumteleskop Hubble aufgenommen wurden. Die zirkumstellaren Scheiben sind als Schatten zu erkennen (NASA, Mark J. McCaughrean (MPI-A), C. Robert O'Dell (Rice University)). *Mitte:* Protoplanetare Scheibe von HL Tau, beobachtet mit dem ALMA-Radioteleskop im ferninfraroten Wellenlängenbereich. Die dunklen Ringe könnten Orte potenzieller Planetenentstehung sein (ALMA (ESO/NAOJ/NRAO)). *Rechts:* Kompositbild von Beobachtungen der Weltraumteleskope Hubble und James Webb der Scheibe des Objektes Tau 042021 in der Seitenansicht (Duchene et al. 2023).

heute, sogar den inneren Bereich protoplanetarer Scheiben mit bisher unerreichter Genauigkeit zu untersuchen. Zusammen mit den Beobachtungen des James-Webb-Weltraumteleskops im infraroten Wellenlängenbereich (siehe Abbildung 1.1, rechts) bilden sie die Grundlage, um der Beantwortung der Frage nach der Entstehung von Planeten und Sonnensystemen näherzukommen.

Da die Entwicklung zirkumstellarer Scheiben ein hochdynamischer Prozess ist, zeigen junge stellare Objekte Helligkeitsschwankungen in allen Wellenlängenbereichen. Die Untersuchung dieser Variabilität erlaubt ein besseres Verständnis dieses Entwicklungsprozesses. Epochenübergreifende, hochauflösende interferometrische Beobachtungen der inneren Scheibenregionen bieten hier ein besonderes Potenzial. Diese Arbeit umfasst drei Studien, die sich zum einen mit der Analyse von interferometrischen Beobachtungen der innersten Scheibenbereiche mit bisher unerreichter räumlicher Auflösung und zum anderen mit der Entwicklung eines Werkzeugs zur Analyse von epochenübergreifenden interferometrischen Beobachtungen und deren Potenzial zur Analyse der Variabilität junger stellarer Objekte befassen.

In der ersten Studie wird ein aus Beobachtungen des VLTI rekonstruiertes Bild der inneren Scheibenregionen des Objekts FS-Canis-Majoris mithilfe von Strahlungstransportmodellen untersucht. Dies erlaubt Rückschlüsse auf die innersten Strukturen der Scheibe, insbesondere auf die Form des inneren Scheibenrandes.

Die zweite Studie befasst sich mit der Erweiterung des stationären Monte-Carlo-Strahlungstransportschemas um zeitabhängige Methoden zur Berechnung von Temperaturverteilungen, Streuung und thermischer Reemission von Staubverteilungen mit zeitlich veränderlichen Strahlungsquellen.

Im Rahmen der dritten Studie wird das Potenzial von epochenübergreifenden Beobachtungen des VLTI für die Untersuchung der Variabilität zirkumstellarer Scheiben überprüft. Dafür werden interferometrische Messgrößen von Strahlungstransportmodellen eines typischen variablen Objektes berechnet. Es wird so eine Grundlage für die Vorbereitung zukünftiger Beobachtungen geschaffen.

2.1 Zirkumstellare Scheiben

Zirkumstellare Scheiben bestehen aus interstellarem Material wie Gas und Staub, das sich auf einem Orbit um einen jungen Stern befindet. Sie stellen die Geburtsstätten von Planeten, Planetoiden und kleineren Objekten dar, die in späteren Phasen zusammen mit ihrem Stern ein Planetensystem bilden. Auch unser Sonnensystem ist wahrscheinlich aus einer solchen Scheibe entstanden. Sie werden daher auch protoplanetare Scheiben genannt. Das Verständnis der physikalischen Prozesse in zirkumstellaren Scheiben ist somit ein zentraler Aspekt der Frage nach der Entstehung der Objekte in unserer galaktischen Nachbarschaft dar und ermöglicht es, die Entstehung unseres Sonnensystems in unterschiedlichen Entwicklungsstadien zu untersuchen. Im Folgenden werden die Entwicklung und der Aufbau zirkumstellarer Scheiben sowie insbesondere die Variabilität dieser Systeme erläutert.

2.1.1 Entwicklung zirkumstellarer Scheiben

Die Entwicklung einer zirkumstellaren Scheibe ist direkt mit der Entstehung eines Sterns verknüpft. Die Entstehungsgebiete von Sternen sind interstellare Molekülwolken, welche hauptsächlich aus molekularem Wasserstoff bestehen. In diesen Wolken bilden sich mehrere Kerne, das heißt Gebiete hoher Dichte. Werden diese Kerne gravitativ instabil, kommt es zur Entstehung weiterer kleinerer Gebiete hoher Dichte, den sogenannten prästellaren Kernen (z. B. Andre et al. 2000, Goodwin et al. 2007). Kollabieren diese, so bildet sich ein Protostern, das heißt ein Gebiet, das annähernd im hydrostatischen Gleichgewicht ist und weitere Materie aus der Umgebung akkretiert (z. B. Larson 1969). Protosterne und die sich daraus entwickelnden Vorhauptreihensterne werden als junge stellare Objekte (kurz: YSO, nach engl. Young Stellar Object) bezeichnet. Aufgrund der Drehimpulserhaltung und einer Reihe magnetohydrodynamischer Prozesse bildet sich aus dem umgebenden Material eine Scheibe (z. B. Li et al. 2014). Die entstehenden YSOs aus Stern und umgebendem Material werden nach ihrer spektralen Energieverteilung (kurz: SED, von engl. Spectral Energy Distribution) und dem damit assoziierten Entwicklungsstadium in vier Klassen eingeteilt (siehe Lada 1987, Andre et al. 1993, Andre 2011). Eine schematische Darstellung der jeweiligen Entwicklungszustände mit ihren geschätzten Lebenszeiten sowie der entsprechenden SEDs ist in Abbildung 2.1 zu finden.

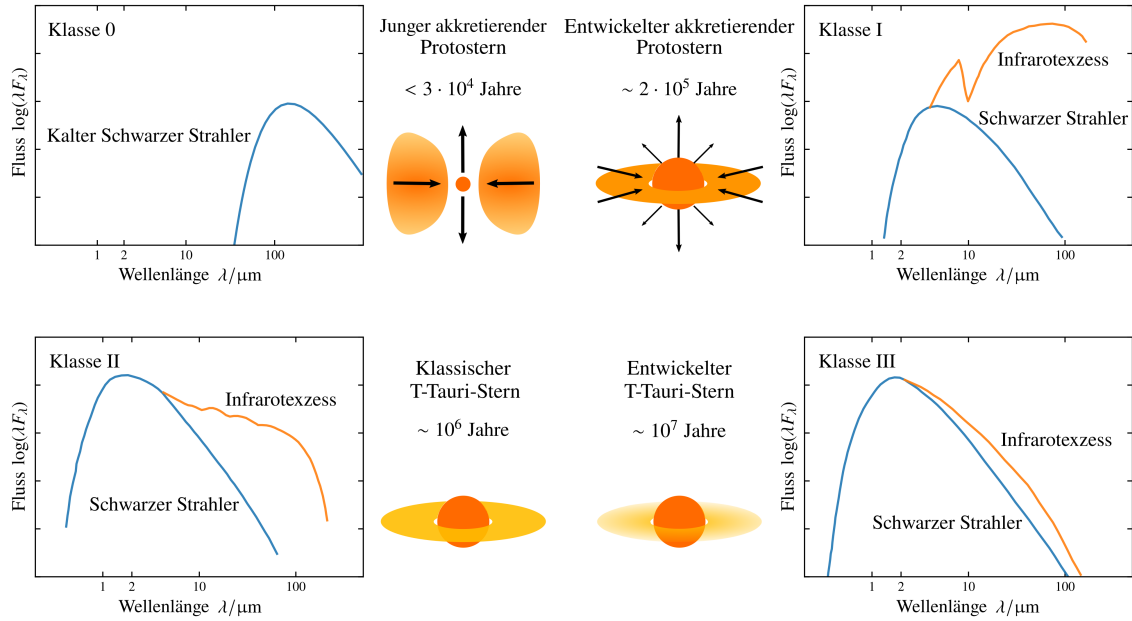


Abb. 2.1: Klassifizierung unterschiedlicher Stadien der Entwicklung eines einzelnen Sterns von einem Protostern (Klasse 0 und Klasse I; *oben*) zu einem Vorhauptreihens Stern (Klasse II und Klasse III; *unten*) anhand der spektralen Energieverteilung. Zusätzlich zur schematischen Darstellung der Klassen ist die jeweilige Lebensdauer in Jahren angegeben. Abbildung nach Andre (2011) entsprechend der Klassifizierung von Lada (1987) und Andre et al. (1993). Siehe Abschnitt 2.1.1 für mehr Details.

Im Folgenden werden die vier Entwicklungsstadien kurz beschrieben:

Klasse 0 - Junger akkretierender Protostern Hat sich im Inneren eines prästellaren Kerns ein hydrostatischer Protostern gebildet, so ist dieser nicht direkt beobachtbar. Die Masse des umgebenden zirkumstellaren Materials überwiegt die Masse des jungen Protosterns. Dies lässt sich auch in der SED erkennen, die im Wesentlichen einem Schwarzkörperstrahler bei einer Temperatur von 15 bis 30 K entspricht. Hieraus lässt sich auch eine eher kugelförmige als scheibenartige Form der Verteilung des umgebenden Materials ablesen (Andre et al. 2000). Der Nachweis des zentralen Protosterns erfolgt meist lediglich über die starken, gebündelten bipolaren Ausflüsse senkrecht zur Rotationsachse (Bontemps et al. 1996, Bachiller 1996). Sie stellen den Hauptunterschied zwischen einem sternlosen prästellaren Kern und einem Objekt der Klasse 0 dar.

Klasse I - Entwickelter akkretierender Protostern Akkretiert der Protostern zusätzliches Material aus der einhüllenden Wolke, so überschreitet die Masse des Protosterns die des umgebenden Materials. Die SED zeigt nun einen Schwarzkörperstrahler entsprechend der Temperatur von 70 bis 650 K (Chen et al. 1995, 1997), sowie einen starken Infrarotexzess, der durch eine sich ausbildende Scheibe sowie

eine zirkumstellare Einhüllende verursacht wird (Adams et al. 1987). Darüber hinaus weisen auch Objekte der Klasse I Ströme einfallenden Materials und bipolare Ausflüsse auf, die jedoch im Vergleich zu Objekten der Klasse 0 deutlich abgeschwächt sind. (Bontemps et al. 1996).

Klasse II - Klassischer T-Tauri-Stern Wenn das eingebettete stellare Objekt seine Hülle verloren hat, das heißt, wenn sich das noch vorhandene zirkumstellare Material hauptsächlich in der umgebenden Scheibe befindet, entspricht die SED der eines Vorhauptreihensterns mit einem Infrarotexzess. Der Übergang von Objekten der Klasse I zu Objekten der Klasse II stellt also auch den Übergang von protostellaren Objekten zu Vorhauptreihensternen dar. Der Infrarotexzess wird durch Streuung des Sternlichtes sowie thermischer Reemissionsstrahlung des Staubes in der zirkumstellaren Scheibe verursacht (Andre und Montmerle 1994). Bei dem eingebetteten Stern handelt es sich häufig um einen Stern, der nach seinem Prototyp als T-Tauri-Stern bezeichnet wird (Joy 1945).

Klasse III - Entwickelter T-Tauri-Stern Die spektrale Energieverteilung eines Objektes der Klasse III zeigt im Vergleich wenig Emission im infraroten Wellenlängenbereich. Dies deutet darauf hin, dass der Stern nur noch von einer massearmen primordialen Scheibe oder einer sekundären sogenannten Trümmerscheibe umgeben ist (Greene et al. 1994, Rebull et al. 2014). Im Gegensatz zur primordialen Scheibe, die ein Überbleibsel der bei der Sternentstehung gebildeten Scheibe ist, bestehen Trümmerscheiben aus Staub, der bei der Kollision größerer Gesteinskörper freigesetzt wird. Die Unterscheidung erfolgt meist über den Gasgehalt der Scheibe, denn bei geringem Gasgehalt ist es aufgrund der kurzen Lebensdauer des Staubes wahrscheinlicher, dass er durch Kollisionen von Planetesimalen neu entstanden ist (Meyer et al. 2007). Die spektrale Energieverteilung der Objekte der Klasse III ähnelt der eines klassischen T-Tauri-Sterns mit abgeschwächtem Infrarotanteil.

Bei den in dieser Arbeit untersuchten Objekten handelt es sich überwiegend um Objekte der Klasse II oder um sogenannte Übergangsscheiben. Hierbei handelt es sich um Scheiben, die sich im Übergang von der primordialen Scheibe zur Trümmerscheibe befinden (Strom et al. 1989).

Systeme mit ähnlichen Merkmalen im infraroten Teil der spektralen Energieverteilung sowie den Emissionslinien wie klassische T-Tauri-Sterne, aber höherer Sternmasse werden nach ihrem Entdecker als Herbig-Ae/Be-Sterne bezeichnet (Waters und Waelkens 1998). Auch wenn Hillenbrand et al. (1992) für diese Objekte eine ähnliche Einteilung in Gruppen (I, II und III) statt in Klassen vorgeschlagen haben, ist diese umstritten und nicht direkt mit der oben beschriebenen Einteilung in Verbindung zu bringen (Natta et al. 2000).

2.1.2 Aufbau zirkumstellarer Scheiben

Scheibenmodell Zur Bestimmung der grundlegenden Parameter der zirkumstellaren Scheibe einer Beobachtung ist die Verwendung eines einfachen Modells der Dichteverteilung einer Akkretionsscheibe üblich. Als erfolgreicher Ansatz hat sich in verschiedenen Studien (z. B. Pinte et al. 2008, Sauter et al. 2009, Ratzka et al. 2009, Brunngräber et al. 2016) eine Dichteverteilung entsprechend den Überlegungen von Shakura und Sunyaev (1973) für eine akkretierende Scheibe herausgestellt. Unter Verwendung der zylindrischen Koordinaten (r, z) kann sie geschrieben werden als

$$\rho(r, z) = \rho_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-\alpha} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{h(r)} \right)^2 \right]. \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet ρ_0 den durch die Scheibenmasse bestimmten Skalierungsparameter der Dichte, α den radialen Dichteexponenten und $h(r)$ die Skalenhöhe der Scheibe. Letztere ist abhängig von der Referenzskalenhöhe h_{ref} am Referenzradius R_0 und dem Aufweitungsparameter β :

$$h(r) = h_{\text{ref}} \left(\frac{r}{R_0} \right)^\beta. \quad (2.2)$$

Die so beschriebene Dichteverteilung des Gases in einer akkretierenden Scheibe wird üblicherweise mit einem Faktor 0,01 an die Staubverteilung gekoppelt (Hildebrand 1983).

Staub Eigenschaften Da zirkumstellare Scheiben aus dem interstellaren Medium entstehen, kann davon ausgegangen werden, dass die Staubzusammensetzung von Scheiben früher Entwicklungsstadien ähnlich der des interstellaren Mediums ist. In dieser Arbeit wird daher eine Mischung aus 62,5% astronomischen Silikats und 37,5% Graphit verwendet. Als astronomisches Silikat wird dabei ein Satz optischer Eigenschaften bezeichnet, der auf der Grundlage von Silikaten wie Olivin für astronomische Beobachtungen angepasst wurde (Draine und Lee 1984). Die Graphitkomponente folgt dem typischen $\frac{1}{3}$ - $\frac{2}{3}$ -Verhältnis für parallele und senkrechte Staubkornausrichtungen nach Draine und Malhotra (1993). Die Staubkorngrößenverteilung entspricht dem Potenzgesetz von Mathis et al. (1977) mit $n(s) \propto s^{-q}$ für $q = 3,5$ und Staubkornradien zwischen 5 nm und 250 nm. Diese Größenverteilung ist konsistent mit den Einschränkungen, die für Beobachtungen der in dieser Arbeit betrachteten nah- und mittelinfraroten Wellenlängenbereichen für den Staub in den oberen Scheibenschichten gefunden wurden. Die optischen Eigenschaften der kompakten, chemisch homogenen Staubkörner werden auf Basis der Mie-Streutheorie (siehe z. B. Bohren und Huffman 1983) mithilfe der wellenlängenabhängigen Brechungsindizes von Draine und Lee (1984), Laor und Draine (1993) und Weingartner und Draine (2001) bestimmt.

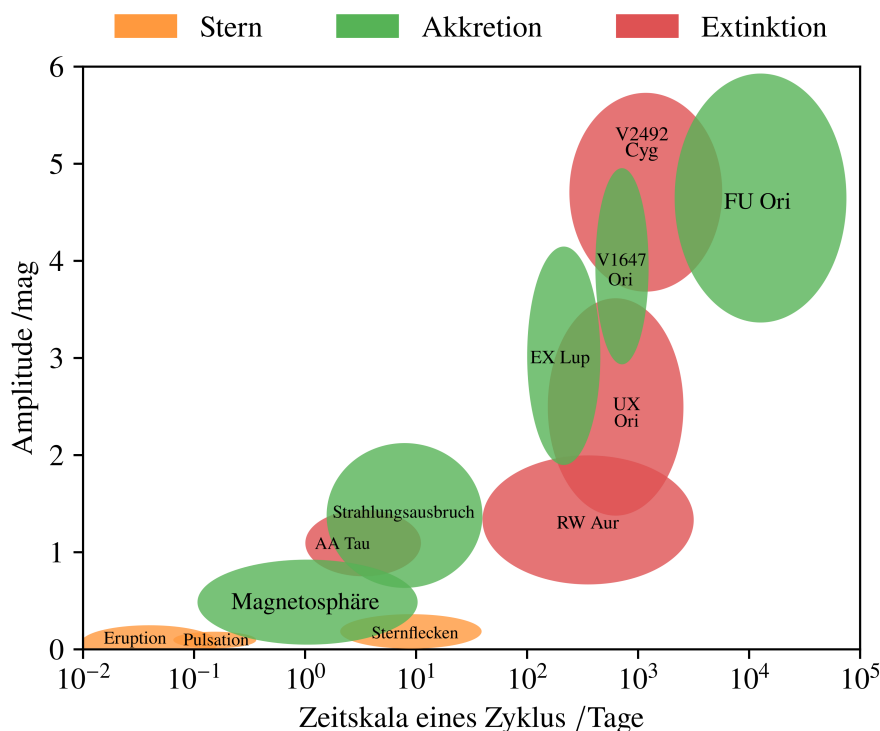


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der Amplitude einer Auswahl verschiedener Variabilitätsmechanismen junger stellarer Objekte als Funktion der Zeitskala nach Abbildung 3 aus Fischer et al. (2022). Die jeweilige Bezeichnung gibt das charakteristische Merkmal bzw. den Prototypen des entsprechenden Phänomens an (siehe Abschnitt 2.1.3 für Details).

2.1.3 Variabilität junger stellarer Objekte

Variabilität ist ein charakteristisches Merkmal junger stellarer Objekte, das durch verschiedene physikalische Prozesse verursacht wird. Ein Verständnis der zugrundeliegenden dynamischen Prozesse ist essenziell für das Verständnis der Entwicklung zirkumstellarer Scheiben. Variabilität kann dabei auf verschiedenen Zeitskalen auftreten und von unterschiedlichen Mechanismen verursacht werden (z. B. Herbst et al. 1994, Park et al. 2021). Eine Übersicht einer Auswahl von beobachteter Variabilität junger stellarer Objekte ist in Abbildung 2.2 dargestellt. An dieser Stelle soll exemplarisch zwischen drei Arten der Variabilität unterschieden werden: Helligkeitsschwankungen des Objekts, die direkt durch den Zentralstern verursacht werden, Helligkeitszunahmen durch Akkretionsereignisse und extinktionsbedingte Verdunkelungen. Langzeitbeobachtungen einer Vielzahl von YSOs mit zirkumstellaren Scheiben in aktiven Sternentstehungsgebieten zeigen viele verschiedene Lichtkurventypen. Nach Cody et al. (2014) werden diese zusätzlich nach ihrer Periodizität in streng periodisch, quasiperiodisch bis vollständig stochastisch eingeteilt. Die charakteristische Zeitskala bezeichnet dabei die typische Länge einer Periode oder die Abklingzeit eines

Ereignisses. Im Folgenden werden die typischen Variabilitätsphänomene auf kurzen, mittleren und langen Zeitskalen zusammengefasst. Da der Schwerpunkt dieser Arbeit auf der Akkretionsvariabilität liegt, wird analog zu Fischer et al. (2022) auf diese besonders eingegangen.

Kurze Zeitskala - $10^{-2} - 10^0$ Tage Bei Helligkeitsvariationen auf kurzen Zeitskalen von Minuten bis Stunden handelt es sich hauptsächlich um Effekte, die durch die Aktivität des eingebetteten Sterns verursacht werden. Dies können Eruptionen (auch Flares genannt) oder Pulsationseffekte sein. Auf Zeitskalen von Tagen kommt es zu Variabilität durch magnetosphärische Akkretion. Dabei strömt Material des Innenbereiches der Scheibe entlang der Magnetfeldlinien der Magnetosphäre des Sternes auf den Stern. Treffen diese Ströme in der Nähe der magnetischen Pole auf die Sternoberfläche, kommt es zu Akkretionsschocks und infolgedessen zu Strahlungsausbrüchen (Bouvier et al. 2007b). Bei der beobachteten Variabilität dieser Art handelt es sich um stochastische Prozesse mit einer Dauer von einigen Tagen, die sich ebenfalls auf Zeitskalen von Tagen wiederholen können (Stauffer et al. 2014, Cody et al. 2017). Nach Herbst et al. (1994) wird diese Art der Variabilität auch als Typ-II-Variabilität bezeichnet.

Mittlere Zeitskala - $10^0 - 10^2$ Tage Die oben beschriebene magnetosphärische Variabilität tritt auch auf Zeitskalen von einigen Wochen auf. Des Weiteren lassen sich bei einigen Fällen zusätzliche, kurze Strahlungsausbrüche finden, die auf stochastische Instabilitäten in der Verbindung von Stern und Scheibe zurückzuführen sind (Stauffer et al. 2016). Bei Objekten mit hoher Scheibenneigung kann der Zustrom des Materials aus der Scheibe durch Strahlungseinbrüche in der Lichtkurve erkannt werden. Der Materiestrom verformt die Basis der Scheibe und der in der Verformung eingeschlossene Staub verdeckt den Stern, wenn er sich in die Sichtlinie des Beobachters dreht. YSOs, die dieses Verhalten zeigen, werden nach dem Prototyp als AA-Tau-Sterne bezeichnet (Bouvier et al. 2007a). Die damit verbundenen quasi-periodischen Helligkeitseinbrüche finden sich in etwa einem Drittel der Lichtkurven junger stellarer Objekte. Dies gilt sowohl für den optischen als auch für den nahen und mittleren infraroten Wellenlängenbereich (Cody und Hillenbrand 2010, Rice et al. 2015, Morales-Calderón et al. 2011). Ebenfalls auf Zeitskalen von Wochen, aber mit deutlich geringerer Amplitude und streng periodisch, treten die von Herbst et al. (1994) als Typ I bezeichneten Helligkeitsschwankungen durch (kalte) Sternflecken auf. Ihre Periode entspricht dabei der erwarteten Rotationsperiode des Sterns (Herbst 1986, Bouvier et al. 1993).

Lange Zeitskala - $10^2 - 10^5$ Tage Neben den allgemeineren Formen der Variabilität gibt es eine Reihe von Phänomenen auf Zeitskalen von Jahren bis zu Jahrzehnten oder sogar Jahrhunderten, die nach ihren Prototypen benannt sind. Auf Zeitskalen von einigen Monaten bis zu Jahren finden sich die EX-Lup oder auch EXor genannten Objekte (Herbig 1989). Die beobachteten Strahlungsausbrüche von einigen Magnituden

treten in unregelmäßigen Zeitabständen auf. Aufgrund der Analyse von Spektren im optischen Wellenlängenbereich vermutet man als Ursache eine ungewöhnlich starke magnetosphärische Akkretion auf einen T-Tauri-ähnlichen Stern (Sicilia-Aguilar et al. 2012, 2015). Die Akkretionsereignisse mit den längsten Zeitskalen werden als FU-Ori-Ereignisse bezeichnet. Sie zeigen extreme Strahlungsausbrüche, bei denen die viskos geheizte Akkretionsscheibe den zentralen Stern in allen Wellenlängen überstrahlt (Labdon et al. 2021). Die Akkretionsraten sind dabei so hoch, dass der Materiestrom vom magnetosphärischen Fluss abweicht, die magnetosphärische Barriere durchbricht und den Stern ungefähr in der Äquatorialebene erreicht (Hartmann et al. 2016). Das Abklingen dieser Strahlungsausbrüche erstreckt sich über mehrere Jahrzehnte und ist z. B. beim Prototyp FU-Ori auch nach über 80 Jahren noch nicht abgeschlossen (Hartmann und Kenyon 1996). Zwischen FU-Ori- und Ex-Lup-Objekten findet sich die Gruppe der V1647-Ori-Objekte. Sie weisen mehrere Ausbrüche auf Zeitskalen auf, die länger als typische Ex-Lup-Ereignisse, aber kürzer als FU-Ori-Ausbrüche sind (Ninan et al. 2013). Auch die Merkmale der spektralen Energieverteilung lassen sich keiner der vorherigen Kategorien klar zuweisen (Briceño et al. 2004, Acosta-Pulido et al. 2007). Da Objekte dieser Kategorie eher durch Ausschluss anderer Kategorien zugeordnet werden, sind Aussagen über Periodizität oder Ursachen der Variabilität bisher nur schwer möglich und Gegenstand aktueller Forschung.

Darüber hinaus gibt es eine Reihe von Phänomenen, die vermutlich durch Staubextinktion zu Helligkeitseinbrüchen führen können. Dazu gehört die Gruppe der RW-Aur-Objekte, die Strahlungseinbrüche auf Zeitskalen von Monaten bis Jahren zeigen (Herbig 1954). Als Ursache dafür wird Staub vermutet, der durch den Vorbeiflug eines anderen stellaren Objektes aufgewirbelt wurde und den Zentralstern aus Sicht des Beobachters verdeckt (Bozhinova et al. 2016, Cuello et al. 2020). Auf ähnlichen Zeitskalen, aber mit größerer Amplitude liegen die UX-Ori-Objekte, die nach Herbst et al. (1994) als Typ-III-Variation bezeichnet werden. Nach aktuellem Stand der Forschung handelt es sich dabei um Objekte mit hoher Scheibenneigung, bei denen der heiße Innenbereich der Scheibe sowie das Zentralobjekt durch Wolken aus Staub in der Scheibe oder Scheibenatmosphäre oder durch einen aufgeblähten Innenbereich verdeckt wird (Kreplin et al. 2016, Shulman und Grinin 2022). Die Extinktionsereignisse mit der größten Amplitude finden sich in der Klasse der V2492-Cyg-Objekte. Dabei handelt es sich um eine semi-periodische Abschwächung der Emission des hellen inneren Scheibenbereichs, sowie des Zentralobjektes und möglicher Jets und Ausflüsse durch Material der Scheibe (Hillenbrand et al. 2013). Die charakteristische Zeitskala ist vergleichbar mit der von UX-Ori-Objekten. Es wird vermutet, dass dieses Phänomen eine Kombination der Mechanismen von EX-Lup- und UX-Ori-Objekten ist, d. h. Akkretion und Okkultation (Giannini et al. 2018).

2.2 Interferometrie

Um die physikalischen Prozesse und Strukturen einer zirkumstellaren Scheibe im Detail zu untersuchen, sind hochauflösende Beobachtungen notwendig. Das Auflö-

sungsvermögen herkömmlicher Teleskope ist durch das Rayleigh-Kriterium begrenzt. Ein Teleskop mit einer Apertur der Größe D kann bei einer Wellenlänge λ zwei Punkte mit einem Winkelabstand α voneinander unterscheiden:

$$\alpha = 1,22 \frac{\lambda}{D}. \quad (2.3)$$

Beispielsweise wäre eine Apertur von etwa 120 m erforderlich, um die zirkumstellare Scheibe eines Sterns im Sternbild Stier (Entfernung: ~ 140 pc) im für die Scheibe relevanten infraroten Wellenlängenbereich mit einer Auflösung von 1 au beobachten zu können. Obwohl dies mit einem einzelnen Teleskop bislang nicht möglich ist, kann man mithilfe der Methode der Interferometrie, also dem Zusammenschluss mehrerer Teleskope, die geforderte Auflösung erreichen. Die Grundlagen der Interferometrie sind bereits seit dem späten 19. Jahrhundert bekannt. Mitte der 2010er Jahre hat eine neue Ära hochauflösender Interferometer mit bisher unerreichter Empfindlichkeit begonnen (Eisenhauer et al. 2023). Im Folgenden werden daher die Grundlagen der Interferometrie, sowie die wesentlichen Messgrößen eingeführt. Abschließend wird das für diese Arbeit relevante Very Large Telescope Interferometer (VLTI) der Europäischen Südsternwarte (ESO) vorgestellt.

2.2.1 Doppelspalt

Das Grundprinzip der Interferometrie, die Interferenz, lässt sich am einfachsten mit dem Young'schen Doppelspaltexperiment analog zu Born und Wolf (1965) und Monnier (2003) veranschaulichen. Dabei trifft das monochromatische Licht einer sehr weit entfernten Strahlungsquelle auf einen Doppelspalt und wird daran gebeugt. Aufgrund der Wellennatur des Lichts überlagern sich die von den Spalten ausgehenden Elementarwellen und erzeugen auf einem hinter dem Spalt positionierten Schirm ein Streifenmuster. Eine schematische Darstellung des klassischen Doppelspaltversuchs ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Der Winkelabstand θ zweier durch konstruktive Interferenz erzeugter Intensitätsmaxima lässt sich ebenso wie die Anzahl der Intensitätsmaxima pro Winkелеlement, das heißt die Raumfrequenz u , durch den Abstand der Spalte b und die Wellenlänge λ des betrachteten Lichts ausdrücken:

$$\theta = \frac{\lambda}{b}, \quad u = \frac{b}{\lambda}. \quad (2.4)$$

Ein optisches Interferometer, wie es in der Astronomie verwendet wird, funktioniert nach demselben Prinzip. Der Abstand der Spalte entspricht dabei dem Abstand der Teleskope senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Lichtwelle, der sogenannten Basislinie B . Befindet sich nun eine zweite Strahlungsquelle in einem Abstand des Winkels $\lambda/(2B)$ von der ersten Strahlungsquelle, lässt sich anhand von Gleichung 2.4 erkennen, dass die beiden Intensitätsmaxima genau um einen Phasenverschub π verschoben sind und sich daher zu einer gleichmäßig ausgeleuchteten Fläche auslöschen. Das Auflösungsvermögen α_I eines solchen Interferometers ergibt sich also zu

$$\alpha_I = \frac{\lambda}{2B}. \quad (2.5)$$

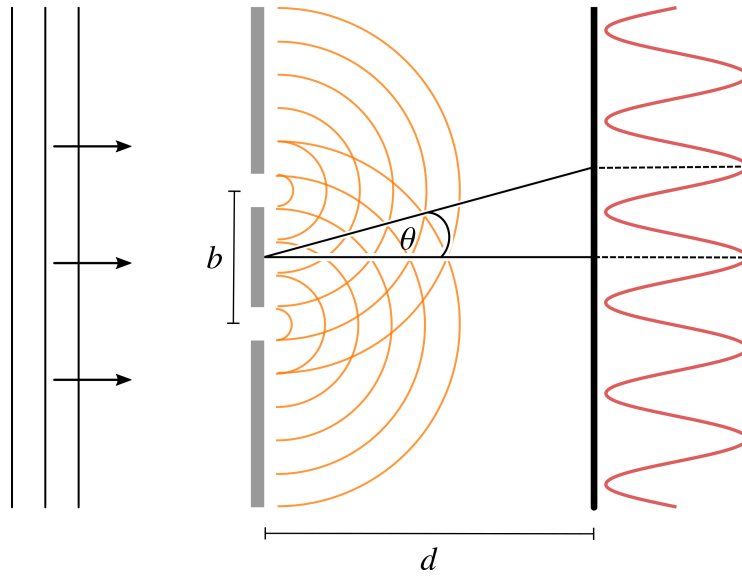


Abb. 2.3: Schematische Darstellung des Doppelspaltexperiments nach Young. Monochromatisches Licht einer unendlich weit entfernten Strahlungsquelle trifft auf zwei Spalte mit dem Abstand b . Die Intensitätsverteilung des Streifenmusters auf einem Schirm in Entfernung d zum Doppelspalt ist in Rot dargestellt. Der Winkel zwischen zwei Intensitätsmaxima ist θ .

Das heißt, dass im Vergleich zu einem klassischen Teleskop (Gleichung 2.3) eine deutlich höhere Auflösung erreicht werden kann. Für das oben genannte Beispiel eines Objektes im Sternbild Stier bedeutet dies, dass eine Basislinie von etwa 49 m notwendig wäre, um ein Auflösungsvermögen von 1 au zu erreichen.

2.2.2 Visibilität und Closure-Phase

Der Kontrast des Streifenmusters eines Interferometers wird Visibilität $|V|$ genannt und lässt sich im einfachen Fall des Doppelspalts über

$$|V| = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.6)$$

berechnen. Dabei sind I_{\max} und I_{\min} die jeweils größte beziehungsweise kleinste Intensität des Streifenmusters. Der Zusammenhang zwischen einer beliebigen Helligkeitsverteilung $I(x,y)$ und der *komplexen Visibilität* V eines Interferometers mit beliebiger Konfiguration lässt sich laut dem van-Cittert-Zernicke-Theorem mittels einer Fouriertransformierten normiert auf den Gesamtfluss ausdrücken (z. B. Born und Wolf 1965):

$$V(u,v) = \frac{\iint_{\mathbb{R}^2} I(x,y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy}{\iint_{\mathbb{R}^2} I(x,y) dx dy}. \quad (2.7)$$

Analog zu Gleichung 2.4 bezeichnen u und v die Raumfrequenzen, die sich in diesem Fall aus dem Basislinienvektor \vec{B} ergeben, der die Projektion der Basislinie auf die

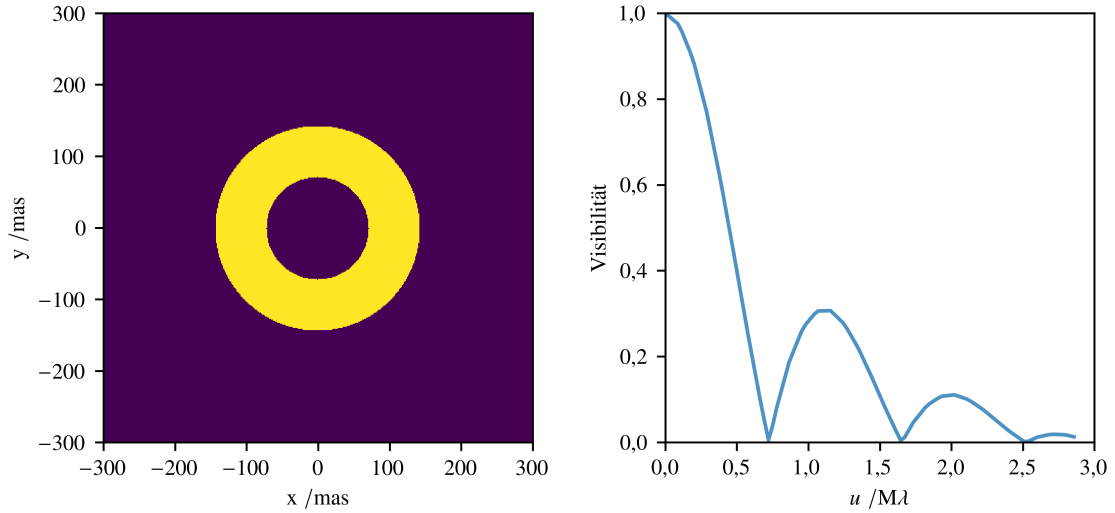


Abb. 2.4: Helligkeitsverteilung (*links*) und Visibilität (*rechts*) eines ausgedehnten Rings für eine Konfiguration von zwei Teleskopen als Funktion der Basislinie, angegeben als u -Koordinate. Die v -Koordinate hat aufgrund der Rotationssymmetrie keinen weiteren Einfluss und ist auf null gesetzt. Für die Berechnung wurde angenommen, dass die Helligkeitsverteilung in einer Entfernung von 140 pc bei einer Wellenlänge von $3,5\,\mu\text{m}$ beobachtet wird.

jeweiligen Achsen der Raumfrequenzen darstellt. Für einen Positionswinkel β der Lichtquelle zur x-Achse und einer Basislinie B ergibt sich dann:

$$u = \frac{B \sin \beta}{\lambda}, \quad v = \frac{B \cos \beta}{\lambda}. \quad (2.8)$$

Die komplexe Visibilität lässt sich auch als Kombination ihres Betrags und einer Phase ϕ schreiben:

$$V(u,v) = |V(u,v)| \cdot e^{i\phi}. \quad (2.9)$$

Diese Phase entspricht dem Phasenverschub des Interferenzmusters. Bei einer erdgebundenen astronomischen Beobachtung kommt es zu einem zusätzlichen Phasenverschub des einfallenden Lichts durch die Atmosphäre. Daher werden die gemessenen Phasen von mehreren Teleskopen einer Teleskopanordnung so miteinander kombiniert, dass sich der Einfluss der Atmosphäre auslöscht. Die resultierende Kombination der Phasen zwischen den Teleskopenpaaren wird aus dem Englischen als *Closure-Phase* bezeichnet. Sie gibt Auskunft über die Punktsymmetrie der zugrunde liegenden Helligkeitsverteilung.

In den vorliegenden Studien, besonders in Kapitel 5, wird die Visibilität zirkumstellarer Scheiben untersucht. Um zu veranschaulichen, wie sich die Visibilität als Funktion der Basislinie für ein solches Objekt verhält, sind in Abbildung 2.4 die Visibilitäten der Helligkeitsverteilung eines ausgedehnten Rings dargestellt. Die Länge der Basislinie wird häufig in Einheiten der betrachteten Wellenlänge angegeben. Die

Visibilität lässt sich in Zusammenhang zu dem Verhältnis aus aufgelöstem zu unaufgelöstem Fluss setzen. Ist die Visibilität nahe 1, werden daher fast keine Strukturen räumlich aufgelöst. Erreicht die Visibilität ein Minimum, deutet dies darauf hin, dass Strukturen räumlich aufgelöst werden können. Für das einfache Modell in Abbildung 2.4 korrespondieren das erste und zweite Minimum der Visibilität beispielsweise mit den Basislinien, bei denen die räumlichen Strukturen des Außenrandes, sowie des Innenrandes der ringförmigen Helligkeitsverteilung aufgelöst werden können. Da die gegebene Helligkeitsverteilung punktsymmetrisch ist, sind die entsprechenden Phasen null.

2.2.3 VLTI - Very Large Telescope Interferometer

Das Very Large Telescope (VLT) der Europäischen Südsternwarte (ESO) auf dem Cerro Paranal in der Atacama-Wüste in Chile ist eine der leistungsfähigsten modernen Sternwarten. Es besteht aus vier Hauptteleskopen mit einem Spiegeldurchmesser von 8,2 m, die als Unit Telescopes (UTs) bezeichnet werden. Diese lassen sich zu einem Interferometer, dem Very Large Telescope Interferometer (VLTI) zusammenschließen (z. B. Glindemann et al. 2000). Zusätzlich zu den UTs können dazu noch vier weitere Hilfsteleskope mit einem Spiegeldurchmesser von 1,8 m, die sogenannten Auxiliary Telescopes (ATs), eingesetzt werden (z. B. Koehler et al. 2005). Abbildung 2.5 zeigt eine Ansicht des VLTI, einschließlich der Haupt- und Hilfsteleskope.



Abb. 2.5: Ansicht des Very Large Telescope (VLT) der ESO auf dem Cerro Paranal. Zu sehen sind die vier Hauptteleskope (UTs) mit einem Spiegeldurchmesser von 8,2 m und die Hilfsteleskope (ATs) mit einem Spiegeldurchmesser von 1,8 m. Das mittelgroße Teleskop rechts im Bild ist eines der beiden VLT Durchmusterungsteleskope (VST) (G.Hüdepohl (atacamaphoto.com)/ESO 2015).

Da sich die in dieser Arbeit vorgestellten Studien in Kapitel 3 und 5 direkt auf Beobachtungen mit dem VLTI beziehen, werden im Folgenden die drei aktiven Instrumente des VLTI kurz vorgestellt.

MATISSE (Lopez et al. 2022) Bei MATISSE (von engl. **M**ulti **A**per**T**ure mid-Infrared **S**pectro**S**copic **E**xperiment) handelt es sich um ein Vier-Teleskop-Strahlenkombinationsinstrument, das Spektrografie und Bildgebung im mittelinfraroten Wellenlängenbereich ermöglicht. Es unterstützt die Interferometrie mit langen Basislinien im *L*- (zwischen $3,2\,\mu\text{m}$ und $3,9\,\mu\text{m}$), *M*- (zwischen $4,5\,\mu\text{m}$ und $5,0\,\mu\text{m}$) sowie *N*-Band (zwischen $8,0\,\mu\text{m}$ und $13,0\,\mu\text{m}$). Abhängig von der Länge der Basislinien hat MATISSE ein Auflösungsvermögen von bis zu 3,5 mas im *L*-Band, sowie bis zu 8 mas im *N*-Band für Konfigurationen mit den ATs. Unter Verwendung der UTs beträgt das Auflösungsvermögen 5 mas bzw. 12,5 mas.

GRAVITY (GRAVITY Collaboration 2017) Das Instrument GRAVITY (von engl. **G**eneral **R**elativity **A**nalysis via **V**LT **I**nterferometr**Y**) ermöglicht ebenfalls die Kombination von vier Teleskopstrahlen. Es kann zur interferometrischen Bildgebung sowie für die Astrometrie im *K*-Band (zwischen $2,0\,\mu\text{m}$ und $2,4\,\mu\text{m}$) verwendet werden. Das Auflösungsvermögen liegt bei 50 mas bis 4 mas unter Verwendung der UTs, sowie bei 140 mas bis 2 mas mit den ATs.

PIONIER (Le Bouquin et al. 2011) Das für die Apertursynthese-Bildgebung konzipierte Instrument PIONIER (von engl. **P**recision **I**ntegrated-**O**ptics **N**ear-infrared **I**maging **E**xpe**R**iment) erlaubt interferometrische Beobachtungen im *H*-Band (zwischen $1,5\,\mu\text{m}$ und $1,8\,\mu\text{m}$). Abhängig von der Wahl der Basislinie liegt auch hier das Auflösungsvermögen bei unter 3 mas.

2.3 Strahlungstransport

Um Beobachtungen eines astronomischen Objektes wie beispielsweise eines YSOs untersuchen und interpretieren zu können, muss man verstehen, wie die vom Stern oder umgebenden Material abgegebene Strahlung auf ihrem Weg zum Beobachter verändert wird. Die Ausbreitung von Strahlung durch ein Medium wird als *Strahlungstransport* bezeichnet. Im Folgenden werden die Grundlagen des allgemeinen Strahlungstransports sowie die Anwendung auf YSOs kurz vorgestellt. Die Darstellung folgt im Wesentlichen der grundlegenden Abhandlung zum Strahlungstransport von Chandrasekhar (1960) sowie der auf ein staubiges Medium bezogenen Einführung in den Strahlungstransport von Krügel (2008).

Eine fundamentale Größe des Strahlungs- und daher auch Energietransports durch ein Medium ist die frequenzabhängige Intensität I_ν . Sie lässt sich über die Menge an Strahlungsenergie dE_ν definieren, die in einem spezifischen Frequenzintervall der

Breite $d\nu$ durch eine Oberfläche der Größe dA in Richtung eines Winkелеlements $d\omega$, das um einen Winkel ϑ von der Oberflächennormalen abgeneigt ist, während einer Zeit dt transportiert wird:

$$dE_\nu = I_\nu \cos \vartheta \, d\nu dA d\omega dt. \quad (2.10)$$

Da die so definierte Intensität eine lokale Größe ist, hängt sie für einen bestimmten Punkt von der Position des Punktes und den entsprechenden Raumwinkeln der Richtung durch den Punkt ab. Der Übersichtlichkeit halber werden im Folgenden nicht jedes Mal alle Abhängigkeiten aufgeführt. Stattdessen wird die Intensität an einem bestimmten Punkt mit I_ν bezeichnet. Üblicherweise wird für die Intensität hier die Einheit $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$ verwendet.

Der Gesamtfluss F_ν durch einen Raumwinkel Ω , zum Beispiel aus einem bestimmten Bereich des Himmels bei einer astronomischen Beobachtung, ist damit gegeben durch:

$$F_\nu = \int_\Omega I_\nu d\Omega. \quad (2.11)$$

In der Infrarotastronomie, um die es in dieser Arbeit geht, wird wegen der relativ kleinen Flüsse für den Fluss die Einheit Jansky Jy verwendet, die als $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ definiert ist.

Beim Transport durch ein Medium wird die Intensität der Strahlung durch die Wechselwirkung mit dem Medium abgeschwächt. Die Abschwächung der Intensität dI_ν durch Streuung und Absorption entlang eines Weges ds durch ein Material der Dichte ρ kann über den Massenextinktionskoeffizienten κ_ν bestimmt werden:

$$dI_\nu = -\kappa_\nu \rho I_\nu ds. \quad (2.12)$$

Die Streuung in Ausbreitungsrichtung der Strahlung, sowie die Emission von Energie des Mediums in Ausbreitungsrichtung wird durch den Emissionskoeffizienten j_ν beschrieben. Der Streuanteil des Emissionskoeffizienten j_ν^s lässt sich mithilfe der Phasenfunktion $p(\vartheta, \phi; \vartheta', \phi')$ bestimmen, welche die Streuwahrscheinlichkeit aus Richtung (ϑ', ϕ') in Richtung (ϑ, ϕ) angibt:

$$j_\nu^s(\vartheta, \phi) = \kappa_\nu \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} p(\vartheta, \phi; \vartheta', \phi') I_\nu(\vartheta', \phi') \sin \vartheta' d\vartheta' d\phi'. \quad (2.13)$$

Der Emissionsanteil des umgebenden Mediums mit der Temperatur T lässt sich unter der Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts mithilfe des Kirchhoffschen Gesetzes berechnen:

$$j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T). \quad (2.14)$$

Dabei ist $B_\nu(T)$ die frequenzabhängige Planckfunktion, die bei der Frequenz ν mit der Boltzmannkonstanten k_B , der Planckkonstanten h sowie der Lichtgeschwindigkeit c gegeben ist durch:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1}. \quad (2.15)$$

Unter Berücksichtigung der Gewinne und Verluste von Strahlung während der Ausbreitung ergibt sich dann die sogenannte *Strahlungstransportgleichung*:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu \rho I_\nu + j_\nu \rho. \quad (2.16)$$

Für den Strahlungstransport bis zu einem Punkt s lässt sich nun eine formale Lösung finden:

$$I_\nu(s) = I_\nu(0)e^{-\tau(s,0)} + \int_0^s j_\nu(s')e^{-\tau(s,s')}\rho ds'. \quad (2.17)$$

Die Größe $\tau(s,s')$ beschreibt dabei die sogenannte *optische Tiefe*, das heißt die Extinktion entlang des Weges zwischen s und s' :

$$\tau_\nu(s,s') = \int_{s'}^s \kappa_\nu \rho ds. \quad (2.18)$$

Ab einer optischen Tiefe von $\tau_\nu \geq 1$ wird von einer hohen optischen Tiefe gesprochen.

Bei hohen optischen Tiefen und komplexeren Dichtestrukturen lässt sich die Lösung der Strahlungstransportgleichung meist nicht mehr analytisch finden. Ein möglicher Lösungsansatz stellt das numerische Verfahren des Monte-Carlo-Strahlungstransports dar. Es handelt es sich um ein stochastisches Verfahren, bei dem der Pfad von Photonenpaketen, in denen die Eigenschaften der Strahlung gebündelt sind, durch einen Modellraum durch Zufallsbewegungen (engl. random walk) modelliert wird. Die Art der Wechselwirkung mit dem Medium, in diesem Fall mit dem umgebenden Staub, wird ebenfalls durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung bestimmt. Die Photonenpakete können dabei absorbiert oder gestreut werden.

In dieser Arbeit wird als Grundlage der öffentlich verfügbare 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransportcode **POLARIS** (Reissl et al. 2016)¹ genutzt. Zur Simulation der Temperaturverteilung verwendet **POLARIS** die Methode der instantanen Korrektur des Emissionsspektrums nach Bjorkman und Wood (2001) sowie die Methode der instantanen Reemission nach Lucy (1999). Die thermische Reemissionsstrahlung des Staubes wird mit einem Raytracing-Algorithmus berechnet, während das gestreute Sternlicht mit einer anisotropen Monte-Carlo-Streumethode bestimmt wird. **POLARIS** wurde bereits für die Simulation verschiedener astrophysikalischer Objekte eingesetzt, von Galaxien (Pellegrini et al. 2020, Reissl et al. 2020) und Bok-Globulen (Brauer et al. 2016, Zielinski et al. 2021) bis hin zu zirkumstellaren Scheiben (Brauer et al. 2019, Brunngräber und Wolf 2020) und exoplanetaren Atmosphären (Lietzow et al. 2021).

¹<https://portia.astrophysik.uni-kiel.de/polaris/>

VLTI-MATISSE-Bildrekonstruktion des B[e]-Sterns FS Canis Majoris im L - und N -Band

Credit: Hofmann et al., A&A, 658, A81, 2022, licensed under CC BY 4.0.

FS Canis Majoris (FS CMa, auch HD 45677) ist ein unklassifizierter B[e]-Stern, der von einer Staubscheibe umgeben ist. Der genaue Entwicklungsstand des Objekts ist Gegenstand aktueller Forschung. Die Bildrekonstruktion durch Apertursynthese im infraroten Wellenlängenbereich bietet eine einzigartige Möglichkeit, die Struktur der inneren Staubscheibe zu untersuchen.

Das Ziel dieser Studie ist die Analyse der Helligkeitsverteilung der Staubscheibe von FS CMa im mittelinfraroten Wellenlängenbereich des L - und N -Bandes. Dazu wurde das Bildgebungsverfahren der Apertursynthese mit interferometrischen des Instruments MATISSE im Modus niedriger spektraler Auflösung angewandt, um Bilder des Objekts im L - und N -Band zu erzeugen. Anschließend wurden Strahlungstransportmodelle berechnet, die die Helligkeitsverteilung der aufgelösten Staubscheibe im L - und N -Band reproduzieren.

Das Bild im L -Band zeigt eine inklinierte zirkumstellare Scheibe sowie das Zentralobjekt mit einer räumlichen Auflösung von 2,7 Millibogensekunden (mas). Die zirkumstellare Scheibe im L -Band zeigt eine helle Region im Nordwesten und eine viel dunklere im Südosten. Dies lässt vermuten, dass der Blick auf die helle, innere Wand des nordwestlichen Innenrandes der Scheibe gerichtet ist. Das N -Band-Bild zeigt lediglich die helle, nordwestliche Region der Scheibe. Neben der Bestimmung der Inklination und des Innenradius der Staubscheibe erlaubt die Anpassung der Strahlungstransportmodelle an die rekonstruierten Helligkeitsverteilungen eine Analyse der innersten Strukturen der Scheibe, insbesondere der Form des inneren Scheibenrandes.

Die in diesem Kapitel vorgestellte Studie wurde in Hofmann, Bensberg et al. (2022) im Fachmagazin Astronomy & Astrophysics veröffentlicht.

3.1 Einleitung

B[e]-Sterne sind Emissionsliniensterne mit schwach angeregten erlaubten Emissionslinien (z. B. Fe II), verbotenen Linien von [Fe II] und [O I] sowie einem durch zirkumstellaren Staub verursachten Infrarotexzess (siehe Zickgraf 1998, Lamers et al. 1998). Diese Definition der B[e]-Sterne hat den Nachteil, dass es sich bei den B[e]-Sternen nicht um eine homogene Gruppe von Sternen handelt, sondern um verschiedene Sterntypen in unterschiedlichen Entwicklungsstadien. FS CMa gehört zur Untergruppe der nicht klassifizierten B[e]-Sterne. Seine Entfernung beträgt 620^{+41}_{-33} pc (Vioque et al. 2020). Der Entwicklungsstand von FS CMa ist noch umstritten. Es ist nicht bekannt, ob FS CMa ein junger Stern, ein Stern nahe der Hauptreihe, oder ein weiter entwickelter Stern ist (Zickgraf 1998, Laws et al. 2020, und Referenzen). Vioque et al. (2020) kommen zu dem Schluss, dass FS CMa zusammen mit mehreren anderen bekannten B[e]-Sternen sehr wahrscheinlich kein Vorhauptreihenstern ist (vergleiche mit der Liste dieser Sterne im Anhang A der genannten Studie).

FS CMa ist berühmt für seine große zirkumstellare Scheibe, die mithilfe verschiedener Infrarot-Interferometer untersucht wurde (Monnier et al. 2006, Menu et al. 2015, Lazareff et al. 2017; GRAVITY Collaboration 2019). Kluska et al. (2014, 2020) zeigten die ersten Apertursynthese-Bilder der asymmetrischen Scheibe von FS CMa im *H*-Band. Laws et al. (2020) lösten einen bipolaren Ausfluss senkrecht zur Scheibenebene auf. Das bildgebende Verfahren der Apertursynthese mit dem Instrument MATISSE am VLTI bietet die einzigartige Möglichkeit, die Scheibe von FS CMa mit bisher unerreichter räumlicher Auflösung im *L*- und *N*-Band abzubilden.

In dieser Studie werden die Eigenschaften der innersten Region der zirkumstellaren Scheibe um FS CMa erstmals mittels Strahlungstransportmodellierung eingeschränkt. Dazu werden die ersten durch Apertursynthese gewonnenen Bilder von FS CMa im *L*- und *N*-Band mit einer Auflösung von wenigen Millibogensekunden verwendet. Eine detaillierte Beschreibung der Beobachtungen, der Datenreduktion und der Apertursynthese findet sich in den Abschnitten 2 und 3 von Hofmann, Bensberg et al. (2022). Im folgenden Abschnitt 3.2 wird die Modellierung der Scheibenstruktur von FS CMa auf der Grundlage der rekonstruierten hochauflösten Bilder gezeigt. Die Ergebnisse sind im Abschnitt 3.3 zusammengefasst.

3.2 Strahlungstransportmodellierung

Die in Abbildung 3.1 dargestellten rekonstruierten Bilder bilden die Grundlage für die Untersuchung der Scheibenstruktur von FS CMa. Das *L*-Band-Bild hat eine Auflösung von 2,7 mas und zeigt ein Zentralobjekt sowie eine unterbrochen ringförmige elliptische Struktur, die wie eine geneigte Scheibe mit einer hellen nordwestlichen und einer viel dunkleren südöstlichen Region aussieht. Die asymmetrische Intensitätsverteilung suggeriert, dass im Nordwesten auf die helle innere Wand des Innenrandes der Scheibe geblickt wird. Entsprechend befindet sich der nordwestliche Rand auf der dem Beobachter abgewandten Seite. Das *N*-Band-Bild weist eine Auflösung

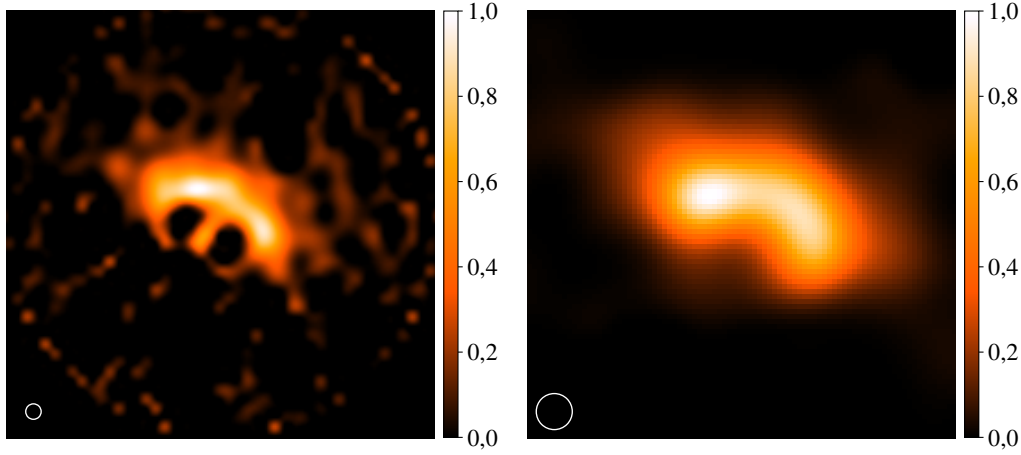


Abb. 3.1: MATISSE-Apertursynthese-Bilder des Objekts FS CMa. *Links:* Rekonstruiertes L -Band-Bild (3,4 bis 3,8 μm). Die innere Lücke der Scheibe im L -Band hat einen Durchmesser von $\sim 6 \times 12 \text{ mas}$ (d. h. $\sim 3,7 \times 7,4 \text{ au}$ bei einer Entfernung von 620 pc). *Rechts:* Rekonstruiertes N -Band-Bild (8,6 bis 9,0 μm). Das Gesichtsfeld umfasst 64 mas (das entspricht 39,7 au bei einer Entfernung von 620 pc). In beiden Bildern ist Norden oben und Osten links. Die eingezeichneten Kreise repräsentieren mit 2,7 und 6,6 mas das räumliche Auflösungsvermögen des L - respektive N -Bandes.

von 6,6 mas auf und zeigt lediglich die helle nordwestliche Region der Scheibe. In Abschnitt 3.2.1 werden das verwendete Modell und die Methode des Strahlungstransports kurz vorgestellt. In Abschnitt 3.2.2 wird das Anpassungsverfahren beschrieben. Als Grundlage wird ein bewährtes Basis-Scheibenmodell verwendet. Dieses Modell wird dann entsprechend der verbleibenden Unterschiede zwischen simuliertem und rekonstruiertem Bild modifiziert.

3.2.1 Modellbeschreibung

Basis-Scheibenmodell (Modell 1) Als Ausgangspunkt für die Modellierung wird das in Abschnitt 2.1.2 beschriebene Scheibenmodell verwendet. Die Parameter des Sterns werden auf die Werte von Vioque et al. (2018) gesetzt. Diese und die Inklination der Scheibe nach Kluska et al. (2020) sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Zusätzlich dazu wurde ein exponentieller Abfall der Dichteverteilung der äußeren Scheibenregionen basierend auf den Überlegungen von Lynden-Bell und Pringle (1974), Kenyon und Hartmann (1995) und Hartmann et al. (1998) hinzugefügt. Die entsprechende Dichteverteilung ist gegeben durch:

$$\rho_g(r, z) = \frac{\Sigma_g(r)}{\sqrt{2\pi} h_g(r)} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{h_g(r)} \right)^2 \right]. \quad (3.1)$$

Tabelle 3.1: Stern- und Scheibenparameter von HD 45677 aus vorherigen Beobachtungen.

Parameter	Symbol	Wert
Entfernung (pc) ¹	d	620 ⁺⁴¹ ₋₃₃
Effektivtemperatur (K) ¹	T_{eff}	16500 ⁺³⁰⁰⁰ ₋₈₀
Leuchtkraft (L_{\odot}) ¹	$\log L_{\star}$	2,88 ^{+0,32} _{-0,17}
Inklination (°) ²	i	45 ± 8
Positionswinkel (°) ²	PA	76 ± 11

Referenzen: (1) Vioque et al. (2018); (2) Kluska et al. (2020)

Dabei stehen (r, z) für Zylinderkoordinaten, Σ_g für die vertikal integrierte Oberflächendichte und h_g für die Skalenhöhe:

$$\Sigma_g(r) = \sqrt{2\pi} \rho_0 h_{\text{ref}} \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-\gamma} \exp \left[- \left(\frac{r}{R_{\text{trunc}}} \right)^{2-\gamma} \right], \quad (3.2)$$

sowie

$$h_g(r) = h_{\text{ref}} \left(\frac{r}{R_0} \right)^{\beta}. \quad (3.3)$$

Hierbei ist ρ_0 ein durch die Gesamtmasse der Scheibe bestimmter Skalierungsparameter, R_0 der Radius der Referenz-Skalenhöhe und R_{trunc} der Abbruchradius, ab dem die exponentielle Abnahme der Oberflächendichte beginnt. Die Parameter β und γ bestimmen die Aufweitung der Scheibe und das radiale Dichteprofil.

Staubeigenschaften Aufgrund der unklaren Natur von FS CMa - ein Vorhauptreihenstern oder ein voll entwickelter Stern - wird vorläufig ein Staubgemisch aus astronomischem Silikat und Graphit angenommen. Wenn FS CMa ein Vorhauptreihenstern ist, dann ähnelt die chemische Zusammensetzung der Scheibe der in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Staubb Mischung des interstellaren Mediums. In einem späteren Entwicklungszustand könnten auch größere Staubkörner entstanden sein. Der Einfluss größerer Staubteilchen wird in Kapitel 3.2.5 genauer beschrieben.

Strahlungstransport Zur Analyse der rekonstruierten Bilder der Beobachtungen werden Modellbilder auf Grundlage des vorgestellten Modells berechnet. Dazu wird der in Abschnitt 2.3 beschriebene 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransportcode POLARIS (Reissl et al. 2016) verwendet, um die Temperaturverteilung der Scheibe und die damit verbundene reemittierte Strahlung des Staubs sowie das gestreute Sternlicht zu ermitteln.

3.2.2 Anpassungsverfahren

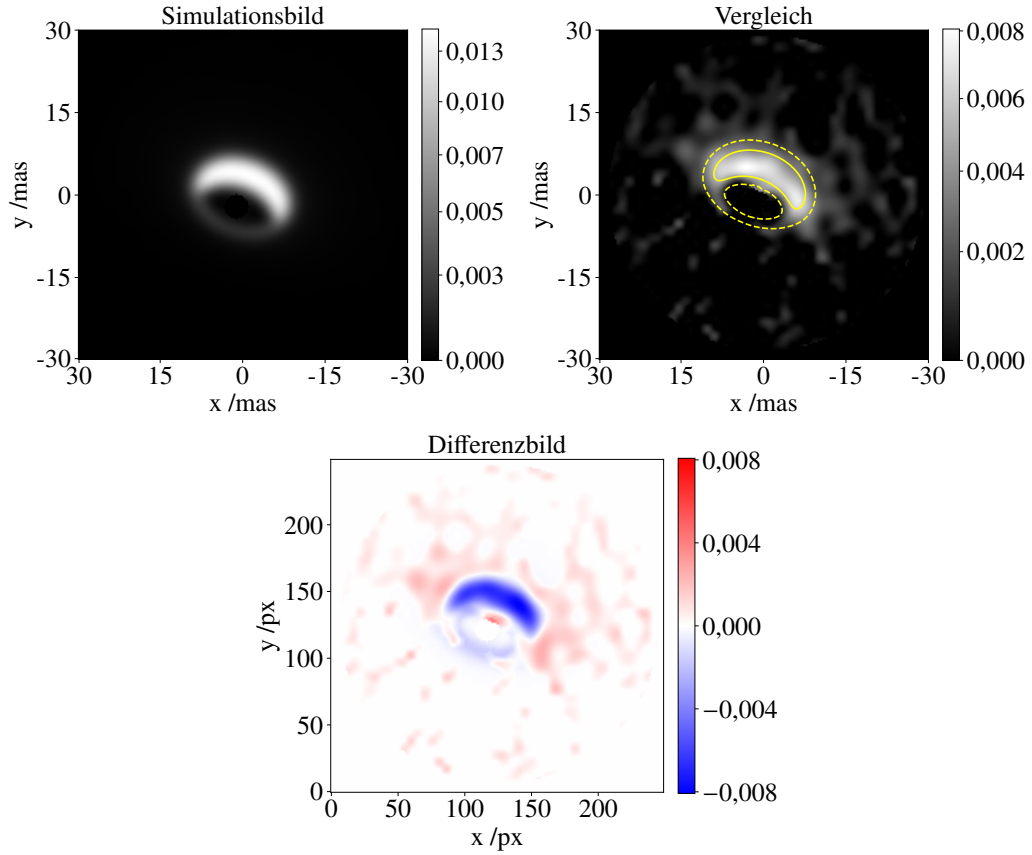
Aufgrund der höheren räumlichen Auflösung des rekonstruierten L -Band-Bildes im Vergleich zum N -Band-Bild wurde das L -Band-Bild als Referenz für die Anpassung

gewählt. Um die Modellparameter einschränken zu können, wird zunächst ihr Einfluss auf die in den rekonstruierten Bildern sichtbaren Strukturen der inneren Scheibenregionen untersucht. Die wichtigsten Parameter für das Erscheinungsbild der innersten Scheibenregionen sind der Innenradius R_{in} , die Aufweitung der Scheibe β , die Skalenhöhe, die nach Gleichung 3.3 als Skalenhöhe h_{100} bei 100 au gegeben ist, sowie die Inklination i . Im Gegensatz dazu haben der Außenradius R_{out} , der Abbruchradius R_{trunc} , der radiale Dichteparameter γ sowie die Gesamtstaubmasse M_{dust} einen sehr geringen Einfluss und können daher nicht eingeschränkt werden. Aus diesem Grund werden hierfür Werte verwendet, die entweder durch frühere Beobachtungen der großskaligen Scheibenstruktur von FS Cma eingeschränkt sind oder als typisch für zirkumstellare Scheiben angesehen werden können.

Um die Güte der Anpassung quantifizieren zu können, wurden Differenzbilder zwischen rekonstruierten und simulierten Bildern berechnet. Weiterhin wurde die absolute mittlere Differenz durch Mittelung der Absolutwerte der Differenz bestimmt und die Abweichungen zwischen beobachteten und simulierten Visibilitäten und Closure-Phasen betrachtet. Sowohl in den rekonstruierten als auch in den simulierten Bildern werden relative Flusseinheiten verwendet. Im Folgenden wird das ausgedehnte Bild des Zentralsterns im rekonstruierten L -Band-Bild und in den simulierten Bildern maskiert, um sich zunächst auf die Reproduktion der Helligkeitsverteilung der Scheibe zu konzentrieren. Unmaskierte Bilder der Simulation und der Rekonstruktion werden später in den Abbildungen 3.6 und 3.9 gezeigt. Die maskierten Bilder werden im Bereich von wenigen Pixeln verschoben um die beste Übereinstimmung mit dem rekonstruierten Bild, d. h. das Minimum der absoluten mittleren Differenz, zu finden. In einem weiteren Schritt (Abschnitt 3.2.6) werden die Abweichungen zwischen den Closure-Phasen und Visibilitäten von Simulation und Beobachtung berechnet (im Folgenden Residuen genannt). Der Vergleich des Gesamtflusses von beobachteten und simulierten Bildern wird in Abschnitt 3.2.4 diskutiert.

Innenradius und Inklination Das Erscheinungsbild des Innenrandes der Scheibe, wie es im L -Band zu sehen ist, wird hauptsächlich durch den Innenradius und die Inklination bestimmt. Während der Innenradius einen direkten Einfluss auf die Größe des Lochs in der Scheibe hat, bestimmt die Inklination die Exzentrizität des elliptischen Modellbildes (siehe Abbildung 3.2, links) zusammen mit einem möglichen Schattenwurf der äußeren Scheibenregionen und – in Kombination mit der anisotropen Streufunktion – dem relativen Anteil von vorwärts und rückwärts gestreutem Licht. Beide Parameter werden gemeinsam angepasst.

Um den Innenradius R_{in} einschränken zu können, wird er zwischen Werten von 3 bis 7 au in Schritten von 1 au variiert und jeweils die absolute mittlere Differenz zwischen dem rekonstruierten Bild und den Modellbildern bestimmt, indem der Absolutwert der Differenzbilder (siehe Abb. 3.2, rechts) gemittelt wird. Die Inklination wird durch eine Reihe von Simulationen mit Inklinationen zwischen 35° und 50° mit einer Schrittweite von 1° eingeschränkt.



Parameter	Symbol	Wert
Innenradius (au)	R_{in}	5
Außenradius (au)	R_{out}	1000
Abbruchradius (au)	R_{trunc}	200
Gesamtstaubmasse (M_{\odot})	M_{dust}	10^{-3}
Scheibenaufweitung	β	1,2
Radialer Dichteexponent	γ	1,1
Skalenhöhe (au)	h_{100}	20
Inklination ($^{\circ}$)	i	42
Positionswinkel ($^{\circ}$)	PA	20

Abb. 3.2: Bestes Basis-Scheibenmodell: L -Band-Modellbild (*oben, links*), Konturplot des Models über dem rekonstruierten L -Band-Bild (*oben, rechts*) und Differenzbild (*unten*). Mit den Konturlinien sind die Bereiche von 50 % (durchgezogen) und 10 % (gestrichelt) des maximalen Flusses gekennzeichnet. Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, wird der Fluss in relativen Einheiten dargestellt. Die am besten passenden Parameterwerte sind in der Tabelle unten zusammengefasst. Der Zentralstern ist im rekonstruierten und im simulierten Bild maskiert, um die durch die Scheibe verursachten Unterschiede hervorzuheben.

Diese werden wiederum mit den rekonstruierten Bildern verglichen, indem die absolute mittlere Differenz zwischen rekonstruiertem Bild und Modellbild berechnet wird. Auf der Grundlage dieser Simulationen kann ein erster bestmöglich angepasster Wert für die Inklination von $42 \pm 3^\circ$ und den Innenradius von $R_{\text{in}} = 5,0 \pm 0,5$ au bestimmt werden. Es ist anzumerken, dass die Staubtemperatur am Innenrand der Scheibe einen Wert von 1200 K nicht überschreitet. Der Innenradius stimmt daher nicht mit dem Radius der Sublimationstemperatur des Staubgemisches überein, die für Silikat bei 1300 bis 1500 K (siehe z. B. Pollack et al. 1994) und für Graphit bei 2500 K (siehe z. B. Kobayashi et al. 2011) liegt.

Skalenhöhe und Aufweitung der Scheibe Während Innenradius und Inklination direkt mit der im *L*-Band-Bild sichtbaren, inneren Ellipse zusammenhängen, beeinflussen die Skalenhöhe h_{100} und der Parameter der Aufweitung der Scheibe β die radiale Ausdehnung des hellen Innenrandes im Bild. Zur Untersuchung der Skalenhöhe wurde eine Reihe von Simulationen mit Skalenhöhen zwischen 15 bis 30 au in Schritten von 5 au durchgeführt. Die radiale Ausdehnung der inneren „Wand“, d. h. der ausgedehnten hellen inneren Region, wurde dann mit dem rekonstruierten *L*-Band-Bild verglichen. Der Parameter β beeinflusst verschiedene Merkmale des Bildes. Daher wird der Fokus beim Vergleich der simulierten Bilder mit den rekonstruierten Bildern auf die generelle Form der Helligkeitsverteilung gesetzt. Um einen hinreichend großen Bereich von Scheibenaufweitungen abzudecken, wurden Simulationen mit einem Aufweitungsparameter β zwischen 0,5 und 1,5 in Schritten von 0,1 durchgeführt. Durch eine Erhöhung der Aufweitung der Scheibe wird auch der Fluss auf der abgewandten Seite der Scheibe erhöht. Es lässt sich außerdem feststellen, dass die Scheibe ab einem gewissen Grad der Aufweitung Teile der inneren Region verdeckt. Unter Berücksichtigung dieser Effekte und nach Ausschluss unrealistisch großer und kleiner Skalenhöhen, lässt sich der Parameter der Scheibenaufweitung auf 1,2 und die Skalenhöhe bei 100 au auf rund 20 au einschränken.

Abbildung 3.2 zeigt einen Vergleich zwischen dem Basis-Scheibenmodell mit den am besten angepassten Parametern (im Folgenden: Bestes Modell) und dem beobachteten Bild: die Intensitätsverteilung des simulierten Bildes des ersten Modells, eine Überlagerung des beobachteten *L*-Band-Bildes mit den Konturlinien des Modellbildes sowie das zugehörige Differenzbild mit maskiertem Zentralobjekt.

Es ist leicht zu erkennen, dass das innere elliptische Loch und die Ausdehnung der hellen Region gut übereinstimmen. Im Differenzbild ist jedoch zu sehen, dass die Helligkeitsverteilung die charakteristische Asymmetrie der Helligkeitsverteilung des Scheibeninnenrandes in ihrer Form nicht wiedergibt.

3.2.3 Modifizierter Innenrand

Während das oben beschriebene Basis-Scheibenmodell die Form des Bildes der Scheibe und die radiale Ausdehnung der hellen Region annähernd reproduzieren kann, ist es nicht in der Lage, die Asymmetrie der ringförmigen Helligkeitsverteilung wiederzugeben. Dies lässt sich auch in Abbildung 3.2 erkennen. Daher wird die Form

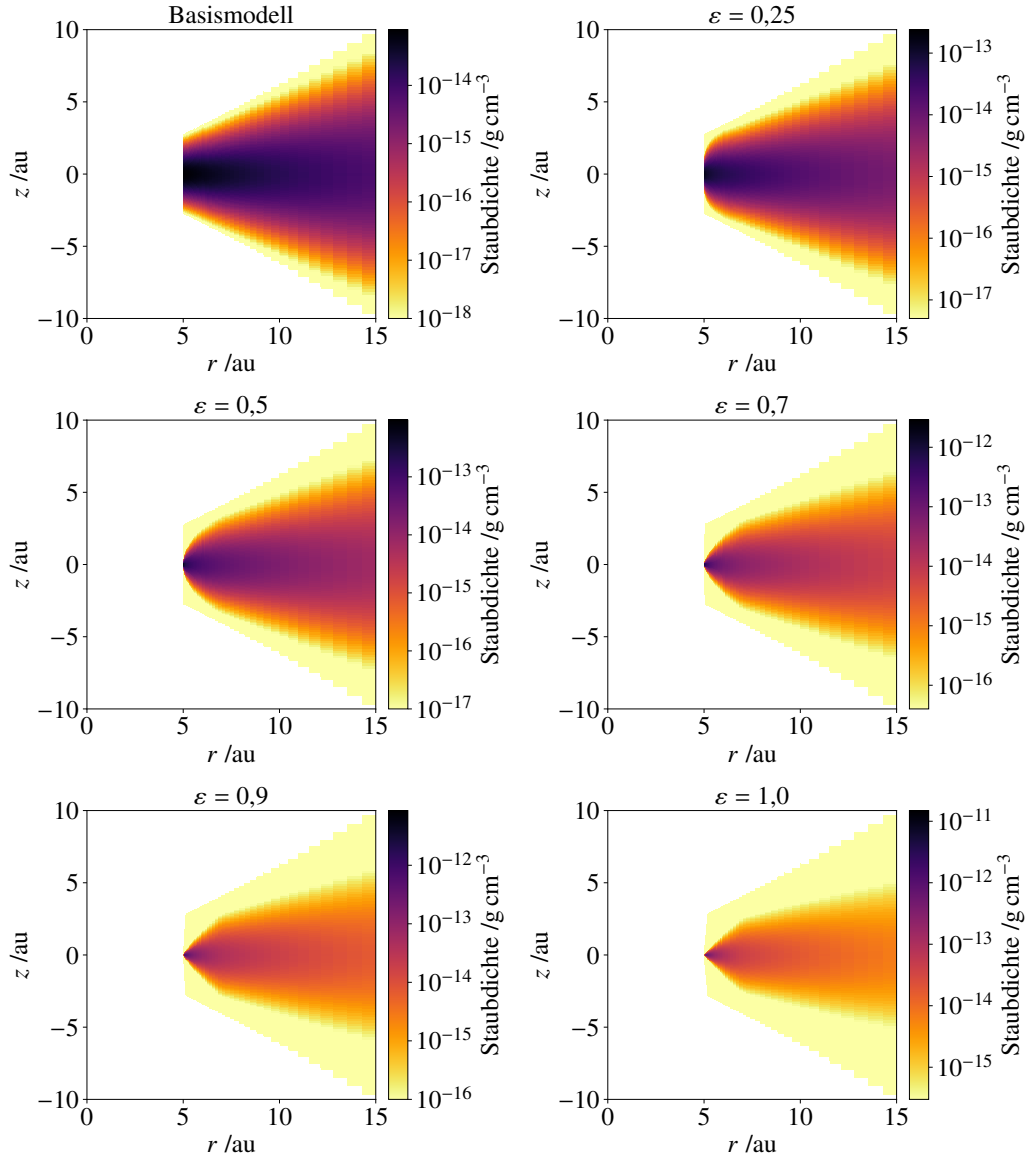


Abb. 3.3: Vertikaler Schnitt durch die diskreten Dichteverteilungen der verschiedenen Formen des modifizierten und unmodifizierten Innenrandes (R_ϵ ist auf $1,4R_{\text{in}} = 7$ au fixiert). Der Parameter der Form ϵ steigt von links nach rechts sowie von oben nach unten an (0,25, 0,5, 0,7, 0,9, 1,0). Das obere, linke Bild zeigt zum Vergleich den unmodifizierten Innenrand entsprechend Gleichung 3.1.

des Innenrandes des Modells zu einer flacheren vertikalen Ausdehnung des Randes hin modifiziert werden. Diese Modifikation stimmt mit früheren Studien überein, die den Innenrand zirkumstellarer Scheiben mit hydrodynamischen Simulationen und analytischen Betrachtungen untersucht haben (z.B. Isella und Natta 2005, McClure et al. 2013, Flock et al. 2016). Um die Helligkeitsverteilung entlang des Scheibeninnenrandes und die theoretischen Studien zu berücksichtigen, wird das

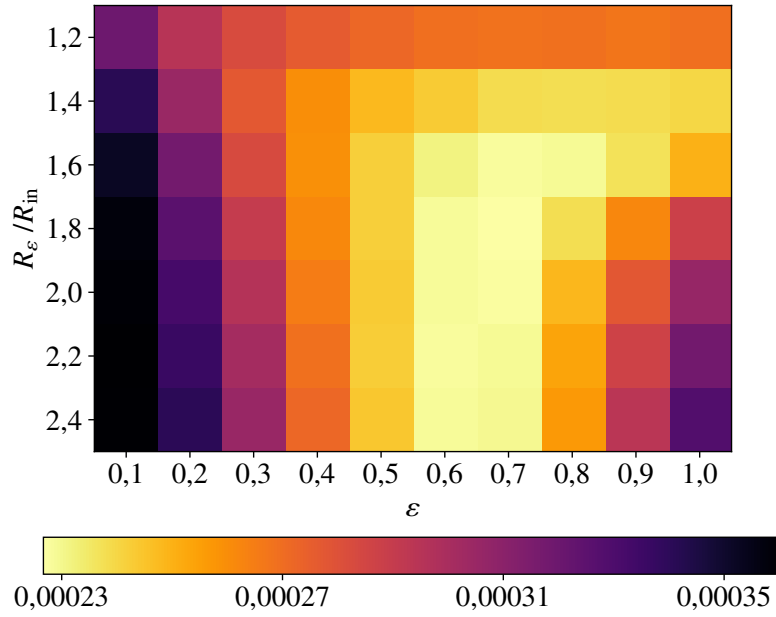


Abb. 3.4: Absolute mittlere Differenzen zwischen simulierten und rekonstruierten L -Band-Bildern für verschiedene Randparameter ε und R_ε .

Modell um eine einfache Parametrisierung der verschieden gewölbten Formen des Innenrandes mittels der modifizierten Skalenhöhe erweitert:

$$h_g(r) = h_0(R_\varepsilon) \cdot \left(\frac{r - R_{\text{in}}}{R_\varepsilon - R_{\text{in}}} \right)^\varepsilon, \quad (3.4)$$

dabei ist R_ε der Radius bis zu dem das Modell modifiziert wird, $h_0(R_\varepsilon)$ die unmodifizierte Skalenhöhe an der Stelle R_ε und ε der Parameter zur Beschreibung unterschiedlicher Formen des Innenrandes. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 3.3 ausgewählte Beispiele der unterschiedlichen Formen des Innenrandes dargestellt. Die angepassten Parameter aus dem oberen Abschnitt werden nun fixiert und die neue Anpassung der Helligkeitsverteilung des Innenrandes bestimmt, indem ein Parameterraum von $(1,2 \text{ bis } 2,4)R_{\text{in}}$ für R_ε in Schritten von $0,2R_{\text{in}}$ sowie ein Parameterraum von 0,1 bis 1,0 in Schritten von 0,1 für ε durchlaufen wird. Abbildung 3.4 zeigt die resultierende Karte der absoluten mittleren Differenzen. Im Folgenden wird der Einfluss der beiden Randparameter ε und R_ε näher beschrieben.

Innenrandparameter ε Der Parameter ε ermöglicht es, die Form und damit die Ausleuchtung des Innenrandes des Modells zu verändern. Für den Fall $\varepsilon = 0,1$ wird ein senkrechter, gerader Innenrand beschrieben, der sich bis R_ε mit konstanter Höhe fortsetzt. Dementsprechend führt hier ein größeres R_ε zu einem schlechteren Fit (vergleiche Abbildung 3.4). Wird ε auf 0,5 erhöht, so ändert sich die Struktur des Innenrandes in eine parabolische Form. Dies führt nicht nur zu der notwendigen effizienten Ausleuchtung der inneren Scheibenregionen, sondern ermöglicht es dem

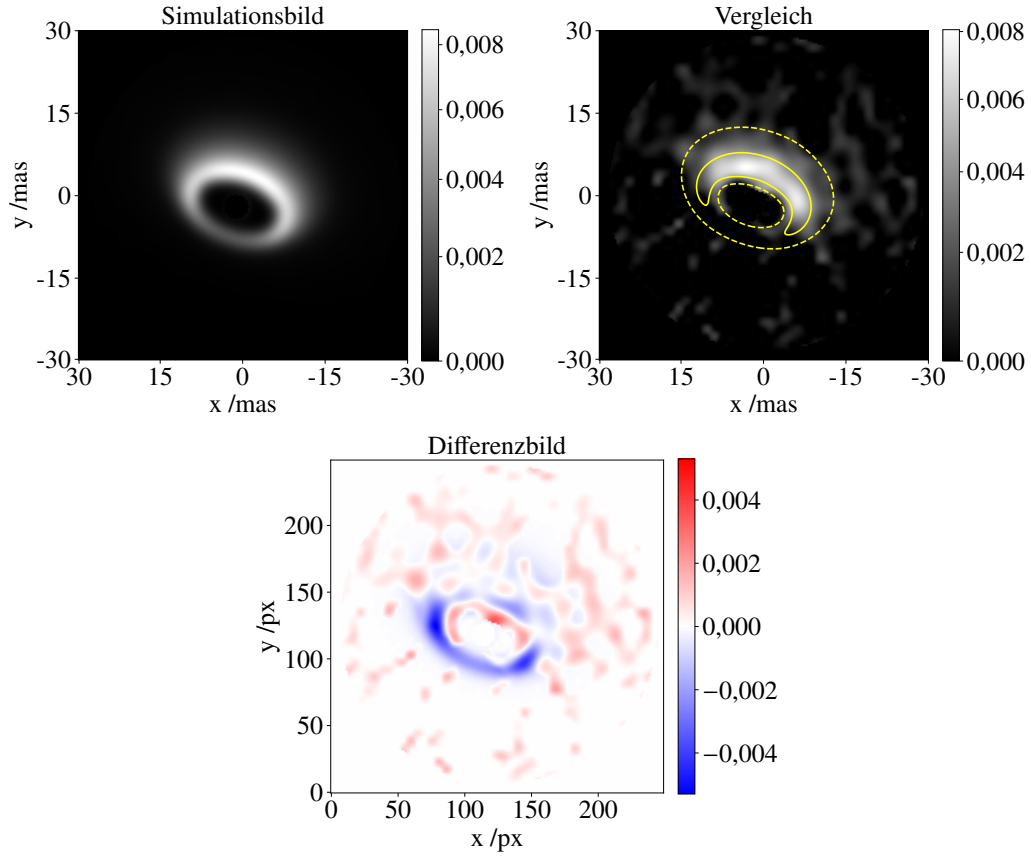


Abb. 3.5: Bestes L -Band-Modellbild mit modifiziertem Innenrand (*links*), Konturplot des Models über dem rekonstruierten L -Band-Bild (*rechts*) und Differenzbild (*unten*). Die Konturlinien zeigen die 50 % (durchgezogen) und 10 % (gestrichelt) Niveaus des maximalen Flusses. Wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben, ist der gezeigte Fluss relativ. Randparameter: $R_\varepsilon = 1,8R_{\text{in}} = 9 \text{ au}$, $\varepsilon = 0,7$. Der Zentralstern in rekonstruiertem und simuliertem Bild ist maskiert, um die von der Scheibe verursachten Unterschiede hervorzuheben.

Beobachter auch, mehr von der inneren Region auf der dem Beobachter zugewandten Seite der Scheibe zu sehen. Neben der qualitativ besseren Übereinstimmung mit der beobachteten Struktur des Innenrandes nimmt auch die absolute mittlere Differenz zwischen rekonstruierten und simulierten Bildern ab. Werte von ε bis 1 beschreiben den Übergang von einer parabolischen Form zu einem spitzen, keilförmigen Innenrand, der zu einer Ausdehnung der hellen Region bis in die äußeren Scheibenbereiche führt. Die entsprechenden simulierten Bilder zeigen einen breiten, ausgedehnten Ring, der nicht mit den rekonstruierten Bildern übereinstimmt.

Radius des modifizierten Innenrandes R_ε Der Radius des modifizierten Innenrandes beschreibt den Punkt, bis zu dem das Basis-Scheibenmodell verändert wird. Bei kleinen Werten von ε , d. h. einem vertikalen Rand mit konstanter Höhe, führt

eine Erhöhung von R_ε beispielsweise zu größeren Unterschieden zwischen simulierten und rekonstruierten Bildern. Ein ähnliches Verhalten kann für große Werte von ε beobachtet werden, die zu einem hellen, ausgedehnten Ring führen, der sich mit größerem R_ε noch weiter ausdehnt. Für Innenrandformen zwischen parabolisch und verjüngt ist eine Abnahme der absoluten mittleren Differenz bis zu einem Wert von $R_\varepsilon = 1,8 R_{\text{in}}$ zu erkennen. Dies entspricht der gleichzeitigen Ausdehnung der hellen Region und dem Ausschmieren des hellen Randes. Werte von $R_\varepsilon > 1,8 R_{\text{in}}$ verbessern das Modell nicht, da der modifizierte Innenrand in diesem Fall nahtlos in die aufgeweitete Scheibe übergeht, d. h. Änderungen von R_ε in diesem Bereich verändern die Form des Innenrandes nicht weiter. Werte von R_ε unterhalb von $1,2 R_{\text{in}}$ können ebenfalls vernachlässigt werden, da die Veränderungen des Randes in diesem Bereich nicht aufgelöst werden können.

Entsprechend der gemessenen, absoluten mittleren Differenzen der verschiedenen Parametersätze liegen die Werte der besten Anpassung bei $R_\varepsilon = 1,8 R_{\text{in}}$ und $\varepsilon = 0,7$ (Modell 2; Abbildung 3.5). Es ist anzumerken, dass das Modell mit $\varepsilon = 0,6$ weniger als 1 % vom besten Fall abweicht und für größere Werte von R_ε sogar besser geeignet ist. Das simulierte Bild, der entsprechende Konturplot sowie der Plot der Differenzen für das beste Modell sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das Differenzbild nun kleinere Werte aufweist. Weiterhin ist zu beachten, dass das Differenzbild aus beobachtetem Bild minus Modellbild immer noch zwei Bereiche aufweist, in denen die Abweichungen größer als der Mittelwert sind. In diesen Regionen ist der Fluss der simulierten Bilder höher als der gemessene Fluss auf der dem Beobachter zugewandten Seite.

Um sicherzustellen, dass der modifizierte Innenrand die gefundenen Parameter aus Abschnitt 3.2.2 nicht beeinflusst, werden die Berechnungen für den gesamten Parameterraum mit festen Innenrandparametern wiederholt. Der Vergleich der Differenzen bestätigt die am besten passenden Parameter aus Tabelle 3.1, mit Ausnahme der Inklination, für die nun ein Wert von 51° gefunden wird. Die entsprechenden simulierten Bilder dieses Modells (Modell 3) sowie Kontur- und Differenzplot sind in Abbildung 3.6 dargestellt. Als weitere Kontrolle wird das entsprechende N -Band-Bild des Modells simuliert und die zugehörigen Differenzbilder erstellt. Die am besten passenden Parameter sind in diesem Fall $R_\varepsilon = 1,8 R_{\text{in}}$ und $\varepsilon = 0,9$. Im Gegensatz zum Modell des rekonstruierten L -Band-Bildes sind die N -Band-Bilder mit $\varepsilon = 0,7$ und $0,8$ vergleichbar gut, da die zugehörigen absoluten mittleren Differenzen innerhalb der gemessenen Unsicherheiten liegen und lediglich um 3 % abweichen. Das entsprechende simulierte Bild, der Konturplot sowie der Plot der Differenzen zwischen simuliertem und beobachtetem Bild sind in Abbildung 3.7 zu sehen. Die Parameter, die mithilfe des L -Band-Bildes bestimmt wurden, passen auch zu den N -Band-Daten. Wie im Fall des L -Bandes liegen die Unterschiede in der Größenordnung der Unsicherheiten des rekonstruierten Bildes. Der in Abbildung 3.4 für das L -Band gefundene Trend für die Parameter, die die Form des Innenrandes beschreiben, wird auch durch die

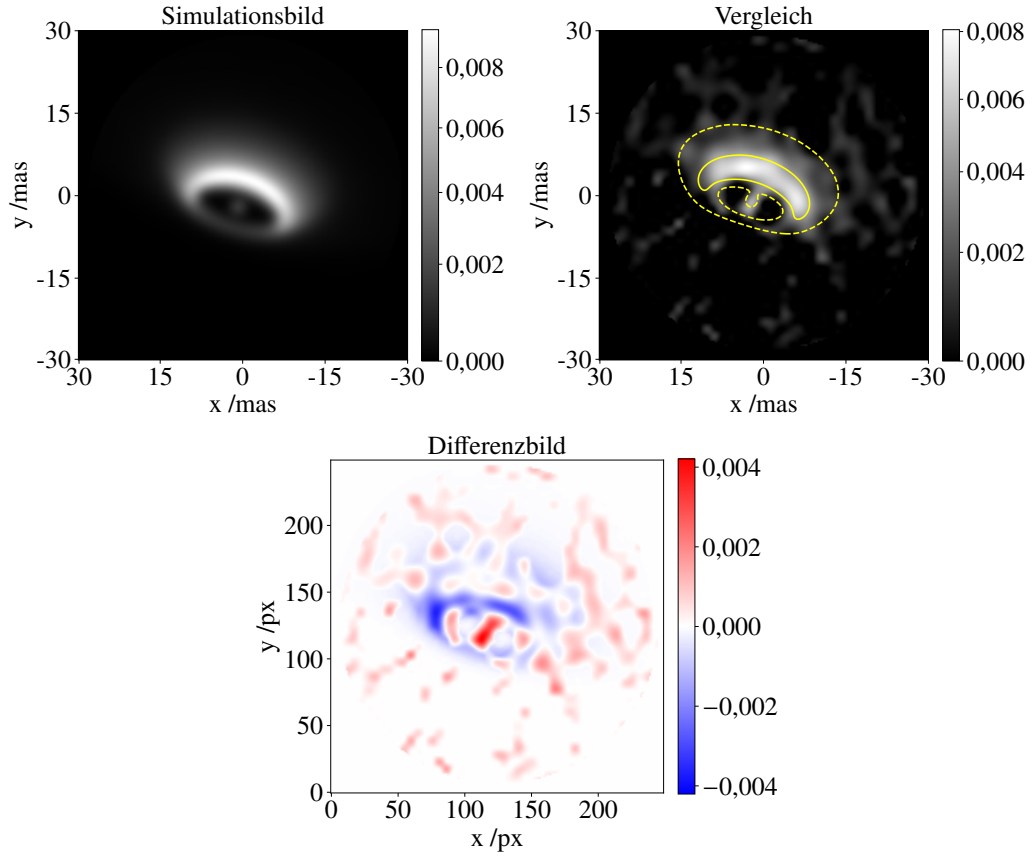


Abb. 3.6: Bestes L -Band-Modellbild mit angepasster Inklination und modifiziertem Innenrand (*links*), Konturplot des Models über dem rekonstruierten L -Band-Bild (*rechts*) und Differenzbild (*unten*). Die Konturlinien zeigen die 50 % (durchgezogen) und 10 % (gestrichelt) Niveaus des maximalen Flusses. Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, ist der gezeigte Fluss relativ. Randparameter: $R_\varepsilon = 1,8R_{\text{in}} = 9 \text{ au}$, $\varepsilon = 0,7$. Die Inklination beträgt 51° . Das Zentralobjekt ist sowohl im Modellbild als auch in dem rekonstruierten Bild gezeigt.

N -Band-Simulationen bestätigt. Daher wird angenommen, dass das Modell 3 mit den rekonstruierten Bildern des L - und N -Bandes konsistent ist.

3.2.4 Gesamtfluss

Im Folgenden wird der Gesamtfluss des Modells mit dem gemessenen Gesamtfluss verglichen. Die Gesichtsfelder (kurz: FOVs, von englisch: Field Of View) des Modellbildes von 80 mas im L -Band sowie 360 mas im N -Band sind kleiner als die FOVs der Flussmessungen mit 0,6 as im L -Band und 2,2 as im N -Band. Unter der Annahme, dass der Großteil des Flusses aus dem Innenbereich der Scheibe stammt, ist ein Vergleich trotzdem sinnvoll. Für das simulierte Modell ergibt sich im L -Band ein Gesamtfluss von 35 Jy. Der beobachtete Fluss des Interferogramms von FS CMa beträgt

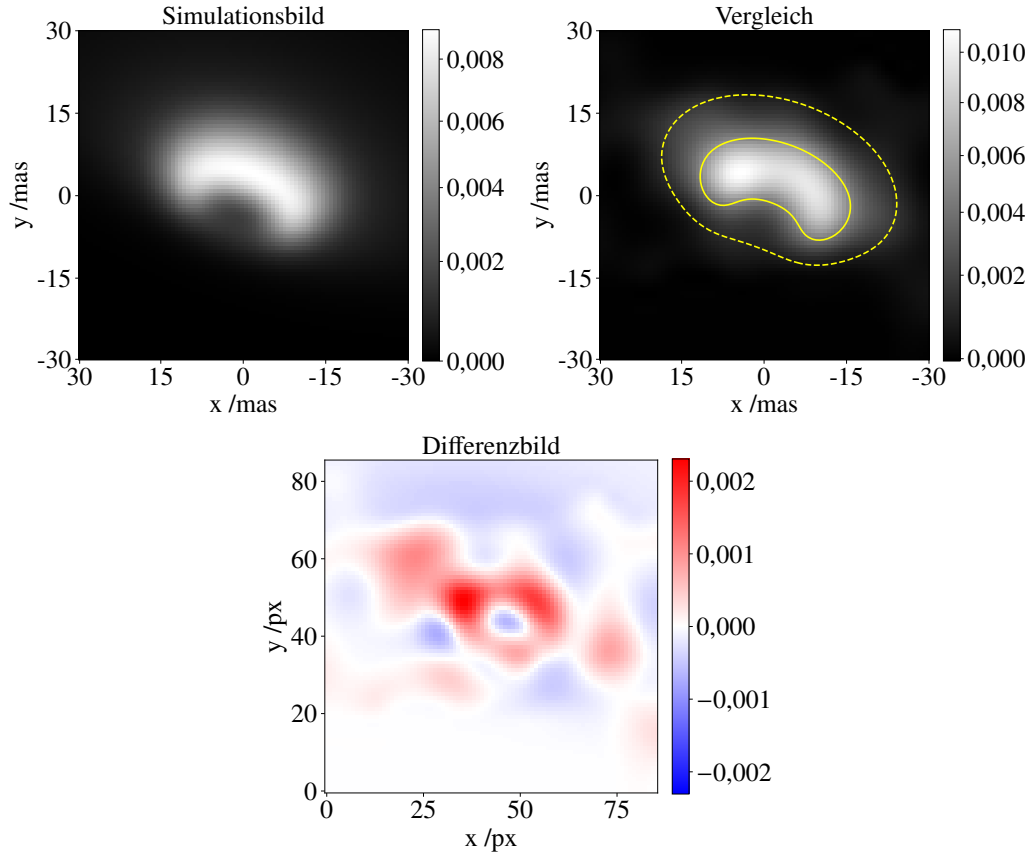


Abb. 3.7: Bestes N -Band-Modellbild mit modifiziertem Innenrand (*links*), Konturplot des Modells über dem rekonstruierten N -Band-Bild (*rechts*) und Differenzbild (*unten*). Die Konturlinien zeigen die 50 % (durchgezogen) und 10 % (gestrichelt) Niveaus des maximalen Flusses. Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, ist der gezeigte Fluss relativ. Randparameter: $R_\varepsilon = 1,8R_{\text{in}} = 9 \text{ au}$, $\varepsilon = 0,9$.

47 Jy (mit einer Unsicherheit von ca. $\pm 50\%$). Zur Bestimmung des beobachteten Gesamtflusses wurde der integrierte Fluss der Interferogramme des Objekts und der Kalibrationssterne verglichen. Im N -Band wurde ein Gesamtfluss des Modells von 110 Jy, sowie ein beobachteter Fluss von 213 Jy ($\pm 50\%$) bestimmt. Das Modell deckt daher etwa $3/4$ des Flusses im L -Band, aber nur $1/2$ des Flusses im N -Band ab. Eine Erweiterung des FOV der simulierten Bilder liefert keine signifikanten zusätzlichen Beiträge zum Gesamtfluss. Die Unterschiede könnten von Strahlungsquellen verursacht werden, die nicht in den rekonstruierten Bildern zu sehen sind.

Es ist zu beachten, dass die thermische Reemission des Modells den entsprechenden Streuanteil im L -Band um einen Faktor zehn und im N -Band um einen Faktor 300 übersteigt. Eine detaillierte Darstellung des Verhältnisses zwischen thermischer und gestreuter Emission für beide Bänder findet sich in Abbildung 3.8.

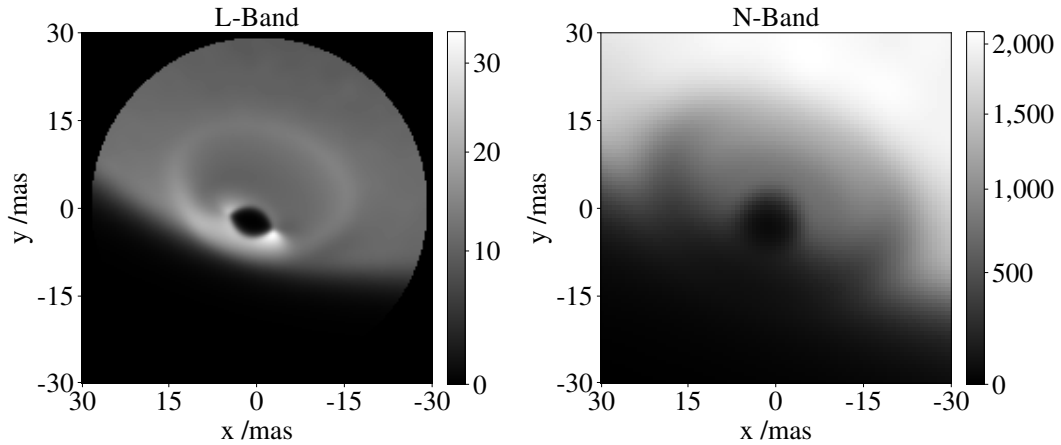


Abb. 3.8: Verhältnis von thermischer zu gestreuter Emission des *L*-Band-Modells (*links*), sowie *N*-Band-Modells (*rechts*). Die direkte Strahlung des Sterns ist im Streuanteil der Bilder enthalten. Das Verhältnis der gesamten thermischen Emission zum gesamten Streufluss beträgt 10 für das *L*-Band-Bild und 380 für das *N*-Band-Bild.

3.2.5 Einfluss der Staubmischung und einer Staubeinhüllenden

Das dritte Modell, das in Abbildung 3.6 in Abschnitt 3.2.5 dargestellt ist, ermöglicht es, die asymmetrische Struktur der inklinierten Scheibe von FS CMa zu reproduzieren. Die Helligkeiten des Zentralobjekts im beobachteten *L*-Band-Bild und im Modellbild stimmen jedoch nicht überein. Während der integrierte *L*-Band-Fluss des Zentralobjekts im beobachteten Bild etwa $4,5 \pm 0,9\%$ des Gesamtflusses des Bildes ausmacht, sind es im Modell nur 0,61 %.

Auch wenn der Zentralstern eine photometrische Variabilität von mehr als einer Magnitude innerhalb einiger Jahre aufweist, wie z. B. in [de Winter und van den Ancker \(1997\)](#) diskutiert, wurden die Sternparameter in mehreren früheren Studien gut eingegrenzt (z. B. [Vioque et al. 2018](#), [Laws et al. 2020](#)). Es ist nicht anzunehmen, dass eine Erhöhung der Leuchtkraft des Sterns innerhalb der gemessenen Unsicherheiten das Helligkeitsverhältnis zwischen Stern und Scheibe stark beeinflusst, da sich Streu- und Reemissionsfluss der Scheibe ebenfalls erhöhen. Dies gilt ebenso für die Effektivtemperatur des Sterns, die, wenn sie erhöht wird, die Emission des Sterns zu kürzeren Wellenlängen hin verschiebt, was zu einer Abnahme des Stern-Scheibe-Helligkeitsverhältnisses im *L*- und *N*-Band führen würde.

Zur Untersuchung der beschriebenen Abweichungen werden daher im Folgenden die Scheibenparameter näher betrachtet. Die Leuchtkraft der Scheibe kann verringert werden, indem entweder die Ausleuchtung der inneren Scheibenbereiche reduziert oder eine Staubmischung mit anderen optischen Eigenschaften gewählt wird. Im ersten Fall zeigt sich, dass eine Variation des Parameters für die Aufweitung der Scheibe β sowie der Skalenhöhe h_{100} im Bereich der am besten angepassten Werte zu keiner signifikanten Erhöhung des Helligkeitsverhältnisses von Stern zu Schei-

beninnenrand führt. Im Hinblick auf die Staubeigenschaften wurden Simulationen mit Staubkorngrößen bis zu $10\ \mu\text{m}$ durchgeführt. Dabei ist eine Zunahme des Helligkeitsverhältnisses als Folge der Zunahme des Anteils gestreuter Sternenstrahlung zu beobachten. Darüber hinaus führt der Übergang zu einem Staubgemisch aus reinem Astrosilikat zu einer Verringerung der thermischen Reemissionsstrahlung der Scheibe, ohne den Anteil des gestreuten Sternlichts zu beeinflussen, und damit zu einem höheren Helligkeitsverhältnis zwischen Stern und Scheibe. Simulationen des dritten Modells mit einer Staubbmischung aus reinem Astrosilikat zeigen, dass das Helligkeitsverhältnis von Stern zu Scheibe unter Beibehaltung der Form des Innenrandes um einen Faktor zwei bis drei erhöht werden kann. Dies könnte darauf hindeuten, dass die Staubzusammensetzung von der angenommenen Mischung aus Silikat und Graphit abweicht. Es ist jedoch zu beachten, dass der gemessene Gesamtfluss in diesem Fall noch geringer ist und nur ein Drittel des beobachteten Flusses abdeckt.

Ein Versatz zwischen den Visibilitäten bei niedrigen Raumfrequenzen des simulierten Bildes und den Beobachtungsdaten weist auf einen konstanten Hintergrundfluss hin, der in den simulierten Bildern fehlt. Ein sehr schwacher, konstanter Hintergrundfluss wäre in den rekonstruierten Bildern nicht sichtbar und wurde daher im Anpassungsprozess nicht berücksichtigt. Aus diesem Grund wird das oben vorgestellte Modell um eine optisch dünne Staubkugel mit einem Innenradius von 5 au und einem Außenradius außerhalb des Gesichtsfeldes erweitert. Es werden zwei einfache Staubbichteverteilungen für zwei verschiedene optische Tiefen untersucht: Eine Kugel mit a) konstanter Dichteverteilung und b) einer Dichteabnahme um $1/r$ für $\tau = 0,1$ und $\tau = 1$. Im Falle des $\tau = 1$ Modells zeigen die simulierten Bilder zusätzlichen Strahlungsfluss in Regionen, die in den rekonstruierten Bildern keinen Fluss aufweisen. Der Fokus wird daher auf den optisch dünnen Fall gelegt. Da es hier keine signifikanten Unterschiede zwischen den simulierten Bildern der verschiedenen Dichteverteilungen gibt, wird für die folgende Diskussion die einfachere, konstante Dichteverteilung gewählt. Der schwache Hintergrundfluss, der durch die optisch dünne Staubkugel hervorgerufen wird, verbessert zusammen mit der Annahme einer Staubbmischung aus reinem Astrosilikat die Anpassung des Modells an das rekonstruierte Bild und die gemessenen Visibilitäten und führt zu dem im Folgenden diskutierten neuen Helligkeitsverhältnis zwischen Stern und Scheibe. Abbildung 3.9 zeigt das simulierte *L*-Band-Bild, den zugehörigen Konturplot sowie den Differenzplot zwischen simuliertem und rekonstruiertem Bild des angepassten Modells mit reinem Astrosilikat und Staubeinhüllender (Modell 4). Der integrierte Fluss des Zentralobjekts steigt in diesem Fall von 0,61 % (siehe Abbildung 3.6) auf 1,1 %. Dies ist jedoch immer noch weniger als der beobachtete Flussanteil von $4,5 \pm 0,9\%$. Das bedeutet, dass das Modell mit reinem Astrosilikat zwar das Flussverhältnis zwischen Zentralobjekt und Staubscheibe um fast einen Faktor zwei verändert, die verbleibende Abweichung des Flussverhältnisses aber immer noch bei einem Faktor vier liegt. Daher wird in Abschnitt 3.2.7 der mögliche Einfluss einer Gasscheibe beschrieben, die für B[e]-Sterne diskutiert wird.

Es hat sich gezeigt, dass das Differenzbild als alleiniges Kriterium für die Modellierung der Form der Staubscheibe geeignet ist, ohne das rekonstruierte Bild des

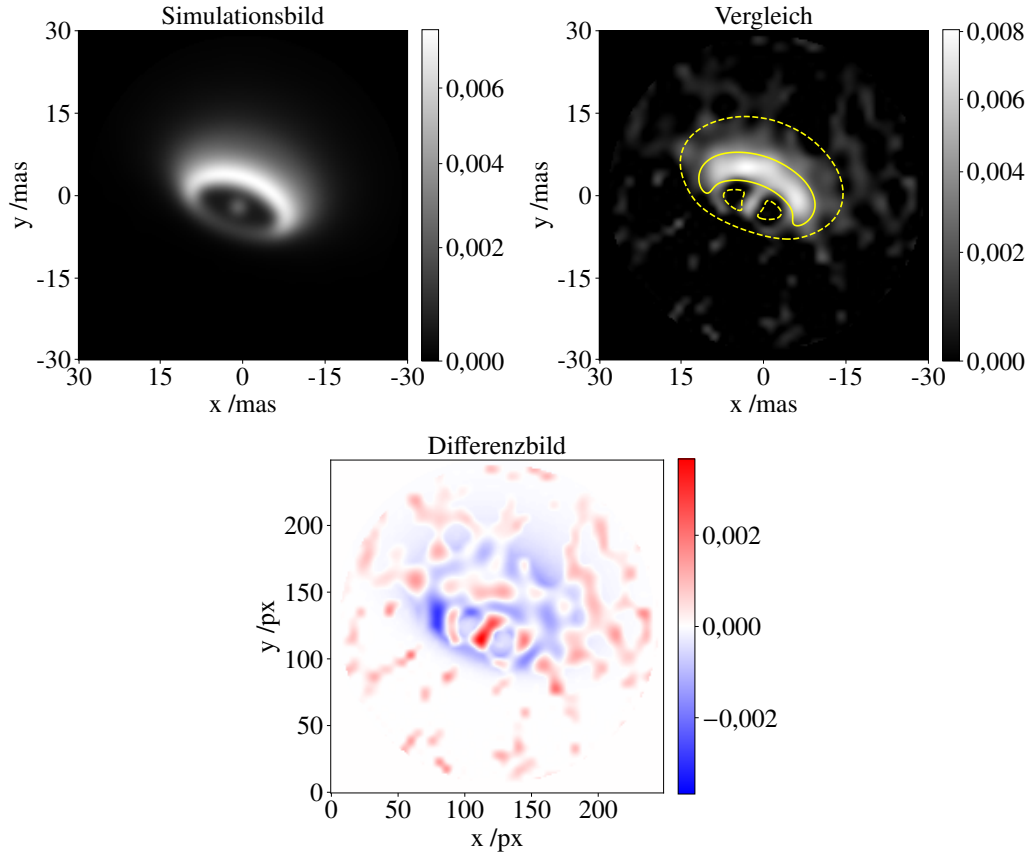


Abb. 3.9: Vergleich des beobachteten L -Band-Bildes mit dem simulierten Bild des Modells mit reinem Astrosilikat und einer Staubeinhüllenden mit konstanter Dichteverteilung und $\tau = 0,1$ (Modell 4): L -Band-Modellbild (*links*), Konturplot des Modells über dem rekonstruierten L -Band-Bild (*rechts*) und Differenzbild (*unten*). Die Konturlinien zeigen die 50 % (durchgezogen) und 10 % (gestrichelt) Niveaus des maximalen Flusses. Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, ist der gezeigte Fluss relativ. Randparameter: $R_\varepsilon = 1,8R_{\text{in}} = 9 \text{ au}$, $\varepsilon = 0,7$. Inklination: $i = 51^\circ$.

Zentralobjekts berücksichtigen zu müssen. Dementsprechend wurde das Zentralobjekt für die Betrachtungen in den vorhergehenden Abschnitten maskiert, bevor die Differenz zwischen Beobachtung und Modell berechnet wurde. Im Folgenden wird ein weiteres Kriterium verwendet, um das beste Modell zu finden: die Differenz zwischen den Closure-Phasen und Visibilitäten von Modell und Beobachtung.

3.2.6 Vergleich der Closure-Phasen und Visibilitäten

Anstatt die Differenz zwischen den rekonstruierten und den modellierten Bildern zu berechnen, um die Modellparameter zu bestimmen (wie es in den vorherigen Abschnitten der Fall war), wird nun der durchschnittliche Absolutwert der Differenz

zwischen den beobachteten und den modellierten Visibilitäten und Closure-Phasen, auch Modell-Beobachtungs-Residuum genannt, berechnet.

Die Modell-Beobachtungs-Residuen der Closure-Phasen und der Visibilitäten des *L*-Band-Bildes des dritten Modells (Abbildung 3.6) sind 43° und 0,040. Diese großen Residuen sind nicht überraschend, da aus den vorhergehenden Abschnitten bekannt ist, dass das Flussverhältnis zwischen Zentralobjekt und Scheibe nicht mit den Beobachtungen übereinstimmt. Im Vergleich zu einem anderen wichtigen Residuentyp, den Rekonstruktion-Beobachtungs-Residuen, d. h. den Residuen zwischen den Visibilitäten und Closure-Phasen des rekonstruierten Bildes (Abbildung 3.1) und den beobachteten Visibilitäten und Closure-Phasen, sind die Modell-Beobachtungs-Residuen des *L*-Bandes sehr groß. Die Rekonstruktion-Beobachtungs-Residuen sind ein Maß für die Qualität des rekonstruierten Bildes und betragen im *L*-Band nur $2,9^\circ$ für die Closure-Phase und 0,009 für die entsprechenden Visibilitäten.

Einer der Gründe für die oben genannten großen Modell-Beobachtungs-Residuen ist der geringe Flussanteil des Zentralobjekts (nur 0,61 bis 1,1 % des Gesamtflusses) im dritten und vierten Modell (Abbildungen 3.6 und 3.9). Andere Gründe sind höchstwahrscheinlich zusätzliche Scheibenasymmetrien oder Klumpen in der Scheibe, die in der Modellierung nicht berücksichtigt wurden. Diese starke Abhängigkeit der Modell-Beobachtungs-Residuen von dem zu kleinen Flussanteil des Zentralobjekts ist problematisch, wenn die Modell-Beobachtungs-Residuen von Visibilität und Closure Phase allein zur Einschränkung der Modellparameter verwendet werden sollen. Dies liegt daran, dass die Residuen sowohl von den benötigten Staubscheibenparametern als auch von dem falschen Flussverhältnis zwischen Zentralobjekt und Staubscheibe abhängen. Eine Einschränkung der Scheibenparameter ist daher nur möglich, wenn das falsche Flussverhältnis kompensiert wird. Durch Anwendung eines geeigneten Skalierungsfaktors auf den Fluss des Zentralsterns des Modells kann dies näherungsweise erreicht werden. Daher wird zunächst untersucht, wie die Modell-Beobachtungs-Residuen vom Skalierungsfaktor des Zentralsterns abhängen. Die Ergebnisse für die Modelle aus den Abbildungen 3.6 und 3.9 sind in den Abbildungen 3.10 und 3.11 dargestellt.

Abbildung 3.10 zeigt die Residuen der Closure-Phase und Visibilität des dritten Modells aus Abbildung 3.6 (d. h. die Modell-Beobachtungs-Residuen) als Funktion verschiedener Skalierungsfaktoren der Helligkeit des Zentralsterns des Modells. Die kleinsten Residuen der Closure-Phase von $19,9^\circ$ werden bei einem Skalierungsfaktor von 9,4 erreicht. In Abbildung 3.11 sind die Residuen des vierten Modells (modifiziertes Modellbild aus Abbildung 3.9) als Funktion des Skalierungsfaktors dargestellt.

In diesem Fall wird der kleinste Wert der Residuen der Closure-Phase von $24,7^\circ$ bei einem Skalierungsfaktor von 3,9 erreicht, während die Residuen ohne Skalierung $48,2^\circ$ betragen. Die verbleibende Abweichung der Closure-Phase von etwa 25° werden wahrscheinlich durch zusätzliche Asymmetrien in der Staubscheibe verursacht, die in den Modellen nicht berücksichtigt wurden. Eine Bestimmung der Skalierungsfaktoren mit der χ^2 -Methode liefert ähnliche Werte und ist in Anhang F von Hofmann et al. (2022) zu finden.

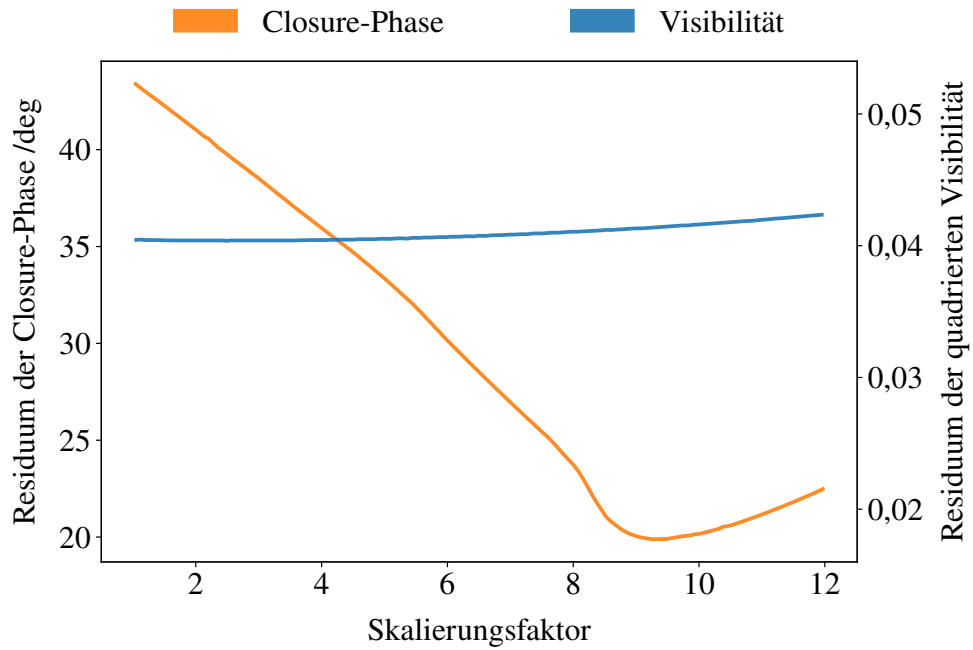


Abb. 3.10: Residuen der Closure-Phase und der Visibilität des besten *L*-Band-Modells (Abbildung 3.6) als Funktion des Skalierungsfaktors des Zentralsterns.

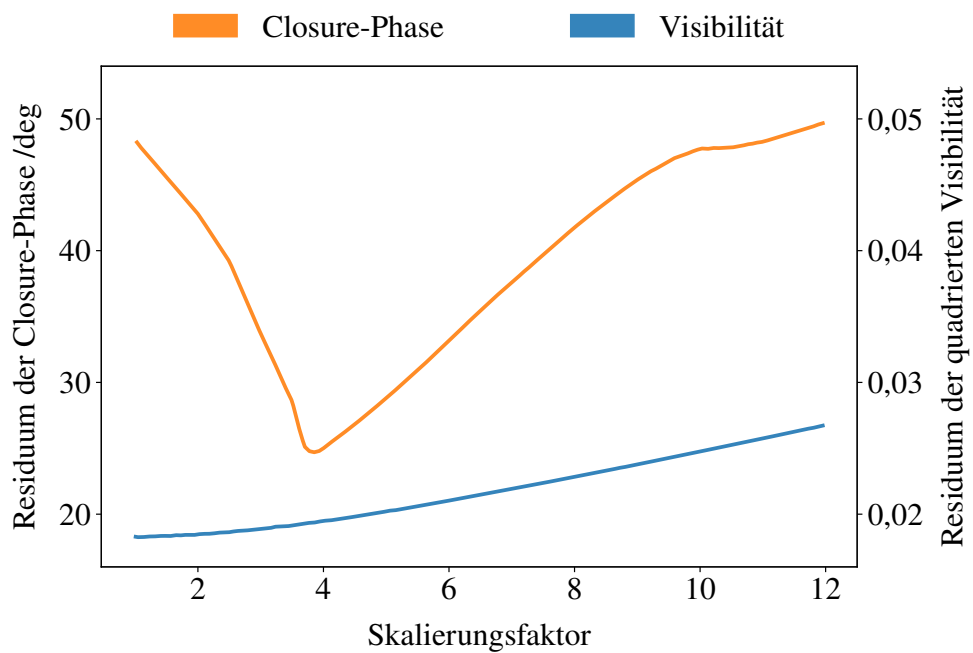


Abb. 3.11: Wie Abbildung 3.10, jedoch für das Modell mit reinem Astrosilikat und Staubeinhüllender (Abbildung 3.9).

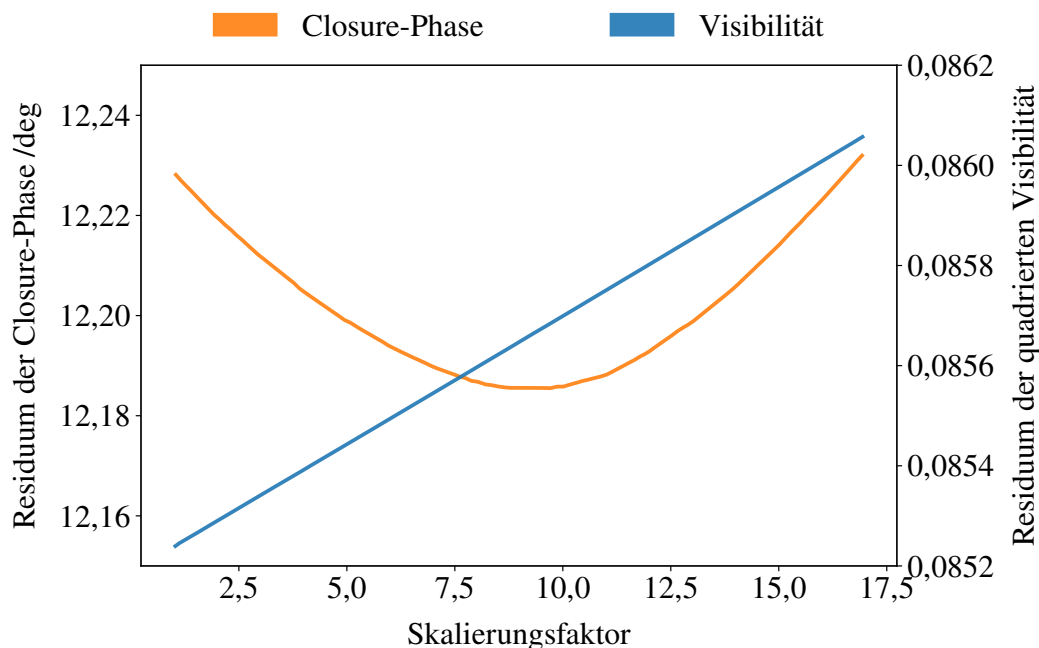


Abb. 3.12: Residuen der Closure-Phase und der Visibilität des besten N -Band-Modells (Abbildung 3.6) als Funktion des Skalierungsfaktors des Zentralsterns.

Die Skalierungsfaktoren des Modellsterns, die aus den Modell-Beobachtungs-Residuen bestimmt wurden, sind näherungsweise konsistent mit den Modellierungsergebnissen, die aus den mittleren absoluten Differenzen zwischen beobachtetem und modelliertem Bild bestimmt wurden. In diesem Fall beträgt der Flussanteil des Zentralobjekts nur 0,61 % (Modell 3) bzw. 1,1 % (Modell 4) des Gesamtflusses, während der Flussanteil des Zentralobjekts im beobachteten L -Band-Bild $4,5 \pm 0,9$ % beträgt. Dies entspricht einem Verhältnis von $4,5/0,61 = 7,4$ (Modell 3) bzw. $4,5/1,1 = 4,1$ (Modell 4). Diese Modell-Rekonstruktions-Abweichungen sind vergleichbar mit den Skalierungsfaktoren des Zentralsterns von 9,4 (Modell 3) und 3,9 (Modell 4), die mit den Residuen der Closure-Phase bestimmt wurden.

Abbildung 3.12 zeigt die Modell-Beobachtungs-Residuen des N -Band-Modells aus Abbildung 3.7 als Funktion der verschiedenen Skalierungsfaktoren des Zentralsterns. Die kleinsten Residuen der Closure-Phase von $12,19^\circ$ werden mit einem Skalierungsfaktor des Zentralsterns von 9,2 erreicht, während die Residuen der Closure-Phase ohne Skalierung bei $12,23^\circ$ liegen. Der Unterschied zwischen der Skalierung und keiner Skalierung des Zentralsterns ist sehr gering, da die integrierte Intensität des Sterns nur 0,03 % des Gesamtflusses des N -Band-Modells ausmacht. Für weitere Details siehe Anhang C von Hofmann et al. (2022).

Zusammenfassend wurde mit drei unterschiedlichen Methoden gezeigt, dass das Flussverhältnis zwischen Zentralstern und Gesamtfluss (von Scheibe und Zentralobjekt) um einen Faktor drei bis neun zu klein ist. In Abschnitt 3.2.7 wird ein möglicher Grund für diese Diskrepanz diskutiert.

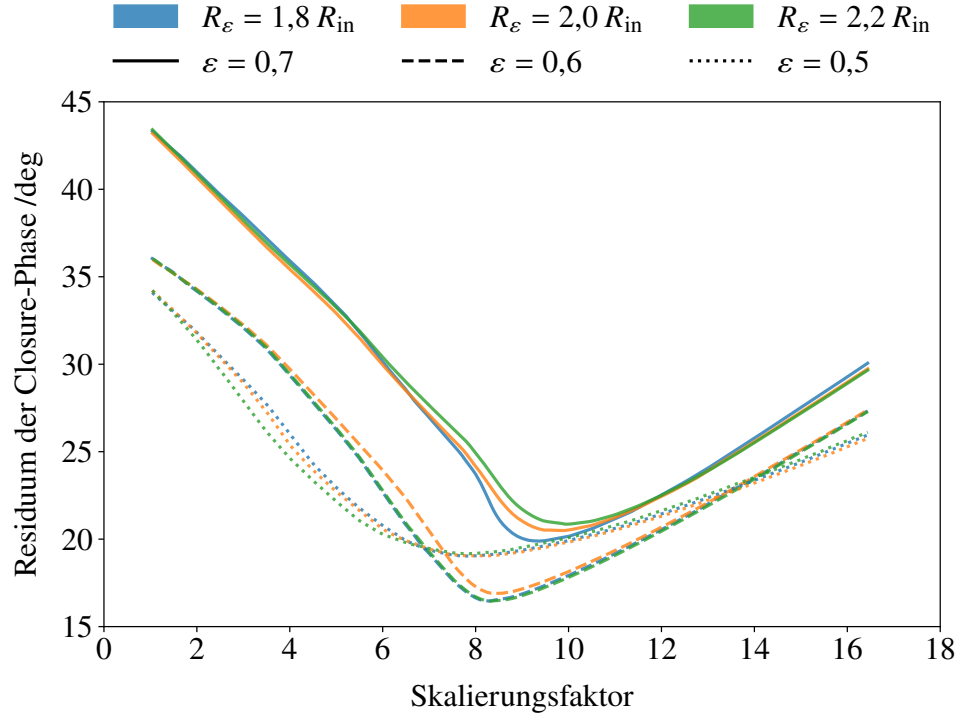


Abb. 3.13: Residuen der Closure-Phase des *L*-Band-Modells (verschiedene Versionen von Modell 3) mit unterschiedlichen Innenrandparametern R_ϵ und ϵ als Funktion des Skalierungsfaktors des Zentralsterns. Die am besten angepassten Modelle haben die Parameter $\epsilon = 0,6$, $R_\epsilon = 1,8$ und $2,2 R_{\text{in}}$, sowie einen Skalierungsfaktor des Zentralsterns von 8,4.

Da der Schwerpunkt dieser Studie auf der Bestimmung der Scheibenparameter R_ϵ und ϵ liegt, die bereits in Abschnitt 3.2.3 aus der Differenz zwischen rekonstruiertem und Modellbild abgeleitet wurden, wird dies nun mit den Ergebnissen der Modell-Beobachtungs-Residuen der Closure-Phase wiederholt. Als dritter freier Modellparameter muss dabei der oben diskutierte Skalierungsfaktor berücksichtigt werden. Dazu sind in Abbildung 3.13 die Modell-Beobachtungs-Residuen der Closure-Phase von verschiedenen Versionen des dritten Modells (das heißt $R_\epsilon - \epsilon$ Paare mit $R_\epsilon = 1,8, 2,0, 2,2$ und $\epsilon = 0,5, 0,6, 0,7$) als Funktion des Skalierungsfaktors dargestellt. Die am besten angepassten Modelle mit dem kleinsten Residuum von $1,5^\circ$ haben die Parameter $\epsilon = 0,6$, $R_\epsilon = 1,8$ und $2,2 R_{\text{in}}$, sowie einen Skalierungsfaktor des Zentralsterns von 8,4. Diese Parameter finden sich auch mit der χ^2 -Methode (vgl. Anhang F von Hofmann et al. 2022). Abbildung 3.14 zeigt die gleiche Darstellung der $R_\epsilon - \epsilon$ Werte wie Abbildung 3.4 für die Modell-Beobachtungs-Residuen der Closure-Phase. Die Ergebnisse der drei unterschiedlichen Anpassungsverfahren sind vergleichbar. Lediglich der Parameter ϵ weist mit der Modell-Beobachtungs-Residuen-Methode einen am besten passenden Wert von 0,6 statt 0,7 auf. Die Abbildungen 3.10 und 3.11 deuten des Weiteren darauf hin, dass das dritte Modell die Scheibenstruktur etwas

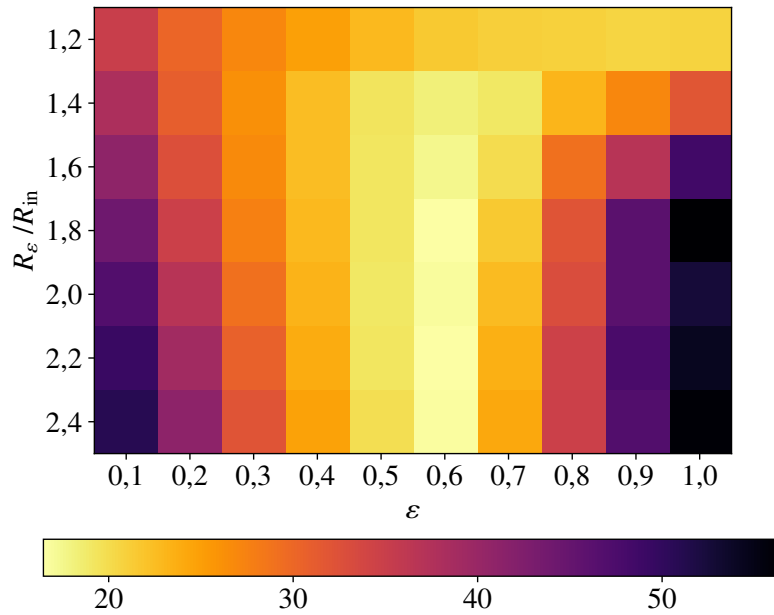


Abb. 3.14: Model-Beobachtungs-Residuen (Farbskala) der Closure-Phase des L -Band-Modells (verschiedenen Versionen von Modell 3) für verschiedene Randparameter ε und R_ε für den am besten passenden Skalierungsfaktor von 8,4.

besser wiedergibt als das vierte Modell, da die Residuen der Closure-Phase für den am besten passenden Skalierungsfaktor im dritten Modell mit etwa 20° kleiner sind als im vierten Modell mit etwa 25° .

3.2.7 Einfluss einer zusätzlichen B[e]-Gasscheibe

In den oben diskutierten Modellen ist das Modellbild des Zentralobjekts im Vergleich zur Staubscheibe immer zu leuchtschwach. Unter der Annahme, dass der Zentralstern von einer zusätzlichen kompakten (d. h. unaufgelösten) Gasscheibe umgeben ist, würde sich im Modell das Helligkeitsverhältnis zwischen Zentralobjekt (Stern plus Gasscheibe) und Staubscheibe stark verändern. Dies soll im Folgenden diskutiert werden. Die grundlegende Theorie der Gaseinhüllenden und Gasscheiben um Be-Sterne wurde beispielsweise in Lamers und Waters (1984), Waters (1986), Lee et al. (1991), Carciofi (2011), Rivinius et al. (2013) und Vieira et al. (2015, 2016) dargestellt. Die Gasscheiben verschiedener Be- und B[e]-Sterne wurden bereits mit hoher räumlicher Auflösung im optischen und infraroten Wellenlängenbereich interferometrisch untersucht (z. B. Thom et al. 1986, Mourard et al. 1989, Quirrenbach et al. 1993, Stee et al. 1995, Quirrenbach et al. 1997, Berio et al. 1999, Tycner et al. 2006, Domiciano de Souza et al. 2007, Meilland et al. 2009, Millour et al. 2011, Touhami et al. 2011, Kraus et al. 2012).

Im Folgenden wird gezeigt, dass der Kontinuumsfluss im infraroten Wellenlängenbereich einer Gasscheibe um ein Vielfaches größer sein kann als der stellare Fluss. Die

Tabelle 3.2: Parameter des Gasscheibenmodells.

Parameter	Wert
Scheibenaußenradius (R_{\odot})	50
Scheibentemperatur (K)	9900
Dichte an der Scheibenbasis (kg m^{-3})	$0,5 - 2,5 \cdot 10^{-7}$
Exponent der Dichteverteilung	-3,5
Koeffizient des Scheibenflarings	1,5

Helligkeit der Gasscheibe hängt zudem von der Wellenlänge und dem Betrachtungswinkel ab (z. B. erscheint die Scheibe in Draufsicht am hellsten; Vieira et al. 2015, 2016). Aufgrund dieser Blickwinkelabhängigkeit kann eine Gasscheibe das Helligkeitsverhältnis zwischen Zentralobjekt und Staubscheibe deutlich verändern. Während der Fluss des Zentralobjekts bei der vorliegenden Scheibenneigung von 51° deutlich erhöht sein kann, kann die Beleuchtung der Staubscheibe durch die Gasscheibe sehr viel geringer sein, wenn Gas- und Staubscheibe die gleiche Ausrichtung haben. Die Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses von Gesamt- zu stellarem Fluss von Winkel, Dichte und Wellenlänge kann mit dem DISCO-Programmcode¹ berechnet werden, der auf dem Modell für Gasscheiben klassischer B[e]-Sterne von Vieira et al. (2015, 2016) basiert. Die verwendeten Sternparameter sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Für den Neigungswinkel wurde der während des Modellierungsprozesses ermittelte Wert von 51° angenommen. Die Parameter des Gasscheibenmodells sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Abbildung 3.15 zeigt die Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses des Gesamtflusses (Stern plus Gasscheibe) zum stellaren Fluss von der Wellenlänge für verschiedene Gasdichten an der Basis der Gasscheibe bei einem Neigungswinkel von 51° . In Abbildung 3.16 ist die Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses von der Wellenlänge für verschiedene Neigungswinkel bei einer fixierten Gasdichte von $10^{-7} \text{ kg m}^{-3}$ dargestellt. Der Gesamtfluss im L -Band ist für einen Inklinationbereich von 0° bis 51° etwa 3-4 mal größer als für größere Neigungswinkel. Diese Abhängigkeit der Helligkeit vom Neigungswinkel würde einen starken Einfluss auf die Modellbilder von FS CMa haben, wenn das Objekt von einer hellen Gasscheibe umgeben ist und die Gas- und Staubscheibe gleich ausgerichtet sind. In diesem Fall wäre die Gasscheibe innerhalb der Staubscheibe in Seitenansicht zu sehen (das heißt mit geringer Helligkeit), während vom Beobachter aus gesehen eine helle, geneigte Scheibe zu erkennen wäre. Da eine solche Gasscheibe in der Strahlungstransportmodellierung nicht berücksichtigt wurde, könnte sie die Differenz zwischen dem modellierten und dem beobachteten Flussverhältnis von Zentralobjekt zu Staubscheibe erklären.

¹ <https://amhra.jmmc.fr/>

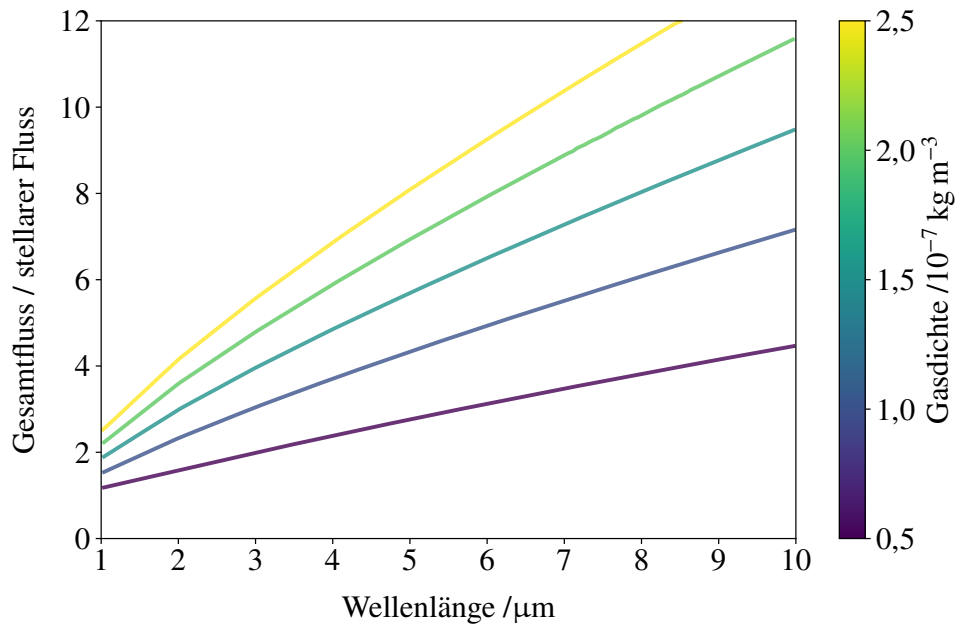


Abb. 3.15: Wellenlängenabhängigkeit des Intensitätsverhältnisses des Gesamtflusses (Stern plus Gasscheibe) zum stellaren Fluss für einen Neigungswinkel von 51° für verschiedene Gasdichten an der Basis der Gasscheibe.

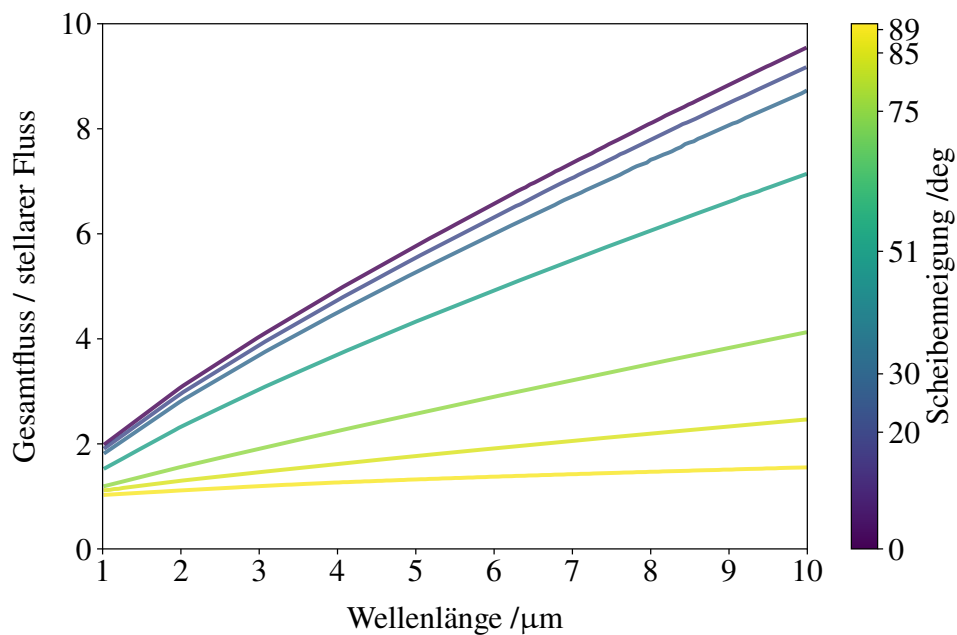


Abb. 3.16: Wie Abbildung 3.15, jedoch für verschiedene Neigungswinkel mit einer Gasdichte an der Basis der Gasscheibe von $10^{-7} \text{ kg m}^{-3}$.

3.3 Zusammenfassung und Fazit

FS CMa gehört zur Untergruppe der unklassifizierten B[e]-Sterne. Ob es sich bei FS CMa um einen jungen Herbig B[e]-Stern oder um einen Stern in einem späteren Entwicklungsstadium handelt, ist noch unklar. Vioque et al. (2020) kamen jedoch zu dem Schluss, dass FS CMa kein junger Stern sei. FS CMa ist bekannt für seine große geneigte zirkumstellare Scheibe und seinen spektakulären bipolaren Ausfluss senkrecht zur Scheibenebene.

In der vorgestellten Studie wurde das Bildgebungsverfahren der Apertursynthese verwendet, um Bilder des Objekts FS CMa mithilfe des neuen MATISSE-Instruments des VLTI zu rekonstruieren. Zur Interpretation der Bilder wurde darauf aufbauend eine Strahlungstransportmodellierung durchgeführt. Folgende Ergebnisse wurden erzielt:

- Erstmals wurden Bilder des *L*- und *N*-Bandes der Staubscheibe und des Zentralobjektes mittels Blendensynthese rekonstruiert. Die Auflösung der *L*- und *N*-Band-Bilder beträgt 2,7 mas beziehungsweise 6,6 mas. Die Innenrandregion der zirkumstellaren Staubscheibe sowie das Zentralobjekt sind im *L*-Band-Bild gut zu erkennen. Die Größe des aufgelösten dunklen inneren Scheibenzwischenraums ist 6×12 mas. Die aufgelöste *L*-Band-Scheibe besitzt eine helle nordwestliche Scheibenregion sowie einen deutlich dunkleren südöstlichen Bereich. Die Bilder lassen vermuten, dass auf die helle Innenwand des nordwestlichen Scheibenrandes geblickt wird, während der südöstliche Rand teilweise selbstbeschattet ist und daher im Bild dunkler erscheint. Die große Helligkeit des nordwestlichen Randes deutet darauf hin, dass sich der nordwestliche Rand auf der abgewandten Seite befindet. Das *N*-Band-Bild zeigt nur die helle nordwestliche Region.
- Die rekonstruierten Bilder bilden die Grundlage für eine detaillierte Analyse der Scheibenstruktur und damit der räumlichen Verteilung des Staubs in der innersten Scheibenregion. Mithilfe von Strahlungstransportsimulationen wurde ein Innenradius der Scheibe von 5 au und eine Scheibenneigung von 51° ermittelt. Insbesondere die gute Qualität der rekonstruierten Bilder, vor allem des hochauflösenden *L*-Band-Bildes, erlaubte es, die Form der vertikalen Struktur der inneren paar Astronomischen Einheiten der inneren Scheibe einzuschränken. Die Form des Innenrandes wurde durch ein parametrisiertes Scheibenmodell mit zwei Parametern beschrieben, die a) die Krümmung des Scheibenrandes und b) den radialen Bereich, über den hinaus das Dichteprofil durch das globale Scheibenmodell beschrieben wird, charakterisieren. Dabei wurde eine eher flache Form der Scheibe zwischen dem Innenradius der Scheibe und 9 au gefunden. Unabhängig vom spezifischen Entwicklungszustand von FS CMa ergeben sich aus dieser Beobachtung direkte Einschränkungen für die weitere Untersuchung der physikalischen Mechanismen, die zu dieser speziellen Form führen, also insbesondere der Wechselwirkung der Sternstrahlung mit der den Zentralstern umgebenden Gas- und Staubscheibe. Eine detaillierte Analyse,

die alle Besonderheiten von FS CMa berücksichtigt, würde jedoch den Rahmen dieser Studie sprengen.

- Während die relative Helligkeitsverteilung gut angepasst werden konnte, war es nicht möglich, das Flussverhältnis zwischen dem Zentralobjekt und dem Nettofluss der Scheibe allein auf der Basis des Stern-Staubscheiben-Modells zu erreichen. Abhängig von der spezifischen Modellkonfiguration, die durch die chemische Zusammensetzung und die Größenverteilung des Staubes charakterisiert ist, führt auch die Berücksichtigung einer hypothetischen Staubhülle mit geringer optischer Tiefe als Quelle möglicher Verzerrungen zu einem zu geringen Stern-Scheibe-Flussverhältnis. Alle Modellbilder haben einen Flussanteil des Zentralobjekts von etwa 0,61 bis 1,1 %, während der Flussanteil des Zentralobjekts in den rekonstruierten *L*-Band-Bildern etwa 4,5 % beträgt. Um diese Diskrepanz zu erklären, wird ein möglicher zusätzlicher Beitrag einer kompakten B[e]-Gasscheibe in der Nähe des Sterns vorgeschlagen. Unter Berücksichtigung der Abhängigkeit der Helligkeit vom Betrachtungswinkel wurde festgestellt, dass eine Gasscheibe hinreichend hell sein könnte, um das beobachtete Flussverhältnis zu erklären. Weitere detaillierte Untersuchungen von FS CMa sind notwendig, um die Entwicklungsphase, einen vermuteten Begleiter, die Helligkeitsvariation und die physikalischen Eigenschaften der vorgeschlagenen Gasscheibe besser zu verstehen.

Zeitabhängiger Monte-Carlo-Kontinuum-Strahlungstransport

Credit: A. Bensberg and S. Wolf, A&A, 668, A120, 2022, licensed under CC BY 4.0.

Epochenübergreifende Beobachtungen im optischen und infraroten Wellenlängenbereich in Kombination mit Strahlungstransportsimulationen sind der Schlüssel, um die Variabilität junger stellarer Objekte im Detail zu untersuchen.

Im Folgenden wird eine Implementierung eines Algorithmus für zeitabhängigen 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransport vorgestellt. Er ermöglicht die Simulation von Temperaturverteilungen sowie von Bildern und spektralen Energieverteilungen der gestreuten und thermischen reemittierten Strahlung für variable Beleuchtungs- und Heizquellen, die in Staubverteilungen wie z. B. zirkumstellaren Scheiben oder Staubhüllen eingebettet sind, auf Zeitskalen bis zu mehreren Wochen.

Zu diesem Zweck wird der öffentlich verfügbare 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransportcode POLARIS um effiziente Methoden zur Simulation der Temperaturverteilung, Streuung und thermischen Reemission von Staubverteilungen erweitert, die von zeitlich veränderlichen Strahlungsquellen beleuchtet werden. Der Einfluss der gewählten Zeitschrittweite und der Anzahl der Protonenpakete pro Zeitschritt als grundlegende Parameter für eine gegebene Konfiguration wird durch die Simulation der Temperaturverteilung in einer Kugelschale um einen eingebetteten Zentralstern veranschaulicht. Die Auswirkung der optischen Tiefe auf die Temperatursimulation wird sowohl für eine Kugelschale als auch für ein Modell einer zirkumstellaren Scheibe mit eingebettetem Stern diskutiert. Abschließend werden Simulationen eines Strahlungsausbruchs eines Sterns in einer zirkumstellaren Scheibe vorgestellt.

Der präsentierte Algorithmus für zeitabhängigen 3D-Kontinuum-Monte-Carlo-Strahlungstransport stellt eine wertvolle Grundlage für vorbereitende Studien sowie für die Analyse von Kontinuumsbeobachtungen der staubreichen Umgebung um variable Strahlungsquellen wie akkretierende junge stellare Objekte dar. Insbesondere wird die kombinierte Untersuchung von Lichtechos im optischen und nahinfraroten Wellenlängenbereich und der entsprechenden zeitabhängigen thermischen Reemission von variablen Quellen, z. B. Strahlungsausbrüchen von Sternen, auf allen relevanten räumlichen Skalen möglich.

Die in diesem Kapitel vorgestellte Studie wurde in [Bensberg und Wolf \(2022\)](#) im Fachmagazin *Astronomy & Astrophysics* veröffentlicht.

4.1 Einleitung

Die in Abschnitt 2.1.3 beschriebene Variabilität des Zentralobjekts einer zirkumstellaren Scheibe beeinflusst auch die Beleuchtung und damit die Aufheizung des Staubs in der zirkumstellaren Scheibe. Daher ist es möglich, die Variabilität sowohl im gestreuten Licht zu untersuchen, als auch in der thermisch reemittierten Strahlung des Staubes in der Umgebung nachzuverfolgen (z. B. Carpenter et al. 2001, Johnstone et al. 2013).

Strahlungstransportsimulationen spielen eine wichtige Rolle bei der Interpretation astrophysikalischer Beobachtungen (siehe Abschnitt 2.3). Aufgrund ihrer Vielseitigkeit wird die Monte-Carlo-Methode häufig zur Simulation des Strahlungstransports in verschiedenen astrophysikalischen Objekten verwendet (z. B. Wolf et al. 1999, Harries 2000, Pinte et al. 2006, Dullemond et al. 2012, Ober et al. 2015). Den meisten dieser Lösungen liegt jedoch die Annahme eines Strahlungsgleichgewichts zugrunde. Darüber hinaus gibt es zwar eine Implementierung des Monte-Carlo-Strahlungstransports, die die Eigenschaften des Gases als Ansatz zum zeitabhängigen Kühlen und Heizen nutzt (Harries 2011), aber derzeit keine Lösung, die die thermischen Eigenschaften des Staubes verwendet.

In dieser Studie wird eine Implementierung eines Algorithmus für vollständig zeitabhängigen 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransport vorgestellt, der die Simulation von Streulicht, thermisch reemittierter Staubstrahlung und – mit besonderem Fokus – der Temperaturverteilung beinhaltet. Dazu wird der in Abschnitt 2.3 beschriebene 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransportcode POLARIS (Reissl et al. 2016) erweitert.

Die Studie ist folgendermaßen gegliedert: Die Berechnungsmethode ist in Abschnitt 4.2 beschrieben. In Abschnitt 4.2.1 wird auf den theoretischen Hintergrund der relevanten thermischen Prozesse eingegangen. Der grundlegende Algorithmus für die zeitabhängige Simulation von Temperaturverteilungen wird in Abschnitt 4.2.2 vorgestellt. Das Verfahren zur Berechnung hochauflöser Bilder der thermischen Reemissionsstrahlung und des gestreuten Lichts, d. h. die Algorithmen für zeitabhängiges Raytracing und zeitabhängige Streuung, werden in den Abschnitten 4.2.3 und 4.2.4 kurz vorgestellt. Eine Übersicht über verschiedene Tests der implementierten Routinen lässt sich in Abschnitt 4.3 finden. Der Einfluss der Zeitschrittweite und der Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt wird in den Abschnitten 4.3.1 und 4.3.2 diskutiert. Die Auswirkungen der optischen Tiefe auf die Simulationen von Temperaturverteilungen für 1D- und 2D-Modelle werden in den Abschnitten 4.3.3 und 4.4.1 untersucht. In Abschnitt 4.4.3 werden die Auswirkungen eines Helligkeitsausbruches eines, in einer zirkumstellaren Staubscheibe eingebetteten Zentralsterns auf die resultierende Temperaturverteilung des Staubes sowie auf das gestreute Licht und die thermische Reemissionsstrahlung diskutiert. Abschließend wird eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf weitere Anwendungen sowie potenzielle Verbesserungen der Methode in Abschnitt 4.5 gegeben.

4.2 Berechnungsmethode

Im Folgenden wird der theoretische Hintergrund des zeitabhängigen Kontinuum-Strahlungstransports skizziert. Nach einer Diskussion der thermischen Prozesse und Eigenschaften des Staubes in Abschnitt 4.2.1, wird die Implementierung einer zeitabhängigen Methode von Strahlungstransportsimulationen der Temperatur, Staubreemission und Streuung in den Abschnitten 4.2.2, 4.2.3 und 4.2.4 beschrieben. Dazu wird der 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransportcode POLARIS (Reissl et al. 2016) erweitert.

4.2.1 Beschreibung des Heiz- und Kühlvorgangs

Zunächst wird auf die thermischen Prozesse und die damit verbundenen Eigenschaften des Staubes eingegangen. Das i -te Photonenpaket der Wellenlänge λ einer Strahlungsquelle mit Leuchtkraft L , die N_{ph} Photonenpakete in einem Zeitintervall Δt aussendet, trägt die Energie

$$e_{i,\lambda} = \frac{L\Delta t}{N_{\text{ph}}}. \quad (4.1)$$

Auf dem Weg durch den Modellraum wird die Energie des Photonenpakets proportional zum wellenlängenabhängigen Absorptionskoeffizienten κ_λ vom Staub absorbiert. Die GesamtabSORPTIONSRATE \dot{A} in einer Region mit mittlerer Strahlungsintensität J_λ ist dann gegeben durch:

$$\dot{A} = 4\pi \int_0^\infty \kappa_\lambda J_\lambda d\lambda. \quad (4.2)$$

Nach Lucy (1999) kann die mittlere Intensität J_λ einer diskreten Anzahl von Photonenpaketen der Energie $e_{i,\lambda}$ innerhalb eines Wellenlängenbereichs $d\lambda$, die eine Weglänge δl_i in einem Volumen V innerhalb des Zeitintervalls Δt zurücklegen, abgeschätzt werden durch:

$$J_\lambda d\lambda = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{V\Delta t} \sum_i e_{i,\lambda} \delta l_i. \quad (4.3)$$

Eine Abschätzung der Absorptionsrate in Gleichung 4.2 kann dann durch Substitution von Gleichung 4.3 und Diskretisierung abgeleitet werden:

$$\dot{A} = \frac{1}{V\Delta t} \sum_i \kappa_\lambda e_{i,\lambda} \delta l_i. \quad (4.4)$$

Durch den Absorptionsprozess wird sich der Staub auf eine Temperatur T aufheizen, d. h. die Enthalpie $u(T)$ des Staubkorns wird sich erhöhen. Gemäß Guhathakurta und Draine (1989) kann die Enthalpie $u(T)$ eines N -atomigen Staubkorns mit dem Volumen V_d und der Wärmekapazität pro Volumen C_v berechnet werden mit:

$$u(T) = (1 - 2/N)V_d \int_0^T C_v(T') dT'. \quad (4.5)$$

Unter der Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (engl. local thermodynamic equilibrium: LTE), wird der Staub Strahlung mit der Emissionsrate \dot{E} entsprechend seines Emissionsspektrums B_λ der Temperatur T skaliert mit dem Absorptionskoeffizienten κ_λ emittieren:

$$\dot{E}(T) = 4\pi \int_0^\infty \kappa_\lambda B_\lambda(T) d\lambda. \quad (4.6)$$

Unter Berücksichtigung der Differenz zwischen Absorptions- und Emissionsrate innerhalb eines Zeitschrittes, d. h. durch Kombination der Gleichungen 4.4 und 4.6, kann nun die Enthalpie u_{n+1} des Staubes nach $n + 1$ Zeitschritten mit Schrittweite Δt abgeschätzt werden:

$$u_{n+1} = u_n + (\dot{A} - \dot{E})\Delta t. \quad (4.7)$$

Dies gilt jedoch nur unter der Annahme, dass Absorptions- und Emissionsrate innerhalb einer Schrittweite Δt konstant sind. Die Zeitschrittweite kann unter Berücksichtigung der Zeit, die erforderlich ist, um die gesamte Enthalpie eines Staubkorns der Temperatur T abzugeben, d. h. der Kühlzeit $t_c(T)$, eingeschränkt werden. Für den Fall der Emission ohne Absorption lässt sich dann

$$t_c(T) = \frac{u(T)}{\dot{E}(T)} \quad (4.8)$$

als obere Schranke der Zeitschrittweite finden. Da sowohl die Emissionsrate als auch die Enthalpie von der Staubkorngröße abhängen, ist die Kühlzeit größenabhängig. Eine beispielhafte Darstellung der Kühlzeit astronomischen Silikats (vgl. Abschnitt 2.1.2) für verschiedene Staubkorngrößen ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Kühlzeiten der Staubkörner mit Radien bis zu $1,5 \mu\text{m}$ in der gleichen Größenordnung liegen. Größere Staubkörner kühlen langsamer ab, da sie aufgrund des kleineren Verhältnisses von abstrahlender Oberfläche zu Volumen weniger effiziente Strahler sind. In beiden Fällen nimmt die Kühlzeit mit steigender Temperatur rasch ab. Die Wahl der Zeitschrittweite Δt ist daher entscheidend für die Güte der Abschätzungen in Gleichungen 4.4 und 4.7. Eine detaillierte Diskussion der entsprechenden numerischen Konsequenzen findet sich in Abschnitt 4.4.

4.2.2 Numerische Implementierung

Basierend auf den oben beschriebenen Konzepten wurde ein Algorithmus für zeitabhängigen Kontinuum-Strahlungstransport in den Monte-Carlo-Strahlungstransportcode POLARIS implementiert. Zu diesem Zweck wurde die Zeitschrittweite als Parameter in das stationäre Strahlungstransportschema zur Simulation von Temperaturverteilungen (im Folgenden: stationäre Methode) aufgenommen. Eine detaillierte Beschreibung der stationären Methode findet sich z. B. in Wolf et al. (1999) oder Reissl et al. (2016). POLARIS erlaubt die Verwendung verschiedener Gittergeometrien, einschließlich zylindrisch, sphärisch, Octree und Voronoi, um den Modellraum aufzubauen. Die Anzahl der Gitterzellen und deren Abstand kann für jede Dimension

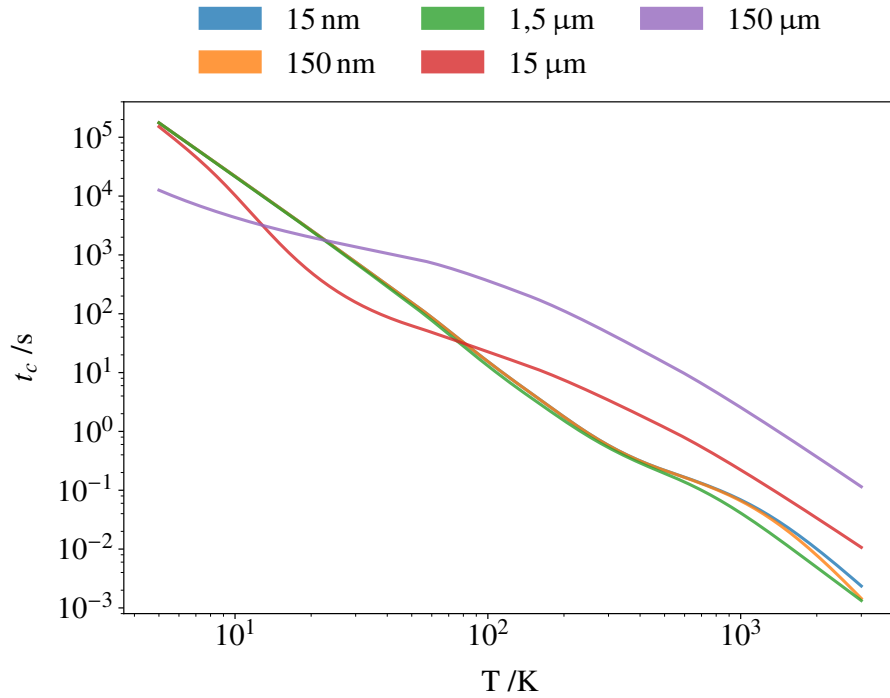


Abb. 4.1: Kühlzeit entsprechend Gleichung 4.8 für verschiedene Temperaturen von Staubkörnern aus astronomischem Silikat mit unterschiedlichen Staubkornradien.

individuell festgelegt werden. Mehrere stellare Strahlungsquellen können an jeder beliebigen Position innerhalb des Gitters platziert werden. Der Einfachheit halber wird im Folgenden jedoch der Fall eines einzelnen Zentralsterns (sphärische, isotrope Abstrahlung) betrachtet. Ein schematisches Ablaufdiagramm des gesamten Verfahrens für einen einzelnen Zeitschritt ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Der Algorithmus für die Simulation von zeitabhängigen Temperaturverteilungen kann in eine Reihe von vier Schritten unterteilt werden, die für jeden Zeitschritt wiederholt werden, bis die Gesamtsimulationszeit, also die Zeit, nach der die Simulation angehalten wird, erreicht ist.

1. Emission vom Staub oder Stern Zu Beginn jedes Zeitschritts wird eine feste Anzahl von Photonenpaketen N_{ph} vom Stern oder der staubhaltigen Umgebung ausgesandt. Dazu muss die Leuchtkraft des Staubes in jeder Zelle bestimmt werden. Dabei wird die aktuelle Temperatur der Zelle aus dem Gitter ausgelesen und mithilfe von Gleichung 4.6 die jeweilige Emissionsrate eines einzelnen Staubkorns berechnet. Die Leuchtkraft der i -ten Zelle kann dann durch Multiplikation der Emissionsrate \dot{E}_i der Zelle mit ihrer Staubkornanzahldichte n_i und ihrem Volumen V_i berechnet werden: $L_i = \dot{E}_i V_i n_i$. Die Gesamtleuchtkraft des Staubes L_{tot} erhält man dann durch Aufsummieren der Leuchtkraft aller Zellen. Das Verhältnis der Gesamtleuchtkraft des Staubs zur kombinierten Leuchtkraft von Stern und Staub ergibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photonenpaket von der entsprechenden Quelle ausgesandt wird.

Bei thermischer Emission innerhalb der Staubverteilung wird die emittierende Zelle durch die kumulative Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion p_i der i -ten Zelle bestimmt, die gegeben ist durch:

$$p_i = \left(\sum_{k=0}^i L_k \right) / L_{\text{tot}}. \quad (4.9)$$

Sobald eine Quelle bestimmt wurde, wird eine zufällige Richtung der Abstrahlung festgelegt und dem Photonenpaket eine Wellenlänge zugewiesen. Die entsprechende kumulative Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion p_{λ_i} einer Wellenlängenverteilung mit Schrittweite $\Delta\lambda$ und Leuchtkraft der Quelle L_{λ_i} bei der Wellenlänge λ_i lässt sich darstellen als:

$$p_{\lambda_i} = \left(\int_{\lambda_i}^{\lambda_i + \Delta\lambda} L_{\lambda_i} d\lambda \right) / L_i. \quad (4.10)$$

Als Nächstes wird die Energie des Photonenpakets entsprechend Gleichung 4.1 zugewiesen und der erste Punkt der Interaktion bei der optischen Tiefe τ mittels einer Zufallszahl $\zeta \in [0,1)$ bestimmt (siehe auch Reissl et al. 2016):

$$\tau = -\ln(1 - \zeta). \quad (4.11)$$

Abschließend wird das Photonenpaket gespeichert, indem es einem Stapelspeicher (im Folgenden: Photonenstack von engl. „stack“) hinzugefügt wird, der von einem Zeitschritt zum nächsten übertragen wird. Der Emissionsprozess eines Photonenpakets kann in die folgenden Schritte unterteilt werden:

1. Bestimmung der Emissionsquelle mithilfe der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, die durch das Leuchtkraftverhältnis der Emissionsquellen gegeben ist
2. Berechnung der emittierenden Zelle bei thermischer Reemission des Staubes nach Gleichung 4.9
3. Ermittlung der zufälligen Emissionsrichtung
4. Bestimmung der Wellenlänge anhand der kumulativen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Emissionsspektrums der einzelnen Quellen
5. Berechnung der Energie des Photonenpakets gemäß Gleichung 4.1
6. Ermittlung der optischen Tiefe bis zur ersten Interaktion mittels Gleichung 4.11
7. Speichern des Photonenpakets (Photonenstack)

Dieser Vorgang wird wiederholt, bis alle N_{ph} -Photonenpakete emittiert wurden.

Es ist zu beachten, dass die oben diskutierte Emission eines Photonenpakets mit gleichmäßig verteilter Energie und einer Wellenlänge, die durch die kumulative Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Emissionsspektrums bestimmt wird, die Energie der wahrscheinlichsten Wellenlänge überschätzt, wenn die Anzahl der Photonenpakete nicht groß genug ist, um statistisch signifikant zu sein. Dies wirkt sich

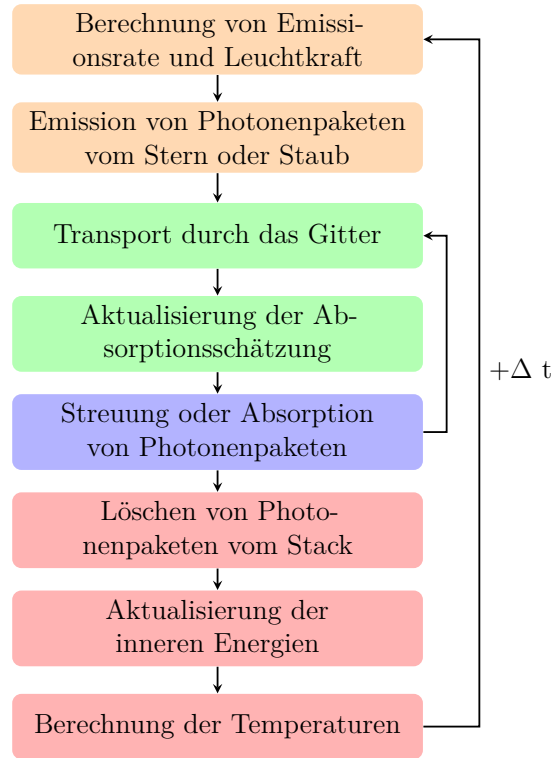


Abb. 4.2: Ablaufdiagramm des in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen numerischen Verfahrens zur Simulation zeitabhängiger Temperaturverteilungen (die vier Hauptschritte sind farblich markiert: 1-Orange, 2-Grün, 3-Blau und 4-Rot).

zwar auf das lokale Strahlungsfeld aus, hat aber keinen signifikanten Einfluss auf die resultierende Staubtemperaturverteilung, da sich die lokalen Abweichungen im globalen Maßstab ausgleichen. Die Schritte 4 und 5 können jedoch durch eine andere Emissionsmethode ersetzt werden, um sicherzustellen, dass das lokale Strahlungsfeld richtig wiedergegeben wird: Anstatt die Wellenlänge des Photonenpakets über einen wahrscheinlichkeitstheoretischen Ansatz zu bestimmen, wird eine feste Anzahl von Photonenpaketen N_λ für jedes Wellenlängenintervall emittiert und die Energie entsprechend dem Wert des zugehörigen Emissionsspektrums zugewiesen. Die Energie $e_{\star,j}$ eines Photonenpakets mit der Wellenlänge λ für eine stellare Strahlungsquelle mit dem Radius R_\star und einer Effektivtemperatur T ist dann gegeben durch:

$$e_{\star,j} = 4\pi^2 R_\star^2 \frac{B_\lambda(T) \Delta t}{N_\lambda}. \quad (4.12)$$

Im Fall der thermischen Reemissionsstrahlung durch den Staub werden die emittierenden Zellen durch das Leuchtkraftverhältnis bestimmt, das durch die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion in Gleichung 4.9 beschrieben wird. Dies dient dazu, Rechenzeit zu sparen, indem die thermische Reemission von Staub mit niedrigen Temperaturen, die nicht wesentlich zum Strahlungsfeld beiträgt, vernachlässigt wird. Die Wellenlängenverteilung der emittierten Photonenpakete hängt von der Tempe-

ratur des Staubes der entsprechenden Zelle ab. Da Photonenpakete nur von Zellen mit hoher Leuchtkraft des Staubes emittiert werden, muss sichergestellt werden, dass die Gesamtleuchtkraft L_{tot} des Staubes aller Zellen erhalten bleibt. Um dies für die Emission von Photonenpaketen jeder Wellenlänge der ausgewählten Zelle zu erreichen, wird Gleichung 4.1 mit dem Emissionsspektrum $\tilde{B}_\lambda(T)$ der entsprechenden Zelle skaliert. Dabei wird das Emissionsspektrum so normiert, dass das Integral über die Wellenlänge gleich eins ist. Die Energie $e_{\text{dust},j}$ eines vom Staub emittierten Photonenpakets wird dann berechnet durch:

$$e_{\text{dust},j} = \frac{L_{\text{tot}} \Delta t}{N_\lambda} \cdot \tilde{B}_\lambda(T). \quad (4.13)$$

Diese Methode ist jedoch sehr rechenintensiv, da N_λ Photonenpakete pro Wellenlänge, emittierender Quelle und Zeitschritt ausgesandt werden müssen. Sie wird daher nur verwendet, wenn das detaillierte, lokale Strahlungsfeld von Interesse ist.

2. Kontinuierliche Absorption Im nächsten Schritt werden alle Photonenpakete des Photonenstacks durch das Gitter bewegt, bis entweder die optische Tiefe der Interaktion (siehe Gleichung 4.11) oder das Ende des Zeitschritts erreicht ist. Dies wird durch Integration der Weglänge und der optischen Tiefe jedes Photonenpakets bestimmt. Auf dem Weg durch eine Zelle deponiert ein Photonenpaket Energie, die zur geschätzten Absorptionsrate der Zelle hinzugefügt wird, welche durch Gleichung 4.4 gegeben ist. Das Photonenpaket verliert auf seinem Weg durch das Gitter keine Energie, d. h. die absorbierte Energie wird nicht abgezogen. Es gibt jedoch auch andere Ansätze zur Behandlung der Absorption, die gleichwertige Ergebnisse liefern, aber längere Rechenzeiten benötigen. Eine detaillierte Diskussion dieser alternativen Ansätze ist in Anhang A.1 zu finden.

3. Streuung oder Absorption Wenn die durch Gleichung 4.11 bestimmte optische Tiefe der Interaktion erreicht ist, wird die Wahrscheinlichkeit für Streuung und Absorption mithilfe der Albedo der Staubkörner ermittelt. Die Art der Interaktion wird dann durch eine gleichverteilte Zufallszahl bestimmt. Da sich der Auswahlprozess für die Art der Wechselwirkung und die Behandlung der Streuung nicht vom stationären Fall unterscheiden, wird für eine genauere Beschreibung auf [Reissl et al. \(2016\)](#) verwiesen. Im Fall eines Absorptionsereignisses wird das Photonenpaket zur Löschung vorgemerkt, ohne dass der absorbierenden Zelle zusätzliche Energie zugeführt wird. Wird das Photonenpaket gestreut, so wird mithilfe von Gleichung 4.11 eine neue optische Tiefe berechnet und das Photonenpaket weiter durch das Gitter transportiert. Das bedeutet, dass die Schritte 2 und 3 solange wiederholt werden, bis die Gesamtweglänge des Photonenpakets die maximale Weglänge entsprechend der Zeitschrittweite erreicht hat. Photonenpakete, die innerhalb des Zeitschritts das Gitter verlassen, werden ebenfalls zur Löschung vorgemerkt.

4. Aktualisierung von Enthalpie und Temperatur Am Ende eines Zeitschritts werden die zur Löschung markierten Photonenpakete aus dem Photonenstack entfernt

und die Temperatur jeder Zelle aktualisiert. Dazu wird die neue Enthalpie $u(T)$ des Staubes jeder Zelle mit Gleichung 4.7 berechnet. Die entsprechende Temperatur wird durch Interpolation vorberechneter Werte der Enthalpie mithilfe von Gleichung 4.5 bestimmt. Nach der Aktualisierung der Temperaturen wird der Algorithmus mit dem nächsten Zeitschritt fortgesetzt.

4.2.3 Zeitabhängiges Raytracing

Der in Abschnitt 4.2.2 vorgestellte Algorithmus ermöglicht die Erzeugung von Bildern des gestreuten Sternlichts und der thermischen Reemissionsstrahlung des Staubs. Die Simulation hochauflöser Bilder mit diesem Algorithmus ist jedoch sehr rechenintensiv, da jedes Photonenpaket in jedem Zeitschritt im Speicher abgelegt und geladen werden muss. Daher wurden zusätzlich zwei schnelle, zeitabhängige Methoden zur Berechnung von Streubildern und Emissionskarten des Staubes implementiert. Für letzteres wird ein zeitabhängiger Raytracing-Algorithmus verwendet. Der zeitabhängige Algorithmus zur Simulation von Bildern des Streulichts wird in Abschnitt 4.2.4 vorgestellt.

Das in POLARIS implementierte zeitunabhängige Raytracing verfolgt den Weg paralleler Strahlen durch einen Modellraum, der in mehrere Gitterzellen unterteilt ist. Ein Detektor mit einer zweidimensionalen Anordnung von Pixeln wird außerhalb des Modellraums platziert. Die einzelnen Strahlen werden von Punkten auf der gegenüberliegenden Seite des Rechengitters ausgesandt, genau gegenüber den Detektorpixeln, an denen sie beobachtet werden sollen. Die Intensität eines Strahls ist zu Beginn entweder gleich null oder durch die Hintergrundstrahlung vorgegeben. Beim Durchgang durch eine Gitterzelle wird diese entsprechend der optischen Tiefe τ des Staubes in der Zelle um einen Faktor $e^{-\tau}$ verringert und durch die thermische Reemissionsstrahlung des Staubes erhöht. Dies geschieht durch Lösen der entsprechenden Strahlungstransportgleichung mittels des Runge-Kutta-Fehlberg-Verfahrens der Ordnung 4(5). Wenn alle Zellen entlang des Pfades verarbeitet sind, wird die Gesamtintensität des Strahls auf dem entsprechenden Detektorpixel gespeichert. Um die Anwendbarkeit der Methode für hohe optische Tiefen zu gewährleisten, wird eine rekursive Verfeinerung des Integrationsschrittes sowie der Detektorpixelgröße durchgeführt (siehe Ober et al. 2015).

Das zeitabhängige Raytracing folgt diesem Verfahren, speichert jedoch die Intensität der Strahlen für verschiedene Zeitschritte. Dazu wird die Berechnung der Intensität entlang eines Strahls nach einer Weglänge δl entsprechend der Lichtgeschwindigkeit c und der frei wählbaren Zeitschrittweite $\Delta t = \delta l/c$ angehalten. Die aktuelle Gesamtintensität jedes Strahls wird dann mit der verbleibenden optischen Tiefe zum Beobachter skaliert und auf den Detektor abgebildet. Im nächsten Zeitschritt wird der Detektor von einem neuen Detektor ersetzt, auf den die Gesamtintensität der Strahlen nach dem neuen Zeitschritt gespeichert wird. Die Intensität der Strahlen wird dabei erneut mithilfe des Runge-Kutta-Fehlberg-Verfahrens bestimmt. Dieses Vorgehen wird für so viele Zeitschritte wiederholt, wie nötig sind, um die Beiträge aller Volumenelemente entlang der Pfade aller Strahlen zu berücksichtigen.

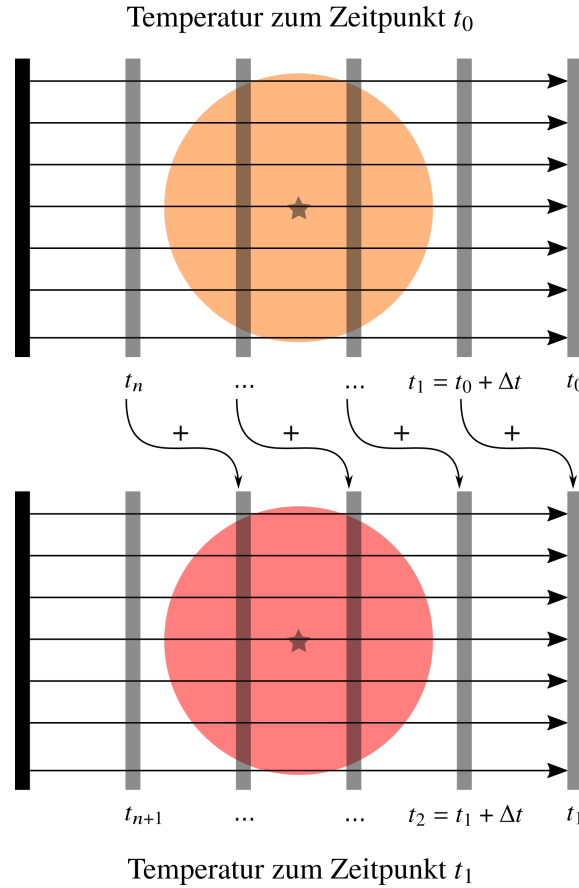


Abb. 4.3: Schematische Darstellung des zeitabhängigen Raytracing-Verfahrens für zwei verschiedene Temperaturverteilungen. Die geraden Pfeile kennzeichnen den Integrationspfad der jeweiligen Strahlen. Die Raytracing-Simulation wird für die Temperaturverteilungen zu den Zeitschritten t_0 und t_1 getrennt durchgeführt. Die Detektorbilder, d. h. die Bilder an der Position des Beobachters, die für dieselben Zeitschritte aufgenommen wurden, werden anschließend addiert.

Es ist zu beachten, dass sich die Temperatur und damit die thermische Reemission jeder Zelle mit der Zeit ändert. Folglich enthält jedes mithilfe des Raytracings erzeugte Bild nur den Beitrag des Staubs entsprechend der Temperaturverteilung eines bestimmten Zeitschritts. Die gesamte thermische Reemission, die für einen Zeitschritt berechnet wird, setzt sich daher aus Beiträgen von Simulationen verschiedener Temperaturverteilungen zusammen. Um die endgültigen Bilder zu erhalten, werden die Bilder, die denselben Zeitschritten entsprechen, addiert. Eine schematische Darstellung des vollständigen zeitabhängigen Raytracing-Verfahrens für zwei verschiedene Temperaturverteilungen ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Ein einfacher Test der entsprechenden Lichtlaufzeiteffekte für eine kugelförmige Staubverteilung ist in Anhang A.2 zu finden.

4.2.4 Zeitabhängige Streuung

Solange die Dichteverteilung des Staubs eines Modells nicht verändert wird, beispielsweise durch Staubsublimation, hängt die Verteilung des gestreuten Sternlichts nicht von der Temperatur des Staubs ab. Zeitabhängige Streusimulationen können daher unabhängig von den Temperatursimulationen durchgeführt werden. Zu diesem Zweck wurde die in Yusef-Zadeh et al. (1984) erstmals vorgestellte stationäre Monte-Carlo-Methode für Streusimulationen mit Peel-Off modifiziert.

Dabei gleicht die grundlegende Behandlung der stellaren Emission und Streuung dem Vorgehen, das für die Simulation von zeitabhängigen Temperaturverteilungen in Abschnitt 4.2.2 beschrieben wurde: Für die betrachtete Wellenlänge wird von der Quelle (z. B. einem Stern) eine feste Anzahl von Photonenpaketen ausgesandt. Die Energie des Photonenpakets wird entsprechend dem Spektrum der Quelle zugewiesen (im Falle eines Sterns zum Beispiel nach Gleichung 4.12). Anschließend werden die zufälligen Richtungen und die optischen Tiefen der ersten Interaktion der Photonenpakete bestimmt. Die Photonenpakete werden dann durch den Modellraum transportiert, bis die zugehörige optische Tiefe der ersten Interaktion erreicht ist. Im Fall eines Streueignisses wird eine Kopie des jeweiligen Photonenpakets (hiernach: Peel-Off-Photon) interaktionsfrei zum Detektor gesendet. Die Energie des Peel-Off-Photons wird entsprechend der optischen Tiefe sowie der Streuwahrscheinlichkeit in Richtung des Beobachters verringert. Das gestreute Photonenpaket wird dann bis zur nächsten optischen Tiefe der Interaktion weiterbewegt. Verlässt ein Photonenpaket den Modellraum, so wird seine Energie auf einem Detektor gespeichert.

Für die zeitabhängigen Streusimulationen wird die Weglänge jedes Photonenpakets innerhalb des Modellraums aufintegriert. Zusätzlich müssen die unterschiedlichen Abstände zum Detektor aufgrund der verschiedenen Blickwinkel berücksichtigt werden. Dies wird erreicht, indem die verbleibende Entfernung zur Gesamtweglänge eines Photonenpakets hinzugefügt wird, nachdem es den Modellraum verlassen hat. Peel-Off-Photonen erben die Weglänge des wechselwirkenden Photonenpakets am Punkt der Interaktion und können daher auf gleiche Weise verarbeitet werden. Der für stationäre Simulationen verwendete, einzelne Detektor wird durch mehrere Detektoren ersetzt, die unterschiedliche Zeitintervalle abdecken. Die Energie eines Photonenpakets, das den Modellraum verlässt, wird daher auf dem Detektor gespeichert, der das Zeitintervall abdeckt, das der Weglänge des Photonenpakets entspricht. Mithilfe der Lichtgeschwindigkeit c kann somit der Index n eines Detektors bestimmt werden, der dem Zeitschritt t_n mit der Zeitschrittweite Δt für ein Photonenpaket mit Gesamtweglänge l entspricht: $l/c \in [t_n : t_n + \Delta t]$.

Änderungen der Eigenschaften der Strahlungsquelle werden analog behandelt, indem mehrere Quellen definiert werden, die in unterschiedlichen Zeitschritten emittieren. Da der einem Photonenpaket aktuell zugeordnete Zeitschritt durch die Weglänge bestimmt wird, besitzt die Gesamtweglänge eines von der i -ten Quelle zum Zeitpunkt t_i ausgesandten Photonenpakets einen Versatz von $l_0 = t_i \cdot c$. Das zuvor beschriebene Verfahren wird dann wiederholt, bis alle Photonenpakete aller Strahlungsquellen den Modellraum verlassen haben.

4.3 Test

In der oben beschriebenen Methode wurden zwei Parameter eingeführt, um den zeitabhängigen Strahlungstransport in den Rahmen eines bestehenden Monte-Carlo-Ansatzes einzufügen: die Zeitschrittweite Δt sowie die Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt N_{ph} . Im Folgenden wird sowohl der Einfluss dieser Parameter als auch der Einfluss der optischen Tiefe auf die Temperaturverteilung beschrieben. Dazu wird der Heizprozess einer einfachen eindimensionalen Staubverteilung um einen zentral eingebetteten Stern für verschiedene Werte der oben genannten Parameter simuliert.

Für alle Modelle wird die in Abschnitt 2.1.2 beschriebene Staubbmischung des interstellaren Mediums verwendet. Die kalorimetrischen Daten werden mit den in [Draine und Li \(2001\)](#) vorgestellten Modellen für Silikat und Graphit bestimmt. Um Rechenzeit zu sparen, werden für alle Staubkornparameter gemittelte Werte verwendet. Gemäß [Wolf \(2003\)](#) werden diese nach der Häufigkeit der chemischen Komponenten, der Staubkorndichte und der Korngrößenverteilung gewichtet. Um diesen Ansatz zu rechtfertigen, wurden Temperatursimulationen mit mehreren und einzelnen Staubkorngrößen mit den entsprechenden Simulationen der stationären Methode verglichen. Dabei weichen die mit gewichteten Mittelwerten berechneten Temperaturverteilungen um weniger als 1 % von den Simulationen mit ungewichteten Werten ab.

4.3.1 Zeitschrittweite Δt

In Abschnitt 4.2.1 wurde gezeigt, dass die Zeitschrittweite ein entscheidender Parameter für die Güte der Abschätzung der Enthalpie und damit auch der Simulation der Temperaturverteilung ist. Um die Auswirkungen verschiedener Werte dieses Parameters zu veranschaulichen, wurden Temperaturverteilungen für eine einfache eindimensionale radialsymmetrische Staubverteilung mit konstanter Dichte (Innenradius $R_{\text{in}} = 10 \text{ au}$, Außenradius $R_{\text{out}} = 100 \text{ au}$, optische Tiefe $\tau_V = 0,1$) und einem eingebetteten T-Tauri-ähnlichen Stern (im Folgenden: 1D-Modell) simuliert und mit der resultierenden Temperaturverteilung der stationären Methode von POLARIS verglichen. Da die Sternparameter fixiert wurden, wurde der Staub im Gitter bis zum Erreichen der Gleichgewichtstemperatur aufgeheizt. Die Simulation wurde mit einer Staubtemperatur von 2,7 K für alle Zellen gestartet und abgebrochen, wenn sich die Temperatur des Staubs in jeder Zelle innerhalb eines bestimmten Temperaturintervalls nicht mehr ändert, das durch die Schrittweite des Temperaturgitters gegeben ist (logarithmisch verteilt zwischen 2,7 K und 2500 K). Um sicherzustellen, dass das Zeitintervall lang genug ist, um dieses Gleichgewicht zu erreichen, wurden die Simulationen für mindestens die doppelte Lichtlaufzeit durch das Gitter durchgeführt. Für das vorliegende Modell wurde daher eine Gesamtsimulationszeit von 10^5 s gewählt. Um einen Einfluss der Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt auf die Simulationen auszuschließen, wurde N_{ph} für alle Simulationen auf 10^3 gesetzt. Die Gesamtzahl der über die Simulationszeit emittierten Photonenpakete beträgt

Tabelle 4.1: Übersicht über die Parameter des in Abschnitt 4.3 diskutierten sphärischen 1D-Modells.

Parameter	Symbol	Wert
Innenradius (au)	R_{in}	10
Außenradius (au)	R_{out}	100
Gesamtstaubmasse (M_{\odot})	M_{Staub}	$1,7 \cdot 10^{-6}$
Optische Tiefe	τ_V	0,1
Quellradius (R_{\odot})	R_{\star}	2
Quelltemperatur (K)	T_{\star}	4000
Anzahl der Gitterzellen in		
... radialer Richtung	N_r	100
... azimuthaler Richtung	N_{ϕ}	1
... polarer Richtung	N_{θ}	1

daher bei der kleinsten Zeitschrittweite 10^8 . Folglich wurde diese Anzahl der Photonenpakete auch für die Simulation der stationären Referenztemperaturverteilung verwendet. Eine Übersicht über alle Modellparameter ist in Tabelle 4.1 zu finden. Die resultierenden Temperaturverteilungen der Simulationen mit den Zeitschrittweiten $\Delta t = 1 \text{ s}$, 2 s , 4 s und 6 s sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

Während die für die Zeitschrittweiten $\Delta t = 1 \text{ s}$ und 2 s ermittelten Temperaturverteilungen gegen die stationäre Temperaturverteilung konvergieren, oszillieren die für $\Delta t = 4 \text{ s}$ und 6 s berechneten Temperaturverteilungen im inneren Bereich des Modells. Dies kann durch die Berechnung der Kühlzeit t_c für die Zellen mit der höchsten Staubtemperatur nach Gleichung 4.8 erklärt werden. Ist die Zeitschrittweite nahe an der Kühlzeit, so kühlen die entsprechenden Zellen in einem einzigen Zeitschritt fast auf die Grundtemperatur von $2,7 \text{ K}$ ab. Aus diesem Grund wird die geschätzte Emissionsrate des Staube im Vergleich zu der geschätzten Absorptionsrate gering sein. Da die Absorptions- und Emissionsraten innerhalb eines Zeitschrittes als konstant angenommen werden, führt dies zu einer Überschätzung der Enthalpie des Staubs nach Gleichung 4.7 und damit zu einer Überschätzung der Staubtemperatur. Diese Zellen mit höherer Temperatur kühlen noch schneller ab. Die Staubtemperatur der betroffenen Zellen schwankt dann zwischen sehr hohen und sehr niedrigen Werten. Da der Staub in jedem Zeitschritt neue Photonenpakete emittiert und eine Überschätzung der Staubtemperatur zu einer Überschätzung der Energie der emittierten Photonenpakete führt, pflanzt sich die Oszillation durch das Gitter fort. Je größer die Zeitschrittweite im Vergleich zur Kühlzeit ist, desto stärker ist die Oszillation. Die Zeitschrittweite sollte daher immer entsprechend der Kühlzeit der erwarteten maximalen Staubtemperatur der Simulation gewählt werden.

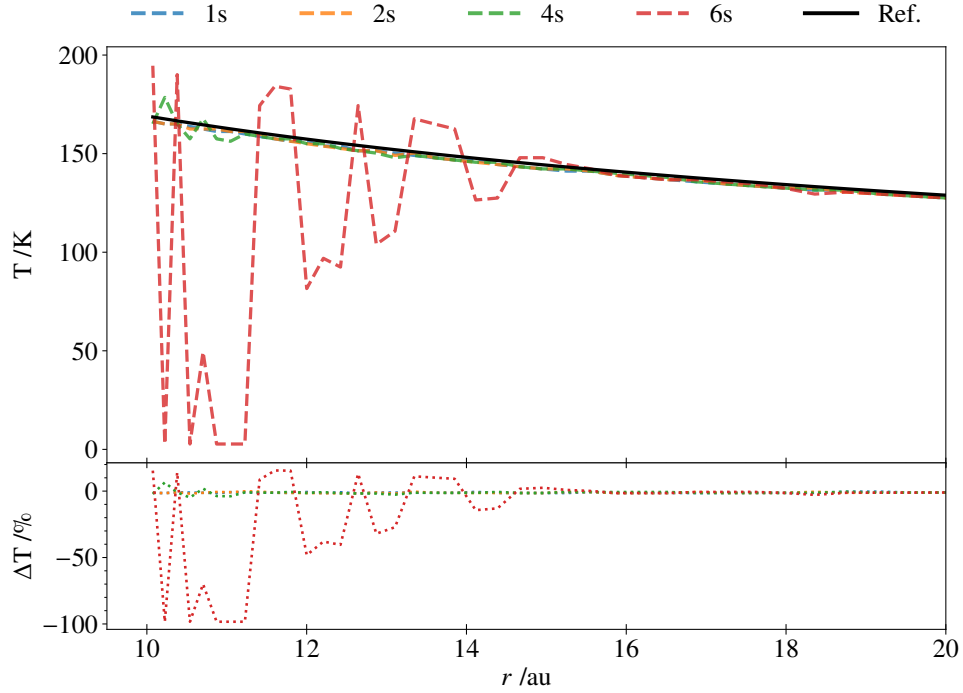


Abb. 4.4: Resultierende Temperaturverteilung (*oben*) und relative Differenz (*unten*) des in Abschnitt 4.3.1 diskutierten 1D-Modells mit verschiedenen Zeitschrittweiten Δt für die zeitabhängige (gestrichelt) und stationäre (durchgezogen) Methode. Die Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt ist auf 10^3 gesetzt, die Gesamtzahl der für die stationäre Simulation verwendeten Photonenpakete entsprechend auf 10^8 . Die Kurven für Radien größer als 20 au überschneiden sich und sind daher nicht dargestellt.

4.3.2 Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt N_{ph}

Die Anzahl der Photonenpakete ist ein maßgeblicher Parameter für jeden numerischen Ansatz des Strahlungstransportproblems, der die Monte-Carlo-Methode verwendet. Im Fall von zeitabhängigen Simulationen muss dies für jeden einzelnen Zeitschritt berücksichtigt werden. Die Auswirkung einer Erhöhung der Anzahl der Photonenpakete auf die Rechenzeit jeder Simulation ist dabei größer als im stationären Fall, da alle Photonenpakete in jedem Zeitschritt geladen und gespeichert werden müssen. Des Weiteren wird sich die Gesamtzahl der zu verarbeitenden Photonenpakete in jedem Zeitschritt erhöhen, bis die Anzahl der Photonenpakete, die das Gitter verlassen, gleich der Anzahl der emittierten Photonenpakete ist. Die Rechenzeit eines einzelnen Zeitschritts steigt daher linear an. Es ist somit von entscheidender Bedeutung, den Einfluss der Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt auf die resultierende Temperaturverteilung zu untersuchen.

Zu diesem Zweck wurde eine Reihe von Simulationen für das in Abschnitt 4.3.1 vorgestellte einfache 1D-Modell mit einer festen Zeitschrittweite von $\Delta t = 2\text{ s}$ und

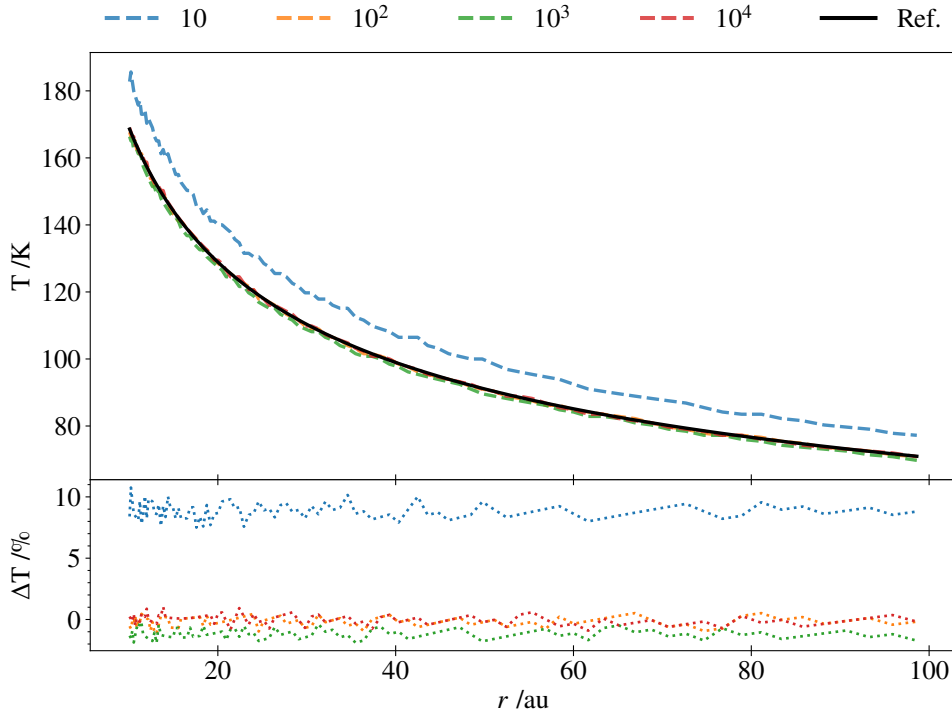


Abb. 4.5: Resultierende Temperaturverteilung (*oben*) und relative Differenz (*unten*) des in Abschnitt 4.3.2 diskutierten 1D-Modells mit unterschiedlichen Anzahlen von Photonenpaketen pro Zeitschritt N_{ph} für die zeitabhängige (gestrichelt) und stationäre (durchgezogen) Methode. Die Zeitschrittweite ist auf 2 s festgelegt, die Gesamtzahl der für die stationäre Simulation verwendeten Photonenpakete beträgt jeweils 10^8 .

verschiedenen Anzahlen von Photonenpaketen pro Zeitschritt von $N_{\text{ph}} = 10, 10^2, 10^3$ und 10^4 durchgeführt. Die in Abschnitt 4.3.1 mit der stationären Methode unter Verwendung von 10^8 Photonenpaketen berechnete Temperaturverteilung wurde als Referenz verwendet. Die resultierenden Temperaturverteilungen und relativen Differenzen sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Es ist leicht zu erkennen, dass die Temperaturverteilung für eine höhere Anzahl von Photonenpaketen glatter wird. Außerdem führt ein Wert von $N_{\text{ph}} = 10$ zu einer Überschätzung der Staubtemperatur der inneren Zellen.

Da die Wahrscheinlichkeit eines Absorptionsereignisses im Fall $\tau_V = 0,1$ hinreichend klein ist, kann davon ausgegangen werden, dass die meisten Photonenpakete nicht absorbiert werden, d. h. ihre Energie wird durch alle Zellen transportiert, bis das Photonenpaket den Modellraum verlässt. Bei einigen Photonenpaketen tritt jedoch ein Absorptionsereignis auf und ihre Bewegung durch das Gitter wird gestoppt. Entsprechend dem in Abschnitt 4.2.2 diskutierten Ansatz zur Behandlung der Absorption trägt ein Photonenpaket nur durch kontinuierliche Absorption entlang seines Weges durch das Gitter Energie zu der Enthalpie des Staubs bei. Daher ist nach einem

Absorptionsereignis das Strahlungsfeld in den nachfolgenden Zellen schwächer. Im Falle einer im Vergleich zur Anzahl der Gitterzellen sehr kleinen Anzahl von Photonenpaketen pro Zeitschritt wird fast kein Photonenpaket absorbiert und die gesamte von der Strahlungsquelle emittierte Energie trägt in jedem Zeitschritt zur Enthalpie des Staubes jeder Zelle bei. Dies führt zu einer Überschätzung der Staubtemperatur jeder Zelle. Im Falle eines einzelnen Absorptionsereignisses ist die Auswirkung auf das lokale Strahlungsfeld allerdings größer (zum Beispiel werden im Fall von $N_{\text{ph}} = 10$ etwa 10 % der in einem Zeitschritt verteilten Energie herausgenommen), was zu größeren Schwankungen in der Temperaturverteilung führt. Bei höheren optischen Tiefen, d. h. wenn Absorption wahrscheinlicher ist, wird die Staubtemperatur unterschätzt. Dasselbe gilt für die Auswahl der Wellenlängen, die auch mithilfe einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion vorgenommen wird (siehe Gleichung 4.10). Das Strahlungsfeld bei Wellenlängen mit der höchsten Emissionswahrscheinlichkeit wird überschätzt, während es bei Wellenlängen mit der niedrigsten Wahrscheinlichkeit unterschätzt wird.

4.3.3 Optische Tiefe

Um das Verhalten der zeitabhängigen Simulationen mit der optischen Tiefe zu untersuchen, werden Simulationen von Modellen mit unterschiedlicher optischer Tiefe ($\tau_V = 0,01, 0,1, 1$ und 10 vom Zentralstern aus gesehen) durchgeführt. Die Zeitschrittweite und die Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt wurden auf Werte gesetzt, die in den Abschnitten 4.3.1 und 4.3.2 zu gut konvergierten Temperaturverteilungen geführt haben, d. h. $\Delta t = 2 \text{ s}$ und $N_{\text{ph}} = 10^3$. Für jede optische Tiefe wurde mithilfe der stationären Methode eine Referenztemperaturverteilung simuliert. Die resultierenden Temperaturverteilungen der zeitabhängigen Simulationen und die relativen Differenzen zu den Referenztemperaturverteilungen nach einer Gesamtsimulationszeit von 10^5 s sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Temperaturverteilungen der Modelle bis $\tau_V = 1$ sehr gut mit den Temperaturverteilungen der stationären Lösung übereinstimmen. Im Fall des Modells mit $\tau_V = 10$ ist die Staubtemperatur immer niedriger als die Referenztemperatur. Der Grund dafür liegt in einer leichten Diskrepanz zwischen den optischen und kalorimetrischen Daten, die in den zeitabhängigen Simulationen verwendet wurden, sowie in einigen numerischen Einschränkungen, die in Abschnitt 4.5 näher erläutert werden. Die Temperaturverteilung der zeitabhängigen Simulation weicht jedoch um weniger als 8 % von der entsprechenden Temperaturverteilung des stationären Ansatzes ab und wird daher als konsistent angesehen.

4.4 Beispiele

Da das Ziel der hier vorgestellten Methode die Simulation junger stellarer Objekte mit zirkumstellaren Scheiben ist, wird nun der Strahlungstransport eines Modells einer massearmen zirkumstellaren Scheibe betrachtet. Die Modellbeschreibung sowie

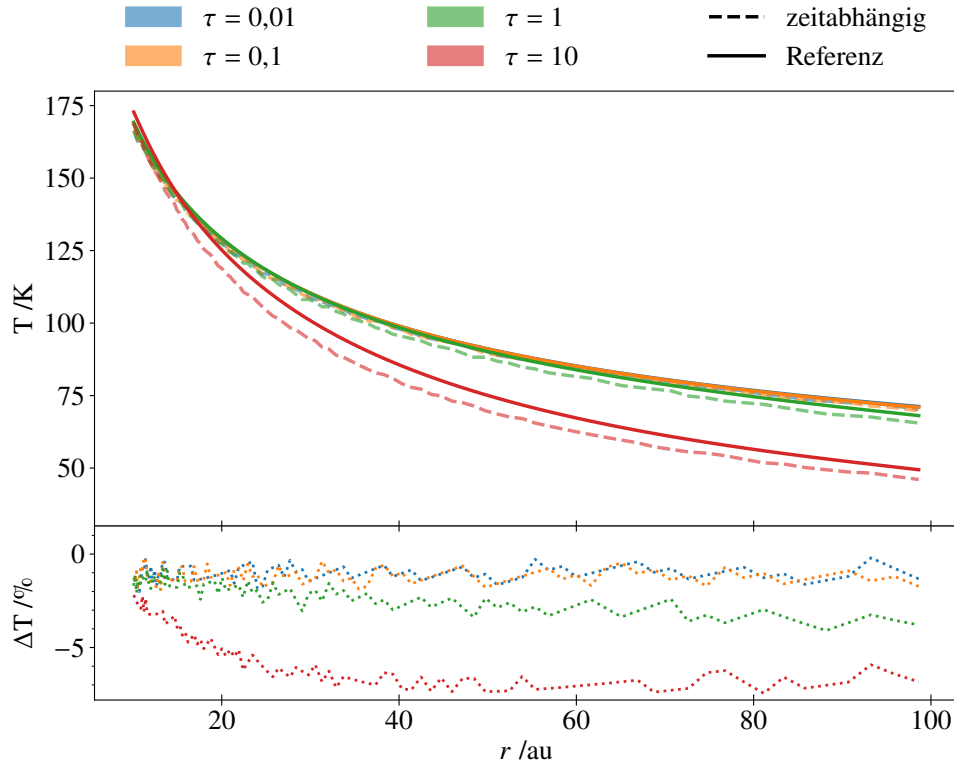


Abb. 4.6: Resultierende Temperaturverteilungen (*oben*) und relative Differenzen (*unten*) des 1D-Modells für verschiedene optische Tiefen τ_V , die in Abschnitt 4.3.3 für die zeitabhängige (gestrichelt) und stationäre (durchgezogen) Methode diskutiert werden. Für die zeitabhängigen Simulationen ist die Zeitschrittweite auf 2 s festgelegt. Die Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt ist 10^3 . Die Gesamtzahl der Photonenpakete, die für die stationären Simulationen verwendet wurden, beträgt 10^8 .

ein Vergleich zwischen zeitabhängiger und stationärer Simulation der Temperaturverteilung finden sich in Abschnitt 4.4.1. Entsprechende zeitabhängige Simulationen des Streulichts sowie der thermischen Reemissionsstrahlung für einen einfachen Strahlungsausbruch der stellaren Strahlungsquelle werden in Abschnitt 4.4.2 vorgestellt.

4.4.1 Modell der zirkumstellaren Scheibe

Die Dichteverteilung der im Folgenden verwendeten Scheibe beruht auf dem in Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Scheibenmodell für einen Innenradius von $R_{\text{in}} = 20$ au, einen Außenradius von $R_{\text{out}} = 100$ au sowie einer moderaten Scheibenaufweitung von $\beta = 1,125$ mit $h_{\text{ref}} = 10$ au.

Um sicherzustellen, dass die Dichtestruktur keinen Einfluss auf die Qualität der zeitabhängigen Temperaturverteilung hat, wurden Simulationen des Scheibenmodells mit optischen Tiefen der Mittelebene von $\tau_V = 0,01, 0,1, 1$ und 10 durchgeführt.

Tabelle 4.2: Übersicht der Parameter des in Abschnitt 4.4.1 diskutierten Scheibenmodells.

Parameter	Symbol	Wert
Innenradius (au)	R_{in}	20
Außenradius (au)	R_{out}	100
Quellradius (R_{\odot})	R_{\star}	2
Quelltemperatur (K)	T_{\star}	4000
Radialer Dichteexponent	α	2,625
Scheibenaufweitung	β	1,125
Referenzskalenhöhe (au)	h_{ref}	10
Zeitschrittweite (s)	Δt	8
Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt	N_{ph}	10^5
Anzahl der Gitterzellen in		
... radialer Richtung	N_r	50
... axialer Richtung	N_z	23
... azimuthaler Richtung	N_{ϕ}	1

Diese wurden dann mit den Temperaturverteilungen verglichen, die mit der stationären Methode simuliert wurden. Die Zeitschrittweite ($\Delta t = 8 \text{ s}$), die Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt ($N_{\text{ph}} = 10^5$) und die Gesamtsimulationszeit (10^5 s) wurden nach den in Abschnitt 4.3 diskutierten Kriterien gewählt. Entsprechend der Gesamtzahl der für die zeitabhängigen Temperatursimulationen ausgesandten Photonenpakete wurden für die stationäre Simulation jedes Modells 10^9 Photonenpakete verwendet. Eine Übersicht aller Parameter des Scheibenmodells findet sich in Tabelle 4.2.

Eine Auswahl vertikaler Schnitte durch die Temperaturverteilung der zeitabhängigen Simulation mit einer optischen Tiefe von $\tau_V = 1$ für verschiedene Zeitschritte, d. h. verschiedene Stadien des Heizprozesses, ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Die resultierenden Temperaturverteilungen und relativen Differenzen der Temperatur in der Mittelebene für alle Modelle sind in Abbildung 4.8 gezeigt.

Der in Abschnitt 4.3.3 diskutierte Trend der Temperaturverteilung mit der optischen Tiefe des 1D-Modells kann auch für das Scheibenmodell gefunden werden. Die zeitabhängigen Temperaturverteilungen mit optischen Tiefen von $\tau_V = 0,01, 0,1$ und 1 sind in guter Übereinstimmung mit der Temperaturverteilung der stationären Simulationen. Da die optische Tiefe in der Mittelebene des Scheibenmodells am größten ist, kann davon ausgegangen werden, dass auch die Temperaturen der gesamten Scheibe ebenso gut übereinstimmen. Für $\tau_V = 10$ weicht die Temperaturverteilung in der Mittelebene um etwa 5% von der Temperatur der Mittelebene der stationären Simulation ab. Um zu überprüfen, ob dies auch für die Staubtemperaturen der Zellen ober- und unterhalb der Mittelebene gilt, ist in Abbildung 4.9 die Differenz der

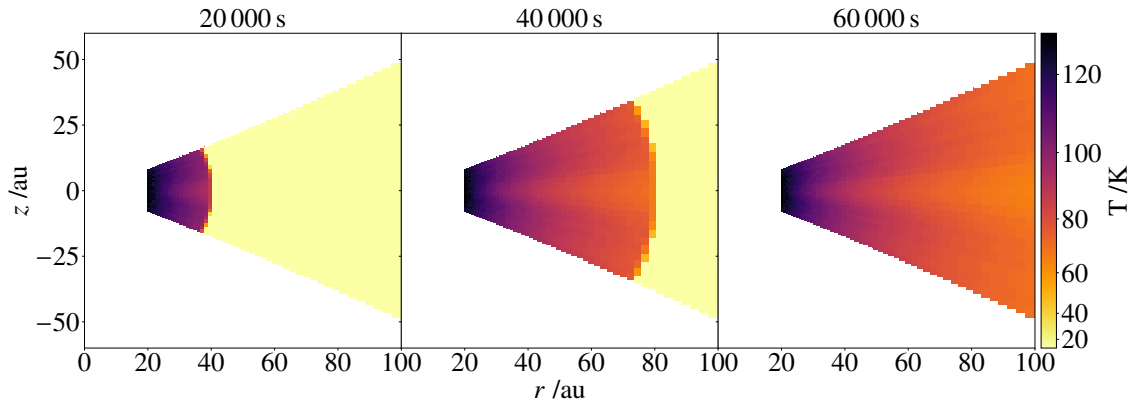


Abb. 4.7: Vertikale Schnitte durch die Temperaturverteilung des zeitabhängigen Scheibenmodells nach 20 000, 40 000 und 60 000 s, beschrieben in Abschnitt 4.4.1 mit $\tau = 1$, einer Zeitschrittweite von 8 s und 10^5 Photonenpaketen pro Zeitschritt.

Staubtemperaturverteilung zwischen stationärer und zeitabhängiger Simulation für alle Gitterzellen dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass die Abweichungen der Staubtemperaturen der Zellen ober- und unterhalb der Mittelebene stets unter 2% liegen und somit auf vergleichbarem Niveau des statistischen Rauschens der Simulation sind. Um sicherzustellen, dass die entsprechende spektrale Energieverteilung (engl. SED) nicht signifikant durch die unterschätzte Staubtemperatur der Mittelebene beeinflusst wird, werden Simulationen des gestreuten Lichts und der Reemissionsstrahlung sowohl für die zeitabhängige Temperaturverteilung als auch für die Referenztemperaturverteilung durchgeführt. Die resultierenden SEDs sowie die relative Differenz zwischen den mit der zeitabhängigen und der stationären Temperaturverteilung berechneten SEDs sind in Abbildung 4.10 dargestellt.

Während die generelle Form der SED gut wiedergegeben wird, lässt die Darstellung der relativen Differenzen eine maximale Differenz von 15% bei Wellenlängen um etwa $20\text{ }\mu\text{m}$ erkennen. Diese liegen in der Nähe der kürzesten Wellenlängen, bei denen die thermische Reemissionsstrahlung des Staubs bei der gegebenen Temperaturverteilung signifikant wird. Die Darstellung der Differenzen in den Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigt, dass die Staubtemperatur der Zellen in den inneren paar Astronomischen Einheiten der Mittelebene unterschätzt wird. Diese Zellen entsprechen den mit der stationären Methode ermittelten Zellen mit der höchsten Staubtemperatur. Das Spektrum der thermischen Reemissionsstrahlung des Staubes mit der zeitabhängigen Temperaturverteilung ist daher gegenüber dem mit der stationären Methode berechneten Spektrum zu längeren Wellenlängen hin verschoben. Dies betrifft jedoch nur die Strahlung bei Wellenlängen, die der thermischen Reemission der wenigen Zellen mit der höchsten Staubtemperatur entsprechen. Der Fluss für die meisten Wellenlängen größer als $10\text{ }\mu\text{m}$ zeigt daher nicht mehr als 10% Differenz zur Referenz-SED.

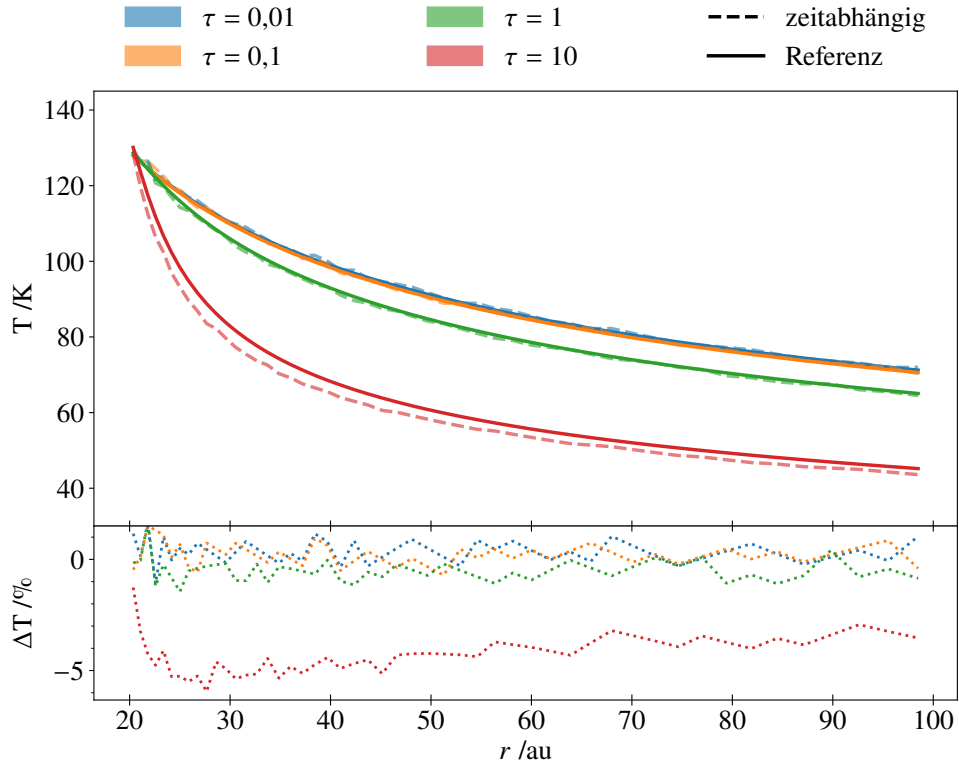


Abb. 4.8: Resultierende Temperaturverteilungen der Mittelebene (*oben*) und relative Differenzen (*unten*) des Scheibenmodells mit unterschiedlicher optischer Tiefe τ_V , das in Abschnitt 4.4.1 für die zeitabhängige (gestrichelt) und die stationäre (durchgezogen) Methode diskutiert wurde. Für die zeitabhängigen Simulationen ist die Zeitschrittweite auf 8 s festgelegt. Die Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt ist 10^5 . Die Gesamtzahl der Photonenpakete, die für die stationären Simulationen verwendet wurden, beträgt 10^8 .

4.4.2 Strahlungsausbruch

Abschließend wurden Simulationen eines Modells für einen Strahlungsausbruch eines Sterns mit einer zirkumstellaren Scheibe durchgeführt. Dazu wurde das in Abschnitt 4.4.1 beschriebene Scheibenmodell verwendet (siehe auch Tabelle 4.2). Der Einfachheit halber und um Rechenzeit zu sparen, wurde eine geringe optische Tiefe von $\tau_V = 0,01$ gewählt. In diesem Fall konvergiert die Staubtemperatur der Zellen nach etwa 50 000 s, was ungefähr der Zeit entspricht, die das Licht benötigt, um den Modellraum einmal zu durchqueren. Die Leuchtkraft des Zentralsterns wurde dann für eine Dauer von 10 000 s um den Faktor 4 erhöht. Die Gesamtsimulationszeit wurde auf 120 000 s gesetzt, um sicherzustellen, dass alle Gitterzellen nach dem Ausbruch zu ihrer vorherigen Staubtemperatur zurückkehren.

Die Temperatursimulation wurde mit einer Zeitschrittweite von 4 s und 10^5 Photonenpaketen pro Zeitschritt durchgeführt. Die Zeitschrittweite wurde so gewählt, dass

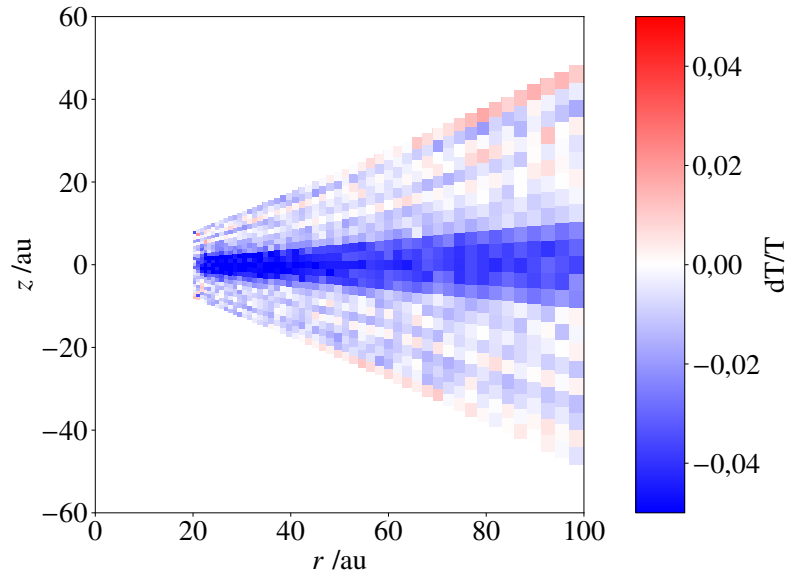


Abb. 4.9: Differenzabbildung eines vertikalen Schnitts durch die Staubtemperaturverteilung des in Abschnitt 4.4.1 diskutierten Scheibenmodells mit $\tau_V = 10$. Die Referenztemperaturverteilung wurde mit der stationären Methode unter Verwendung von 10^8 Photonenpaketen berechnet.

die Kühlzeit der höchsten zu erwartenden Staubtemperatur nicht innerhalb eines Zeitschritts erreicht wird. Drei vertikale Schnitte durch die Temperaturverteilung des Scheibenmodells für verschiedene Zeitschritte während des Ausbruchs sind in Abbildung 4.11 gezeigt.

Es ist zu erkennen, dass eine Hitzwelle, die dem Ausbruch der Strahlungsquelle entspricht, in radialer Richtung durch das Gitter läuft. Darüber hinaus sind die thermischen Reaktionszeiten des Staubs vergleichsweise kurz, d. h. der Staub einer Zelle heizt oder kühlt sich innerhalb eines Zeitschritts bis zur Gleichgewichtstemperatur auf oder ab, was zu einer klar umrissenen Form der Hitzwelle führt.

Zusätzlich wurden das gestreute Sternlicht und die thermische Reemissionsstrahlung des Staubs als Beobachtungsgrößen des Systems untersucht. Insbesondere wurde die thermische Reemissionsstrahlung im *N*-Band ($10\ \mu\text{m}$) und das gestreute Sternlicht im *V*-Band ($550\ \text{nm}$) mit den entsprechenden zeitabhängigen Algorithmen des Raytracings und der Streuung simuliert, die in den Abschnitten 4.2.3 und 4.2.4 beschrieben sind. Im Fall einer inklinierten Scheibe, müssen die unterschiedlichen Lichtlaufzeiten zum Beobachter berücksichtigt werden. Um diesen Effekt zu veranschaulichen, wurden die Intensitätskarten sowohl für den Fall einer Scheibenneigung von 25° als auch in Draufsicht (0°) bestimmt. Da die Streu- und Reemissionssimulationen nicht sensitiv gegenüber der Zeitschrittweite sind, wurde eine Zeitschrittweite von $1000\ \text{s}$ sowie eine Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt von 10^8 für die entsprechenden Simulationen verwendet. Um den Einfluss des anfänglichen Aufheizvorgangs auszuschließen, wurden alle Simulationen erst nach Erreichen des stationären Zustands gestartet.

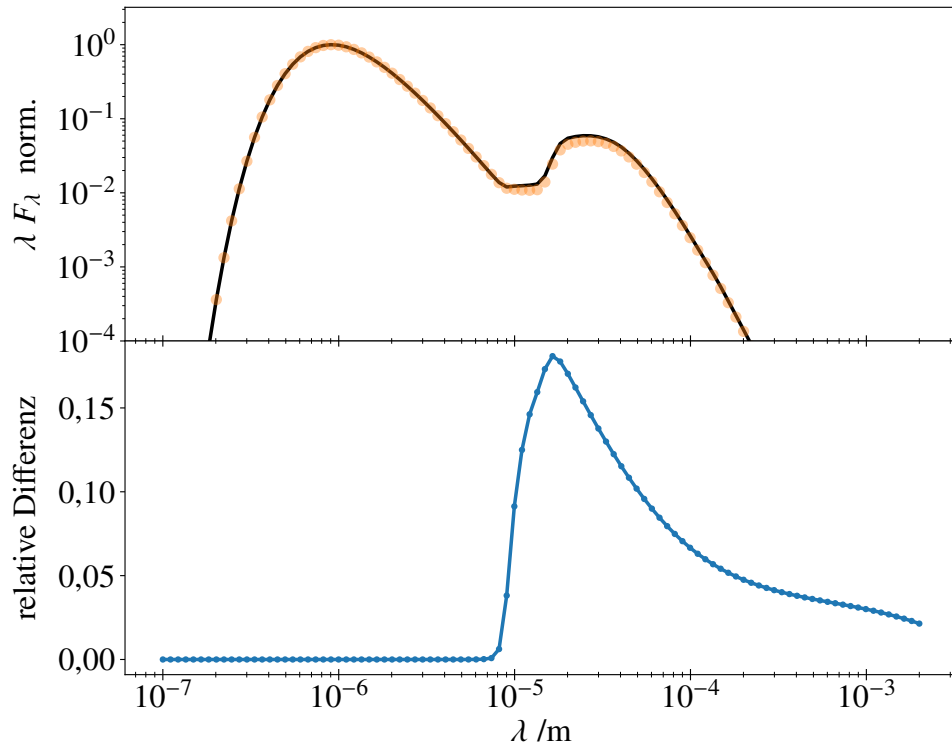


Abb. 4.10: Normalisierte SED (*oben*) und relative Differenz (*unten*) der zeitabhängigen Temperaturverteilung des Scheibenmodells mit $\tau_V = 10$ (gepunktet), das in Abschnitt 4.4.1 diskutiert wurde. Die Referenz-SED (durchgezogen) wurde mit der Temperaturverteilung der stationären Methode berechnet.

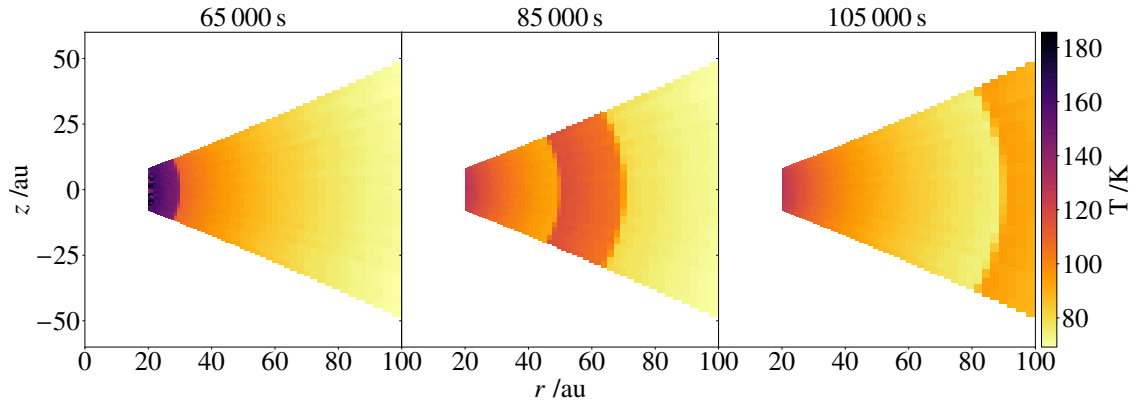


Abb. 4.11: Vertikale Schnitte durch die Temperaturverteilung des Scheibenmodells während des Strahlungsausbruchs nach 65 000, 85 000 und 105 000 s, wie in Abschnitt 4.4.2 beschrieben. Die Zeitschrittweite der Simulation ist auf 4 s festgelegt. Die Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt beträgt 10^5 .

Des Weiteren wurde, um eine Verschiebung der Lichtkurven der gestreuten und reemittierten Strahlung durch zusätzliche Lichtlaufzeiten aufgrund unterschiedlicher

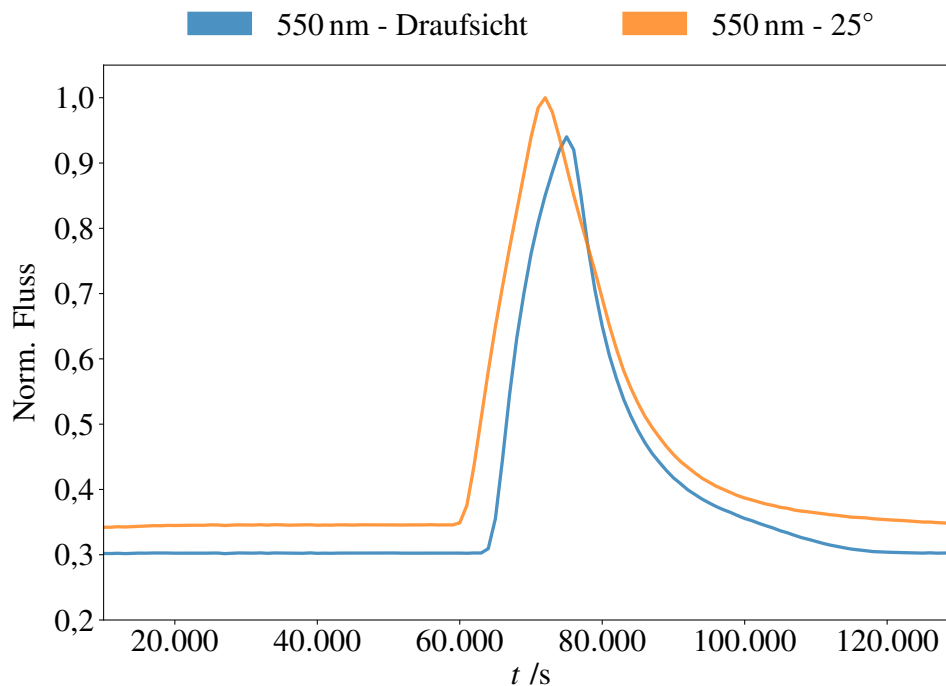


Abb. 4.12: Lichtkurve des gestreuten Sternlichts (550 nm) des in Abschnitt 4.4.2 diskutierten Modells mit Strahlungsausbruch. Der Strahlungsausbruch hat eine Länge von 10 000 s. Die Gesamtsimulationszeit beträgt 120 000 s. Während des Ausbruchs wird die Leuchtkraft des Sterns um einen Faktor 4 erhöht. Der dargestellte Fluss wurde auf das Maximum des integrierten Flusses aller Bilder der einzelnen Zeitschritte normiert.

Detektorpositionierung bei den numerischen Methoden für Streuung und Raytracing zu vermeiden, die Startzeit des Ausbruchs in beiden Fällen auf 60 000 s gesetzt.

Die resultierende Lichtkurve des gestreuten Lichts ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Eine Auswahl der entsprechenden Streubilder der inklinierten Scheibe lässt sich in Abbildung 4.13 finden. Drei Effekte sind in den Lichtkurven zu erkennen: Erstens ist der Fluss im Fall der inklinierten Scheibe immer höher. Dies ist auf die unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten der Streurichtung zurückzuführen. Die Streuung des Sternlichtes in Richtung des Beobachters ist mit Scheibenneigung wahrscheinlicher als für die Scheibe in Draufsicht. Zweitens ist das Streulicht des Strahlungsausbruchs zuerst in der Lichtkurve der inklinierten Scheibe zu sehen. Da sich der untere Teil der Scheibe in den Bildern näher am Beobachter befindet, wird der Ausbruch dort zuerst sichtbar. Dies zeigt sich auch im ersten Bild von Abbildung 4.13. Darüber hinaus ist der Ausbruch im Vergleich zur Scheibe in Draufsicht zeitlich gestreckt, da Teile der Scheibe mit gleichem Abstand zur Strahlungsquelle unterschiedliche Entfernungen zum Beobachter haben. Dies lässt sich im zweiten Streubild erkennen. Der dritte Effekt ist ein langes Nachleuchten, das durch gestreute Photonenpakete verursacht wird, die einen großen Abstand zum Beobachter aufweisen. Die entsprechende Welle

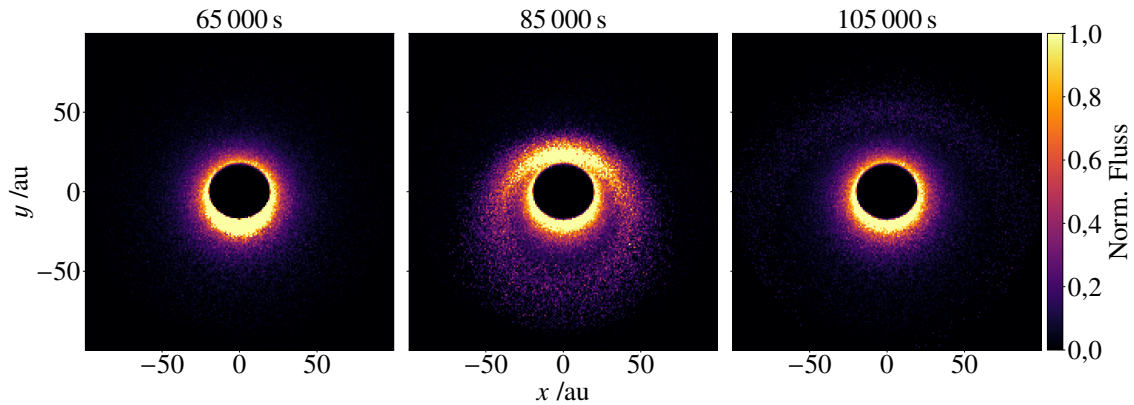


Abb. 4.13: Bilder des Streulichts des in Abschnitt 4.4.2 diskutierten Modells mit Strahlungsausbruch nach 65 000, 85 000 und 105 000 s für 550 nm (Zeitschrittweite: 1000 s; 10^8 Photonenpakete pro Zeitschritt). Der dargestellte Fluss wurde auf das Maximum des integrierten Flusses aller Bilder der einzelnen Zeitschritte normiert.

leuchtschwacher, gestreuter Photonenpakete ist in der oberen Hälfte des dritten Streubilds zu finden.

Die Lichtkurven der zugehörigen Simulation der Reemissionsstrahlung bei $10\text{ }\mu\text{m}$ sind in Abbildung 4.14 zu sehen. Die jeweiligen Bilder der Reemissionsstrahlung sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Der Haupteffekt, der in der Form der Lichtkurven erkennbar ist, ist die Lichtlaufzeit der geometrischen Tiefenstruktur der Scheibe. Auch wenn die Heiz- und Kühlzeitskalen verglichen mit der Zeitschrittweite kurz sind, ist das Aufheizen jeder Schicht der Scheibe in der Lichtkurve des reemittierten Lichtes erst mit einem Verschiebung relativ zu der Lichtlaufzeit innerhalb der Scheibe sichtbar. Verbunden mit den unterschiedlichen Lichtlaufzeiten aufgrund der Scheibenneigung, zeigt die Lichtkurve der inklinierten Scheibe ein breiteres Maximum als die Kurve für eine Scheibe in Draufsicht. Es ist jedoch zu beachten, dass die Dauer des Strahlungsausbruchs im Verhältnis zu den Lichtlaufzeiten innerhalb des Gitters ein entscheidender Faktor für die Form des Emissionsmaximums ist. Dies gilt sowohl für die thermisch reemittierte Strahlung als auch für die Streustrahlung. Ebenso ist in beiden Lichtkurven ein Nachleuchten erkennbar. Die Dauer des Nachleuchtens der thermischen Reemissionsstrahlung ist im Vergleich zur Lichtkurve der gestreuten Strahlung jedoch gering. Der Grund dafür ist, dass die vergleichsweise kalten äußeren Bereiche der Scheibe vor und während des Ausbruchs nicht wesentlich zum gemessenen Fluss der Reemissionsstrahlung beitragen. Dies führt auch dazu, dass die Emissionsmaxima der inklinierten Scheibe und der Scheibe in Draufsicht näher beieinander liegen als im Fall der Streustrahlung.

4.4.3 Strahlungsausbruch - Hohe optische Tiefe

Um die Berücksichtigung des sogenannten „Backwarmings“ (von engl. Rückerwärmung), das heißt des Heizens von Regionen der Scheibe durch die thermische Ree-

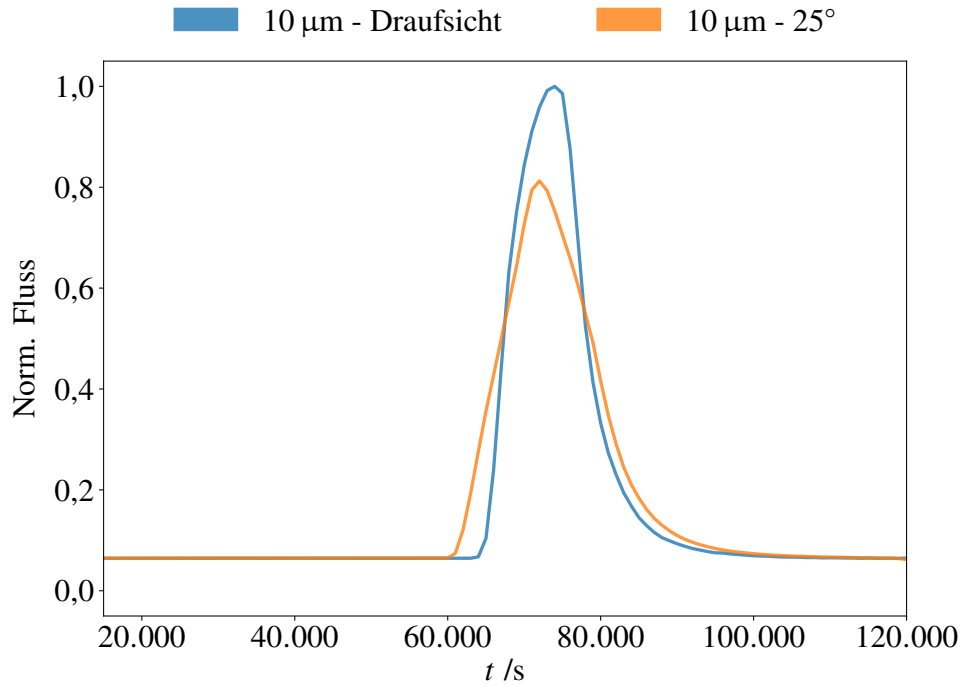


Abb. 4.14: Lichtkurve der thermischen Reemissionsstrahlung ($10\,\mu\text{m}$) des in Abschnitt 4.4.2 diskutierten Modells mit Strahlungsausbruch. Der Ausbruch hat eine Länge von $10\,000\,\text{s}$. Die Gesamtsimulationszeit beträgt $120\,000\,\text{s}$. Während des Ausbruchs wird die Leuchtkraft des Sterns um einen Faktor 4 erhöht. Der dargestellte Fluss wurde auf das Maximum des integrierten Flusses aller Bilder der einzelnen Zeitschritte normiert.

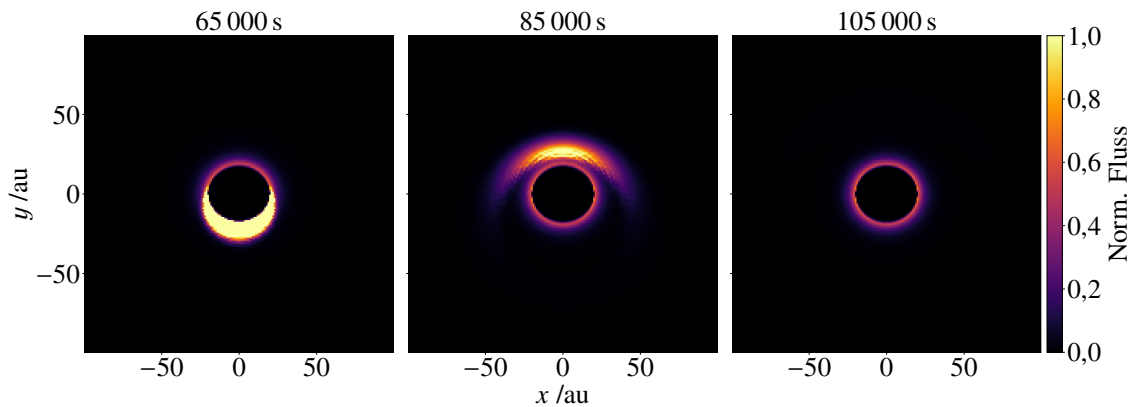


Abb. 4.15: Bilder der thermischen Reemissionsstrahlung des in Abschnitt 4.4.2 diskutierten Modells mit Strahlungsausbruch nach $65\,000\,\text{s}$, $85\,000\,\text{s}$ und $105\,000\,\text{s}$ für $10\,\mu\text{m}$ (Zeitschrittweite: $1000\,\text{s}$; 10^8 Photonenpakete pro Zeitschritt). Der dargestellte Fluss wurde auf das Maximum des integrierten Flusses aller Bilder der einzelnen Zeitschritte normiert.

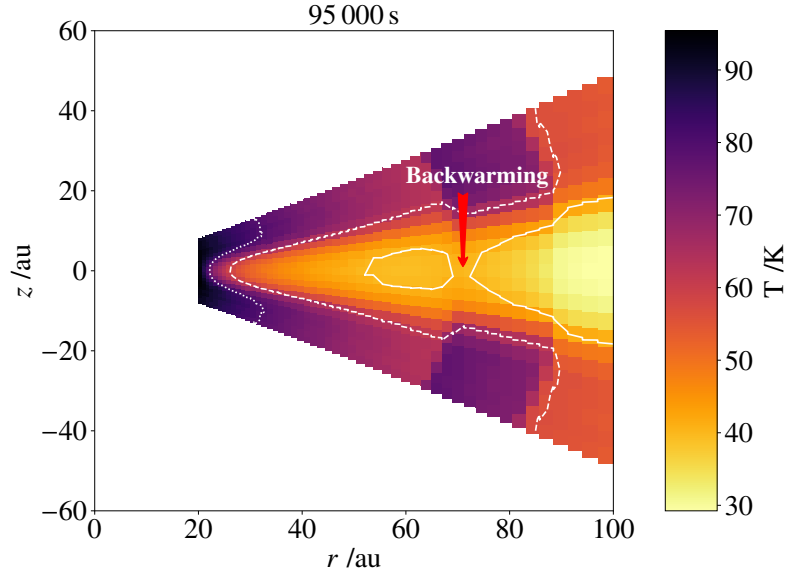


Abb. 4.16: Vertikaler Schnitt durch die Temperaturverteilung des in Abschnitt 4.4.3 beschriebenen Scheibenmodells mit hoher optischer Tiefe und Strahlungsausbruch nach 95 000 s. Die Zeitschrittweite der Simulation wurde auf 4 s gesetzt. Die Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt beträgt 10^5 . Die Konturlinien kennzeichnen drei Temperaturniveaus. Der rote Pfeil zeigt eine Region, in der der Backwarming-Effekt zu sehen ist.

missionsstrahlung anderer Scheibenregionen, zu testen, wurden die zeitabhängigen Simulationen des Scheibenmodells aus Abschnitt 4.4.2 für ein Modell mit einer optischen Tiefe von $\tau_V = 100$ in der Mittelebene wiederholt. Dabei sind die äußeren Regionen in der Mittelebene der Scheibe von der direkten Strahlung des Sterns abgeschirmt und können daher nur durch die thermische Reemission des umgebenden Staubs geheizt werden. Ein vertikaler Schnitt durch die entsprechende Temperaturverteilung des Scheibenmodells mit hoher optischer Tiefe nach 95 000 s während des Strahlungsausbruchs ist in Abbildung 4.16 dargestellt.

In der Mittelebene der Scheibe lässt sich hierbei eine warme Region bei etwa 70 au erkennen, die in radialer Richtung von kühleren Regionen eingeschlossen ist. Das bedeutet, dass sie nicht direkt durch das Sternlicht des Strahlungsausbruchs aufgeheizt wurde, sondern durch die thermische Reemission des Staubs oberhalb und unterhalb der Mittelebene. Es ist außerdem anzumerken, dass die Breite und Position der warmen Region nicht direkt mit der Hitzewelle des Ausbruchs in den optisch dünnen Schichten der Scheibe übereinstimmt. Dies ist auf einen Zeitverschieb zwischen der Aufheizung durch die Sternstrahlung und der thermischen Reemission des Staubs sowie auf die Dichtestruktur der Scheibe zurückzuführen.

4.5 Diskussion und Fazit

In der vorliegenden Studie wurde eine Implementierung eines Algorithmus für vollständig zeitabhängigen 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransport für den Strahlungstransportcode POLARIS präsentiert. Sie beinhaltet zeitabhängige Methoden für die Simulation von Temperaturverteilungen und der thermischen Reemission sowie von Streubildern. Die Methode zur Simulation der Temperaturverteilung setzt dabei den Schwerpunkt zum ersten Mal auf die thermischen Eigenschaften von Staub anstatt von Gas. Die entsprechenden Verfahren erlauben die Simulation verschiedenster astrophysikalischer Objekte.

Insbesondere wurde der Einfluss der neu eingeführten Parameter der Zeitschrittweite Δt und der Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt N_{ph} diskutiert. Dabei zeigte sich, dass die Zeitschrittweite im Vergleich zu den kürzesten Kühlzeiten des Systems klein sein muss, während die Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt groß genug sein muss, um Streuung und Absorption richtig zu berücksichtigen. Da alle Photonenpakete im Gitter in jedem Zeitschritt aus einem Speicher geladen und wieder abgelegt werden müssen, sind die Zugriffsgeschwindigkeit und die Größe von CPU-Cache und Arbeitsspeicher entscheidende Parameter für die Gesamtrechenzeit. Obwohl die Verarbeitung einzelner Photonenpakete in POLARIS parallelisiert ist, nimmt die Rechenzeit daher nicht notwendigerweise reziprok proportional mit der Anzahl der parallelisierten Prozesse ab. Die Zeitschrittweite sowie die Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt sollten somit auch entsprechend gewählt werden.

Die zeitabhängige Simulation der Temperaturverteilungen wurde erfolgreich getestet, indem 1D- und 2D-Modelle unterschiedlicher optischer Tiefe ($\tau_V = 0,01, 0,1, 1, 10$ und 100) simuliert wurden. Eine Abweichung von der mit dem stationären Ansatz von POLARIS berechneten Referenztemperaturverteilung wurde nur für den Fall $\tau_V \geq 10$ gefunden. Der Hauptgrund hierfür ist eine leichte Inkonsistenz zwischen den verwendeten optischen und kalorimetrischen Eigenschaften des Staubes. Während die optischen Eigenschaften aus Messungen an kristallinem Olivin abgeleitet und für astronomische Zwecke angepasst wurden (vgl. Laor und Draine 1993), wurden die thermischen Eigenschaften aus Messungen der Wärmekapazität von Basaltglas, Obsidianglas und SiO_2 -Glas bestimmt (vgl. Draine und Li 2001). Eine Diskrepanz zwischen optischen und thermischen Eigenschaften führt zu einer Unterschätzung der Temperatur, wenn die Wärmekapazität im Vergleich zu den optischen Eigenschaften überschätzt wird. Besser angepasste Staubdaten könnten daher die vorgestellte Methode verbessern.

Abschließend wurde mit der Simulation des Strahlungsausbruchs eines Sterns mit zirkumstellarer Scheibe eine mögliche Anwendung des Codes getestet. Dafür wurden die Temperaturverteilung, Bilder der Streuung und der thermischen Reemission, sowie die entsprechenden Lichtkurven berechnet. Die Streu- und Reemissionbilder wie auch die Lichtkurven wurden sowohl für eine Scheibe in Draufsicht als auch mit einer Scheibenneigung von 25° simuliert. Das zeitabhängige Raytracing als auch die zeitabhängigen Streusimulationen sind mit einem vergleichsweise geringen numerischen Aufwand verbunden und können unabhängig von der Simulation der

Temperaturverteilung durchgeführt werden. Der Effekt der Heizung der Scheibe durch Reemissionsstrahlung des Staubes wurde anhand einer Temperatursimulation des Modells mit Strahlungsausbruch bei einer optischen Tiefe der Mittelebene von $\tau_V = 100$ gezeigt.

Obwohl die vorgestellte Methode zur Simulation von Temperaturverteilungen prinzipiell unabhängig von der Struktur der Staubverteilung des verwendeten Modells ist, steigt der Rechenaufwand mit der Komplexität und optischen Tiefe des Modells. Im Fall hoher optischer Tiefen wird eine größere Anzahl von Gitterzellen benötigt, um die zugrunde liegende optische Tiefenstruktur des Modells wiederzugeben. Wie in Abschnitt 4.3.2 diskutiert, erfordert eine große Anzahl von Gitterzellen auch eine größere Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt. Steile Gradienten in der Staumdichtestruktur führen auch zu hohen Temperaturgradienten, die eine kleinere Zeitschrittweite bedingen. Beispielsweise würde die Temperatursimulation eines Modells einer zirkumstellaren Scheibe mit einer optischen Tiefe von $\tau_V > 10^5$ mindestens 10^4 Photonenpakete pro Zeitschritt bei einer Zeitschrittweite von etwa 0,01 s benötigen. Abhängig von der radialen Ausdehnung des Modells beträgt die Gesamtzahl der in jedem Zeitschritt verarbeiteten Photonenpakete dann etwa 10^8 bis 10^9 . Dies entspricht ungefähr dem Rechenaufwand einer einzelnen stationären Strahlungstransportsimulation in jedem Zeitschritt und sollte daher beim Aufsetzen zeitabhängiger Simulationen berücksichtigt werden.

Zukünftige Anwendungen zielen auf die Simulation von Bildern und Lichtkurven beobachteter variabler Leucht- und Heizquellen, die in Staubverteilungen eingebettet sind, um deren geometrische Struktur und Staubeigenschaften zu untersuchen. Beispiele hierfür sind junge stellare Objekte, die noch in einer Molekülwolke eingeschlossen oder von einer zirkumstellaren Scheibe umgeben sind. Mögliche Verbesserungen der numerischen Implementierung umfassen eine schnellere Speicherverwaltung sowie die Möglichkeit, die Simulation aus einem stationären Zustand heraus zu starten, anstatt die Simulation des anfänglichen Aufheizprozesses des Modells einzubeziehen.

Das Potenzial von VLT-Beobachtungen für die Untersuchung der Variabilität zirkumstellarer Scheiben

Credit: A. Bensberg, J. Kobus, S. Wolf, A&A, 677, A126, 2023, licensed under CC BY 4.0.

Das Ziel dieser Studie ist es, eine Grundlage für die Vorbereitung zukünftiger interferometrischer Variabilitätsstudien junger stellarer Objekte zu bieten. Dazu werden die zu erwartenden Variationen der interferometrischen Observablen und der photometrischen Flüsse für ein Modell einer zirkumstellaren Scheibe mit einem variablen akkretierenden jungen stellaren Zentralobjekt untersucht.

Dies wird realisiert, indem Visibilitäten und Closure-Phasen sowie der photometrische Fluss von Helligkeitsverteilungen berechnet werden, die mit 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransportsimulationen ermittelt wurden.

Änderungen der Akkretionsleuchtkraft des Zentralobjekts, das heißt eines akkretierenden Vorhauptreihensterns, können zu signifikanten Variationen der mit VLT-Instrumenten gemessenen Visibilität und Closure-Phase des Stern-Scheiben-Systems führen, die mit Änderungen des photometrischen Flusses in Verbindung gesetzt werden können. Unter Berücksichtigung zusätzlicher Effekte aufgrund der Variation der Basislinien können interferometrische Beobachtungen wertvolle Beiträge zum Verständnis der zugrundeliegenden Prozesse liefern. Zusätzlich stellen wir die Web-Anwendung VLT B-VAR zur Verfügung, die es ermöglicht den Einfluss des Stundenwinkels auf die Visibilität und Closure-Phase für eigene Intensitätskarten abzuschätzen.

Die in diesem Kapitel vorgestellte Studie wurde in Bensberg, Kobus und Wolf (2023) im Fachmagazin Astronomy & Astrophysics veröffentlicht.

5.1 Einleitung

Die Entwicklung zirkumstellarer Scheiben ist ein hochdynamischer Prozess. Um die zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen zu verstehen, ist es essenziell, Scheiben in verschiedenen Entwicklungsstadien zu untersuchen. Einzelbeobachtungen und die meisten Beobachtungsprojekte liefern jedoch nur eine Momentaufnahme eines bestimmten Entwicklungsstadiums, obwohl Variabilität als wesentliches Merkmal solcher Objekte auf verschiedenen Zeitskalen bekannt ist (vgl. Kapitel 2.1.3). Gegenwärtig wird aufgrund von Beobachtungen mit dem Spitzer-Weltraumteleskop geschätzt, dass etwa die Hälfte aller Vorhauptreihensterne Variabilität auf verschiedenen Zeitskalen im infraroten Wellenlängenbereich aufweisen (zum Beispiel [Rebull et al. 2015](#), [Poppenhaeger et al. 2015](#), [Wolk et al. 2018](#)).

In der vorliegenden Studie wird das Potenzial interferometrischer Messungen zur Untersuchung der zeitlichen Variabilität junger Stern-Scheibe-Systeme untersucht. Die photometrische Variabilität wird seit Jahrzehnten erforscht und erlaubt Rückschlüsse auf die Gesamtstärke und Dauer der entsprechenden Ereignisse (zum Beispiel [Stauffer et al. 2016](#), [Pouilly et al. 2021](#), [Cody et al. 2022](#)). Die Beschränkung auf den Gesamtfluss des beobachteten Systems erlaubt jedoch nur eine schwache Eingrenzung der zugrundeliegenden Variabilität der räumlichen Struktur dieser Systeme. Diese Lücke kann durch hochauflösende interferometrische Beobachtungen geschlossen werden, die für Variationen in der Helligkeitsverteilung des zirkumstellaren Materials empfindlich sind. Solche Beobachtungen können mit modernen interferometrischen Instrumenten wie MATISSE, GRAVITY oder PIONIER durchgeführt werden, die am VLTI zur Verfügung stehen. Das Potenzial dieser hochauflösenden Multi-Epochen-Beobachtungen wurde in ersten Studien gezeigt, in denen die Variabilität der innersten Region zirkumstellarer Umgebungen untersucht wurde (zum Beispiel [Kluska et al. 2016](#), [Chen et al. 2018, 2019](#)). Des Weiteren hat [Kobus et al. \(2020\)](#) gezeigt, dass Multi-Epochen-Beobachtungen ausgewählter protoplanetarer Scheiben des VLTI Hinweise auf die Variabilität verschiedener Quellen enthält. Da solche Beobachtungen recht zeitaufwendig sind, müssen diese sorgfältig vorbereitet werden.

Um eine Grundlage für die Vorbereitung zukünftiger interferometrischer Variabilitätsstudien zu schaffen, werden im Folgenden die erwarteten Variationen der interferometrischen Größen eines Basismodells einer protoplanetaren Scheibe vorgestellt, die sich aus zeitlichen Variationen der Akkretionsleuchtkraft ergeben. Dazu werden synthetische interferometrische Beobachtungen von Helligkeitsverteilungen einer zirkumstellaren Scheibe mit einem zentralen jungen stellaren Objekt erstellt, die mithilfe von Monte-Carlo-Strahlungstransportsimulationen gewonnen werden. Da diese Studie auf die Beobachtung der inneren Regionen zirkumstellarer Scheiben mithilfe des VLTI ausgelegt ist, wird ein Wellenlängenbereich gewählt, der das H -Band (PIONIER) und das K -Band (GRAVITY), sowie das L -, M - und N -Band (MATISSE) abdeckt. Dementsprechend wird sowohl die thermische Reemissionsstrahlung des heißen Staubs als auch die direkte und gestreute Sternstrahlung berücksichtigt.

In Abschnitt 5.2 wird das Verfahren beschrieben, das angewandt wird, um vom Modell der zirkumstellaren Scheibe zu den synthetischen Beobachtungen zu gelangen.

Der Einfluss zeitlicher Variationen eines Modells mit einem Zentralstern mit variabler Akkretionsleuchtkraft auf die Visibilität und die Closure-Phase wird in Abschnitt 5.3 beschrieben. Eine Zunahme der stellaren Leuchtkraft führt zu einer verstärkten Heizung des Staubs in der Scheibe, was durch Sublimation zu einer Vergrößerung des Innenradius der Scheibe führt. Darüber hinaus ändert sich die Beleuchtung der Scheibe und die entsprechende Temperaturverteilung. Um diese beiden Effekte zu trennen, wird in Abschnitt 5.3.1 zunächst der Einfluss einer geometrischen Veränderung durch einen zunehmenden Innenradius untersucht. Die Auswirkungen eines Anstiegs der stellaren Leuchtkraft bei einem konstanten Innenradius wird dann in Abschnitt 5.3.2 diskutiert. Beide Effekte zusammen werden abschließend anhand eines Modells mit zunehmender stellarer Leuchtkraft und Staubsublimation in Abschnitt 5.3.3 betrachtet. Zuletzt werden in Abschnitt 5.4 die Folgen unserer Ergebnisse für die Beobachtungen sowie weitere Einflüsse auf die Observablen diskutiert und ein kurzer Ausblick auf zukünftige Studien gegeben.

5.2 Methode

5.2.1 Synthetische Beobachtungen

Zur Quantifizierung des Einflusses der Variabilität auf die Visibilitäten und die Closure-Phase für die verschiedenen Modellkonfigurationen werden synthetische Beobachtungen verwendet. Die entsprechenden Helligkeitsverteilungen werden mithilfe von Strahlungstransportsimulationen für ein grundlegendes und häufig verwendetes Modell einer zirkumstellaren Scheibe berechnet. Im Folgenden werden das zugrundeliegende Modell sowie die Strahlungstransportsimulationen kurz beschrieben.

Modell: Zirkumstellare Scheibe Es wird das in Abschnitt 2.1.2 vorgestellte Modell der Dichteverteilung einer zirkumstellaren Scheibe verwendet. Für die Scheibenparameter wurden Werte von $\alpha = 1,8$ (Andrews et al. 2010), $\beta = 1,1$ (Woitke et al. 2019), $R_0 = 100$ au und $h_{\text{ref}} = 10$ au gewählt. Die Dichteverteilung des Staubs wird dann zwischen einem gegebenen Innenradius R_{in} und dem Außenradius R_{out} berechnet, welcher in diesem Fall mit dem Referenzradius identisch ist.

Modell: Zentralstern Die Parameter des eingebetteten jungen stellaren Objekts (im Folgenden: Zentralstern) werden für die unterschiedlichen Fälle variiert. Das Referenzmodell für den Zentralstern ist durch eine Leuchtkraft von $L_{\star} = 1,5 L_{\odot}$ und einer Effektivtemperatur von $T_{\star} = 4000$ K gegeben, was typische Werte für einen massearmen T-Tauri-Stern sind. Um die Änderung der spektralen Energieverteilung des Sterns während eines Akkretionsereignisses zu berücksichtigen, werden alle Simulationen auch mit einer Effektivtemperatur des Sterns von 8000 K durchgeführt, die bereits in früheren Studien erfolgreich zur Modellierung veränderlicher Sterne in einer zirkumstellaren Scheibe während eines Akkretionsereignisses verwendet wurde (zum Beispiel Schegerer et al. 2009, Brunngräber et al. 2016). Im Folgenden werden die

Simulationen mit einer Effektivtemperatur von $T_{\star} = 4000$ K als „Grundzustand“ und Simulationen mit einer Effektivtemperatur von $T_{\star} = 8000$ K als „erhöhte Aktivität“ bezeichnet.

Modell: Staubeigenschaften Es wird angenommen, dass die Staubbzusammensetzung der des interstellaren Mediums gleicht und daher die in Abschnitt 2.1.2 beschriebene Staubmischung verwendet.

Strahlungstransport Auf der Grundlage des oben beschriebenen Modells werden mithilfe des in Abschnitt ?? vorgestellten 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransportscodes POLARIS (Reissl et al. 2016) Helligkeitsverteilungen simuliert. Die thermische Reemissionsstrahlung des Staubs wird mit einem Raytracing-Algorithmus berechnet, während das gestreute Sternlicht mit einer anisotropen Monte-Carlo-Streumethode ermittelt wird.

Interferometrische Messgrößen Die Visibilitäten und Closure-Phasen der entsprechenden Helligkeitsverteilungen werden mittels einer Fast-Fourier-Transformation (kurz: FFT) berechnet. Die uv-Abdeckung wird entsprechend der vom VLTI abgedeckten Basislinien gewählt. Dafür werden zwei Ansätze angewandt: Im Fall der Untersuchung des Einflusses von Variationen des Innenradius, der stellaren Leuchtkraft sowie der Kombination der beiden auf die Visibilitäten (Abschnitte 5.3.1, 5.3.2 und 5.3.3) wird eine Basislinie mit einer Länge von 130 m berücksichtigt. Dies entspricht den längsten Basislinien der „UT“-Konfiguration und der sogenannten „Large“-Konfiguration¹. Im Fall der Modelle mit einer geneigten Scheibe werden zwei Basislinienausrichtungen berücksichtigt: Eine parallel (groß) und eine senkrecht (klein) zur Rotationsachse der Scheibe. Bei nicht geneigten, also Scheiben mit radialsymmetrischem Erscheinungsbild ist die Visibilität unabhängig von der Orientierung der Basislinie.

Ein zweiter Ansatz wird verwendet, wenn Closure-Phasen berechnet werden oder der Einfluss der Erdrotation auf die projizierten Basislinien und die sich daraus resultierenden Einflüsse auf die Visibilitäten und Phasen untersucht werden (Abschnitt 5.4.1). Dabei wird die uv-Abdeckung verwendet, die sich bei Verwendung der „UT“-Konfiguration bei einem Stundenwinkel von 0 h für ein Beispielobjekt mit einer Deklination von -5° (zum Beispiel im Orionnebel) ergeben würde. Soweit nicht ausdrücklich anders angegeben, werden die Closure-Phasen jeweils für das Dreieck mit der längsten Basislinie dargestellt.

Entsprechend Lopez et al. (2022) wird angenommen, dass die Nachweisgrenze für die Visibilität und Closure-Phase bei 0,1, beziehungsweise 5° liegt. Der Abstand zum Modell der zirkumstellaren Scheibe wird auf 140 pc gesetzt, was dem Abstand zur Sternentstehungsregion im Sternbild Stier (Taurus) entspricht.

¹ ESO - VLTI Configuration Overview - P112

<https://www.eso.org/sci/facilities/paranal/telescopes/vlti/configuration/P112.html>

Parameterraum Der Schwerpunkt dieser Studie liegt auf einem Modell der durch Akkretion verursachten Variabilität. Daher ist die Akkretionsleuchtkraft einer der Hauptparameter. In den Simulationen wird die Akkretionsleuchtkraft mit der stellaren Leuchtkraft zu einer zentralen Strahlungsquelle zusammengefasst. Entsprechend wird im Folgenden die stellare Leuchtkraft als Bezeichnung für die Leuchtkraft der zentralen Strahlungsquelle einschließlich beider Komponenten verwendet.

Helle Strahlungsausbrüche in zirkumstellaren Scheiben können den Sublimationsradius nach außen verschieben und somit den Innenradius der Scheibe vergrößern. Dies führt zu einer veränderten Beleuchtung und damit auch zu einer veränderten Streuung des Lichtes und Heizung der Scheibe. Die gemessenen Visibilitäten und Closure-Phasen werden daher ebenfalls beeinflusst werden. Dementsprechend werden Simulationen des Scheibenmodells für verschiedene Innenradien von 0,1 au bis 1,5 au durchgeführt, was stellaren Leuchtkräften von $1,5 L_{\odot}$ bis $600 L_{\odot}$ entspricht. Das Referenzmodell hat einen Innenradius von $R_{\text{in}} = 0,1 \text{ au}$ sowie eine Gesamtstaubmasse von $10^{-5} M_{\odot}$ für alle Simulationen. Eine Änderung des Innenradius der Scheibe wird modelliert, indem der innere Bereich der Dichteverteilung bis zum neuen Radius abgeschnitten wird. Die Scheibenmasse nimmt daher mit zunehmendem Radius ab, während die lokale Dichte in der Scheibe unverändert bleibt.

Es sollte angemerkt werden, dass die Form des Innenrandes der Scheibe im verwendeten Modell eine vertikale Wand beim Innenradius ist. Obwohl dies nicht vollständig mit der erwarteten Form eines Innenrandes übereinstimmt, der durch hydrodynamische Prozesse und Staubsublimation entsteht (zum Beispiel [Flock et al. 2016](#)), wird er in den untersuchten Fällen nicht räumlich aufgelöst werden und daher der Einfachheit halber verwendet. Eine detaillierte Diskussion verschiedener Innenrandformen im Zusammenhang mit MATISSE-Beobachtungen und Strahlungstransportmodellierung findet sich in Kapitel 3.

Die für alle Simulationen verwendeten Wellenlängen entsprechen der zentralen Wellenlänge der Bänder, die derzeit von den am VLTI verfügbaren Strahlkombinierern PIONIER, GRAVITY und MATISSE abgedeckt werden: $1,5 \mu\text{m}$ (H -Band), $2,2 \mu\text{m}$ (K -Band), $3,5 \mu\text{m}$ (L -Band), $4,8 \mu\text{m}$ (M -Band) und $10 \mu\text{m}$ (N -Band).

5.3 Ergebnisse

Wird die Leuchtkraft eines Zentralsterns in einer zirkumstellaren Scheibe erhöht, zum Beispiel durch ein Akkretionsereignis, gibt es zwei verschiedene Mechanismen, die das beobachtete Erscheinungsbild der Scheibe beeinflussen: Erstens gibt es eine Veränderung der Beleuchtung durch die erhöhte stellare Leuchtkraft und der Veränderung des Sternspektrums, die durch einen Anstieg der Effektivtemperatur des Sterns dargestellt werden kann. Zweitens nimmt der Innenradius durch Staubsublimation zu. Um den Einfluss der beiden Mechanismen auf die Änderung der photometrischen Leuchtkraft und der interferometrischen Sichtbarkeit zu untersuchen, werden sie zunächst getrennt betrachtet. Abschließend werden Simulationen für Modelle mit erhöhter stellarer Leuchtkraft und entsprechenden durch Staubsublimation verursach-

ten Innenradien vorgestellt. In Abschnitt 5.3.1 wird der Einfluss einer geometrischen Veränderung der Scheibe durch einen zunehmenden Innenradius diskutiert. Die Auswirkungen von Änderungen der stellaren Leuchtkraft und Effektivtemperatur werden in Abschnitt 5.3.2 beschrieben. Der Einfluss der kombinierten Mechanismen auf die photometrische Leuchtkraft und die interferometrische Visibilität wird in Abschnitt 5.3.3 gezeigt.

5.3.1 Vergrößerung des Innenradius

Um den Effekt einer Vergrößerung des Innenradius der Scheibe allein zu untersuchen, werden zunächst Scheibenmodelle mit unterschiedlichem Innenradius und einer festen stellaren Leuchtkraft von $1,5 L_{\odot}$ betrachtet. Die resultierenden Bilder der direkten und gestreuten Sternstrahlung sowie der reemittierten thermischen Strahlung werden dann verwendet, um die Visibilität interferometrischer Beobachtungen mit einer Basislinie von 130 m zu berechnen, was der längsten Basislinie des VLTI entspricht. Die berechneten Visibilitäten sowie die photometrischen Flüsse im V - und N -Band sowohl für den Grundzustand als auch für den Zustand erhöhter Aktivität sind in Abbildung 5.1 für eine Scheibe in Draufsicht dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass eine Änderung des Innenradius nur einen geringen Einfluss auf die Visibilität des H - und K -Bandes hat. Bei diesen Wellenlängen wird die Intensität durch den Beitrag des Sterns und der Region nahe dem Innenrand dominiert, die beide nicht aufgelöst werden. Die Visibilitäten des L - und N -Bandes weisen ein Minimum bei den Innenradien auf, bei denen der Innenrand aufgelöst wird. Das Erscheinungsbild der Scheibe im N -Band wird hauptsächlich durch die reemittierte thermische Strahlung der Scheibe bestimmt. Mit zunehmendem Innenradius der Scheibe vergrößert sich auch die reemittierende Fläche, was zu einer stetigen Abnahme der Visibilität führt. Da selbst der größte Innenrand innerhalb des Parameterraums nicht aufgelöst wird, wird das erste Minimum der Visibilitätsverteilung nicht erreicht.

Der photometrische Fluss des V -Bandes wird durch den direkten Beitrag des Sterns dominiert und ist, abgesehen von einer kleinen Abweichung aufgrund einer Änderung der Streuwahrscheinlichkeit am kleinsten Innenradius, unbeeinflusst von einer Änderung des Innenradius. Im Gegensatz dazu ändert sich der Fluss des N -Bandes um bis zu 4 % in beide Richtungen. Während der Fluss zunächst abnimmt, da der heiße innere Scheibenbereich abgeschnitten wird, steigt er für Innenradien größer als 0,5 au an. Dies ist auf die Vergrößerung der emittierenden Oberfläche durch eine bessere Beleuchtung der Scheibe und der damit verbundenen Heizung der Scheibenbereiche zurückzuführen, die bei kleineren Innenradien durch die optisch dicken Scheibenbereiche abgeschattet werden. Der Fluss im N -Band nimmt jedoch wieder ab, wenn der Innenradius weiter erhöht wird, wodurch Scheibenbereiche mit warmem, im N -Band emittierendem Staub abgeschnitten werden.

Die Simulationen des Zustandes erhöhter Aktivität folgen den oben genannten Trends. Die Änderungen der Visibilitäten und der Photometrie des N -Bandes sind jedoch größer als im Grundzustand. Dies lässt sich durch eine effizientere Heizung

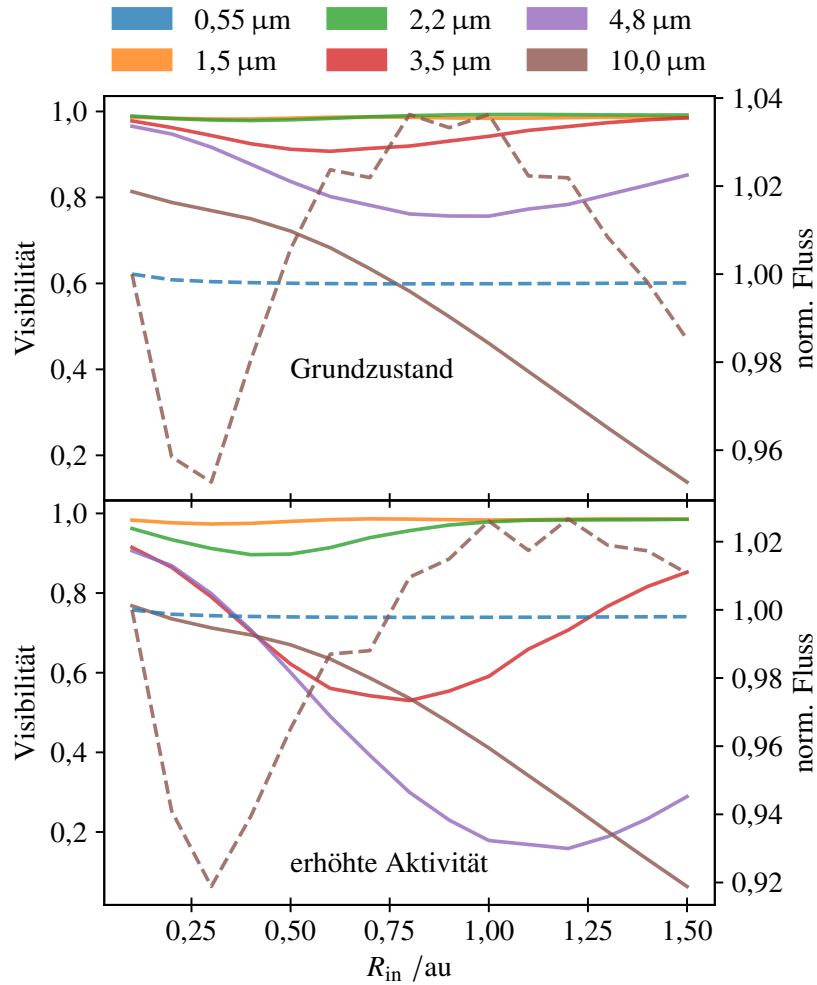


Abb. 5.1: Visibilitäten der Modelle für den Grundzustand (oben) und den Zustand erhöhter Aktivität (unten) als Funktion des Innenradius der Scheibe für das H -, K -, L -, M - und N -Band (durchgezogen; linke Achse). Zusätzlich sind die entsprechenden Flüsse des photometrischen V - und N -Bandes dargestellt (gestrichelt; rechte Achse). Die V - und N -Band-Flüsse sind auf das Referenzmodell mit $R_{\text{in}} = 0,1$ au normiert (siehe Abschnitt 5.3.1 für Details).

des Staubs in der Scheibe erklären, die auf eine erhöhte Absorptionseffizienz bei kürzeren Wellenlängen zurückzuführen ist.

Aufgrund der Asymmetrie des Bildes einer geneigten Scheibe ist es notwendig, diese Fälle für verschiedene Orientierungen der Basislinie zu untersuchen. Die Visibilitäten des oben beschriebenen Modells mit einer Scheibenneigung von 45° werden daher für Konfigurationen berechnet, die entlang der kleinen und großen Halbachse

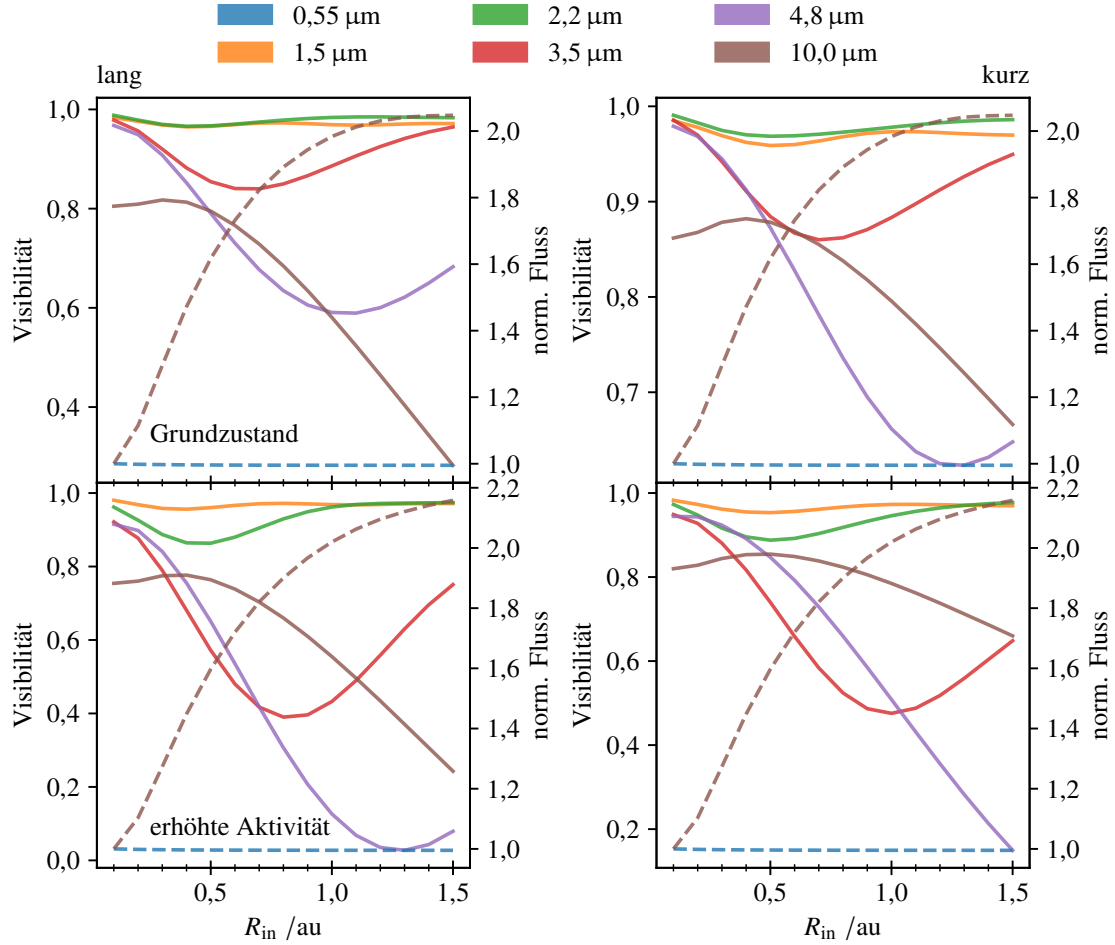


Abb. 5.2: Visibilitäten der Modelle für den Grundzustand (oben) und den Zustand erhöhter Aktivität (unten) mit einer Scheibenneigung von 45° als Funktion des Innenradius der Scheibe für das H -, K -, L -, M - und N -Band (durchgezogen; linke Achse) für Basislinienausrichtungen entlang der langen (links) und kurzen Halbachse (rechts) des Scheibenbildes. Zusätzlich sind die entsprechenden Flüsse des photometrischen V - und N -Bandes dargestellt (gestrichelt; rechte Achse). Die V - und N -Band-Flüsse sind auf das Referenzmodell mit $R_{\text{in}} = 0,1$ au normiert (siehe Abschnitt 5.3.1 für Details).

der elliptischen Form der projizierten Scheibenmittelebene ausgerichtet sind.² Die entsprechenden Darstellungen der Visibilitäten sowie der photometrischen Flüsse des V - und N -Bandes für beide stellaren Effektivtemperaturen sind in Abbildung 5.2 zu sehen.

² Es ist zu beachten, dass die Iso-Intensitätskonturen des projizierten Bildes der Scheibe eine nicht-komplexe Struktur aufweisen, die durch die vertikale Ausdehnung der Scheibe, die Scheibenaufweitung und die angenommene anisotropische Streufunktion verursacht wird.

Während die in Abbildung 5.1 für die Scheibe in Draufsicht gefundenen Trends auch hier zu sehen sind, ist die Gesamtänderung der Visibilitäten größer. Dies wird durch den hellen Innenrand verursacht, der aufgrund der Scheibenneigung direkt in der Sichtlinie des Beobachters liegt. Der Einfluss dieser hellen Struktur nimmt bei größeren Radien zu. Dies lässt sich auch am photometrischen Fluss des N -Bandes erkennen. Die charakteristische „S“-Form, die in Abbildung 5.1 zu sehen ist, ist nicht mehr vorhanden und die Gesamtänderung des Flusses reicht bis zu einem Faktor 2. Der helle Innenrand dominiert nun den Fluss des N -Bandes.

Um zu untersuchen, ob Akkretionsereignisse zu messbaren Symmetrieänderungen führen können, werden zusätzlich auch Closure-Phasen berechnet. Da das Bild einer Scheibe in Draufsicht punktsymmetrisch ist, wird im Folgenden nur der Fall der geneigten Scheibe betrachtet. Die Closure-Phasen für das Modell mit verschiedenen Innenradien für die Konfiguration der VLTI-Unit-Teleskope (UTs) mit der größten Basislinie, also die UT1-UT2-UT4-Konfiguration, sind in Abbildung 5.3 dargestellt.

Signifikante Änderungen finden sich nur für das M - und N -Band bei größeren Innenradien. Bei erhöhter Aktivität ist die Änderung der Closure-Phase auch für das L -Band groß genug, um gemessen zu werden. Dies ist wiederum auf den hellen, ausgedehnten Innenrand zurückzuführen, der im Fall eines Akkretionsereignisses in unserem Modell eine höhere Staubtemperatur aufweist.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass die zu erwartenden Änderungen der Visibilitäten und Closure-Phasen durch eine Änderung des Innenradius signifikant sind, wenn der Innenradius groß genug wird, um zumindest teilweise aufgelöst zu werden. Des Weiteren muss der Fluss der Scheibe einen signifikanten Beitrag leisten, was bei längeren Wellenlängen der Fall ist. Dies sollte daher bei der Untersuchung von Variabilitätsmechanismen, die eine Änderung des Innenradius mit einschließen, berücksichtigt werden. Innerhalb des betrachteten Parameterraums hat der Innenradius jedoch nahezu keinen Einfluss auf die Photometrie im V -Band und führt nur im Fall einer geneigten Scheibe zu großen Änderungen der Photometrie im N -Band.

5.3.2 Anstieg der Leuchtkraft

Im Folgenden wird die Änderung der Helligkeitsverteilung durch eine Änderung der Leuchtkraft des Zentralsterns untersucht. Dazu werden stationäre Simulationen des in Abschnitt 5.2 beschriebenen Modells mit festen Scheibenparametern durchgeführt und die Leuchtkraft des Sterns um einen Faktor von bis zu 100 erhöht. Der Innenradius des Scheibenmodells wird auf 1 au gesetzt, was größer ist als der erwartete Sublimationsradius für die Simulation mit der höchsten Leuchtkraft und Effektivtemperatur, um Staubtemperaturen oberhalb der Sublimationstemperatur auszuschließen. Die Simulationen werden wieder sowohl für den Grund- als auch für den Zustand erhöhter Aktivität durchgeführt. Die Visibilitäten für alle Beobachtungswellenlängen werden dann wieder unter Verwendung einer Konfiguration mit einer Basislinie von 130 m berechnet. Die entsprechenden Visibilitäten sowie die photometrischen Flüsse des V - und N -Bandes für beide stellaren Effektivtemperaturen für eine Scheibe in Draufsicht sind in Abbildung 5.4 dargestellt.

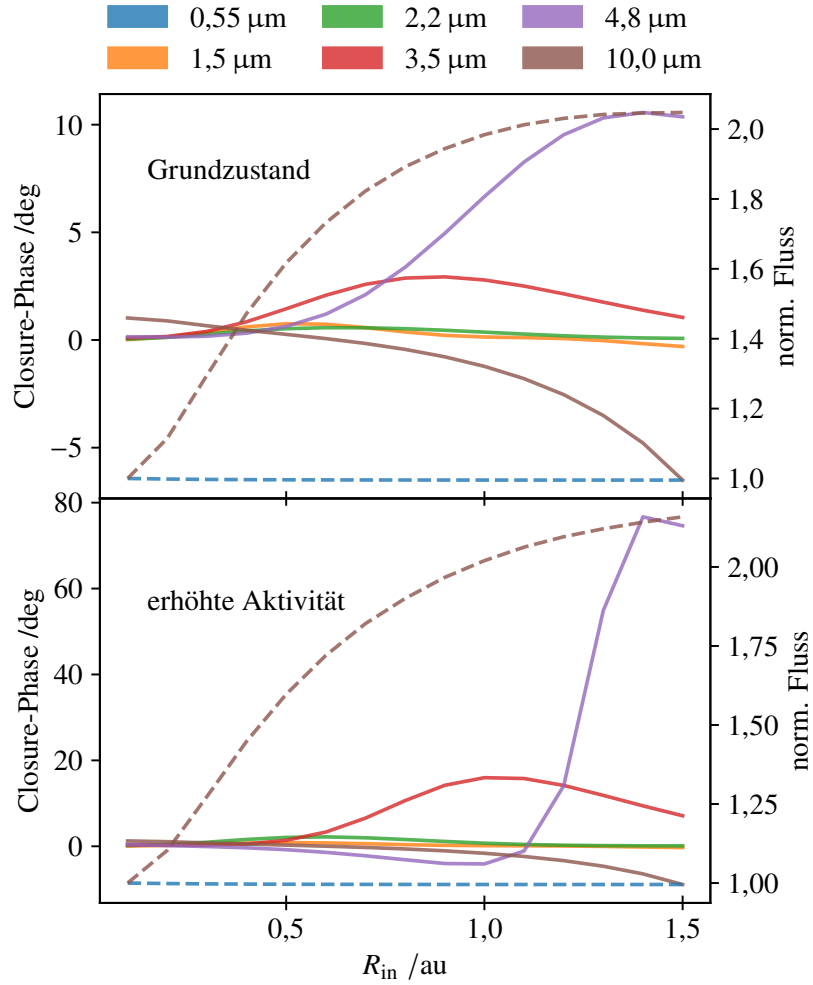


Abb. 5.3: Closure-Phasen der Modelle für den Grundzustand (oben) und den Zustand erhöhter Aktivität (unten) mit einer Scheibenneigung von 45° als Funktion des Innenradius der Scheibe für das H -, K -, L -, M - und N -Band (durchgezogen; linke Achse). Zusätzlich sind die entsprechenden Flüsse des photometrischen V - und N -Bandes dargestellt (gestrichelt; rechte Achse). Die V - und N -Band-Flüsse sind auf das Referenzmodell mit $R_{\text{in}} = 0,1$ au normiert (siehe Abschnitt 5.3.1 für Details).

Im Fall der Simulationen für den Grundzustand sind die Änderungen der Visibilität im H - und K -Band mit ansteigender Leuchtkraft deutlich kleiner als 0,1. Im Gegensatz dazu nehmen die für das L -, M - und N -Band berechneten Visibilitäten mit zunehmender stellarer Leuchtkraft signifikant ab. Die Ergebnisse für das H - und K -Band lassen sich durch die Dominanz der direkten und gestreuten Sternstrahlung erklären. Da sich darüber hinaus die radiale Verteilung des gestreuten Lichtes bei diesen Wellenlängen nicht wesentlich ändert, ist auch die Änderung in der Visibilität nicht signifikant. Bei den längeren Wellenlängen (L -, M -, N -Band) nimmt der Bei-

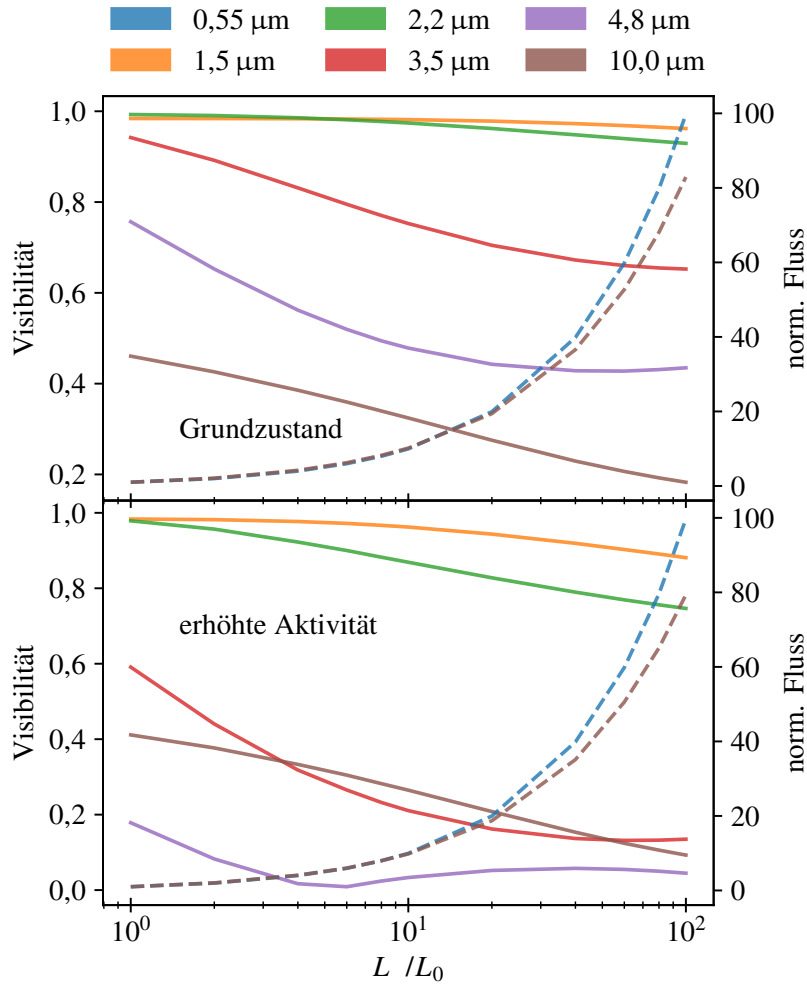


Abb. 5.4: Visibilitäten der Modelle für den Grundzustand (oben) und den Zustand erhöhter Aktivität (unten) als Funktion der stellaren Leuchtkraft für das H -, K -, L -, M - und N -Band (durchgezogen; linke Achse). Zusätzlich sind die entsprechenden Flüsse des photometrischen V - und N -Bandes dargestellt (gestrichelt; rechte Achse). Die V - und N -Band-Flüsse sind auf das Referenzmodell mit $L = L_0$ normiert. Der Innenradius der Scheibe wird für alle Modelle auf $R_{\text{in}} = 1$ au gesetzt (siehe Abschnitt 5.3.2 für Details).

trag der thermischen Reemissionsstrahlung des Staubs zum Nettofluss deutlich zu. Ein Anstieg der stellaren Leuchtkraft führt zu einer stärkeren Heizung der Scheibe. Dadurch nimmt die radiale Ausdehnung der Helligkeitsverteilung der Scheibe zu, was sich auch in den entsprechenden Visibilitäten widerspiegelt.

Die photometrischen Flüsse im V - und N -Band nehmen mit steigender stellarer Leuchtkraft zu. Während der Fluss im V -Band von der direkten Strahlung des Sterns herrührt und damit dem Anstieg der Gesamtleuchtkraft des Sterns folgt, ist der Fluss im N -Band hauptsächlich Reemissionsstrahlung des heißen Staubs in der Scheibe.

Obwohl die Heizung des Staubs bei höheren Sternleuchtkräften ebenfalls effizienter ist, nimmt der Fluss im N -Band weniger stark zu als im V -Band.

Im Zustand erhöhter Aktivität nehmen die Visibilitäten des H -, K -, L - und M -Bandes mit zunehmender Leuchtkraft des Sterns ab und sind niedriger als im vorhergehenden Fall. Die Verschiebung des Sternspektrums zu kürzeren Wellenlängen führt zu einer effizienteren Heizung des Staubs der Scheibe. Entsprechend führen die höheren Staubtemperaturen zu einem größeren Anteil thermischer Reemissionstrahlung in Bereichen außerhalb der innersten Scheibenregionen. Diese räumliche Ausweitung der emittierenden Bereiche der Scheibe verursacht niedrigere Visibilitäten bei diesen Wellenlängen. Die Änderung der Visibilität im N -Band bei erhöhter Aktivität ist ähnlich zu der Änderung im Grundzustand. Dies liegt daran, dass die zugehörigen emittierenden äußeren Scheibenbereiche, die warmen Staub enthalten, nur geringfügig von der Änderung der Effektivtemperatur des Sterns betroffen sind.

Dasselbe gilt auch für den photometrischen Fluss im N -Band. Der Fluss im V -Band folgt wiederum dem Anstieg der Leuchtkraft des Sterns. Analog zu Abschnitt 5.3.1 werden die Simulationen auch für den Fall einer Scheibe mit einer Inklination von 45° durchgeführt. Die resultierenden Visibilitäten für die unterschiedlichen Basislinienausrichtungen sind in Abbildung 5.5 gezeigt.

Es ist zu erkennen, dass die Visibilitäten des K -, L - und M -Bandes bei Basislinienorientierungen entlang der langen Halbachse niedriger sind als im Fall der Scheibe in Draufsicht. Dies ist auf eine Zunahme des Flusses pro Fläche der Scheibe zurückzuführen, während sich die unaufgelöste direkte Sternstrahlung nicht ändert. Dieser Effekt ist im H - und K -Band bei den höchsten Leuchtkräften, bei denen Teile des heißen Innenrandes zum aufgelösten Fluss beitragen, noch stärker. Während die Form der Visibilitätsverteilung des H -, K -, L - und M -Bandes hauptsächlich durch das Verhältnis von unaufgelöstem zu aufgelöstem Fluss bestimmt wird, ist die Form der Visibilitätsverteilung des N -Bandes durch den Anstieg der geheizten Scheibenfläche in der Sichtlinie des Beobachters bestimmt. Der direkte stellare Beitrag zu den Visibilitäten im N -Band ist drei Größenordnungen kleiner als derjenige der Scheibe und daher vernachlässigbar.

Die mit der Basislinienorientierung entlang der kurzen Halbachse berechneten Visibilitäten sind größer als die mit der Orientierung entlang der langen Halbachse, was auf eine schmalere räumliche Helligkeitsverteilung zurückzuführen ist. Im Fall des H - und K -Bandes trägt der heiße Innenrand zum aufgelösten Fluss bei und verringert daher das Stern-zu-Scheibe-Flussverhältnis und damit auch die Visibilitäten.

Die Simulationen für die geneigte Scheibe werden dann wiederum verwendet, um die Closure-Phasen für die UT-Konfiguration zu berechnen. Die resultierenden Closure-Phasen für das Dreieck mit der längsten Basislinie sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass die Änderungen der Closure-Phasen im L -Band am größten sind. Da der L -Band-Fluss der Scheibe hauptsächlich vom heißen Innenrand stammt, hängt die Symmetrie der zugehörigen räumlichen Helligkeitsverteilung wesentlich von der stärkeren Heizung des Innenrandes im Zustand erhöhter Aktivität ab. Während dies auch für das H - und K -Band gilt, wird die Emission bei diesen Wellenlängen durch die direkte Emission des Sterns dominiert. Die Änderung der

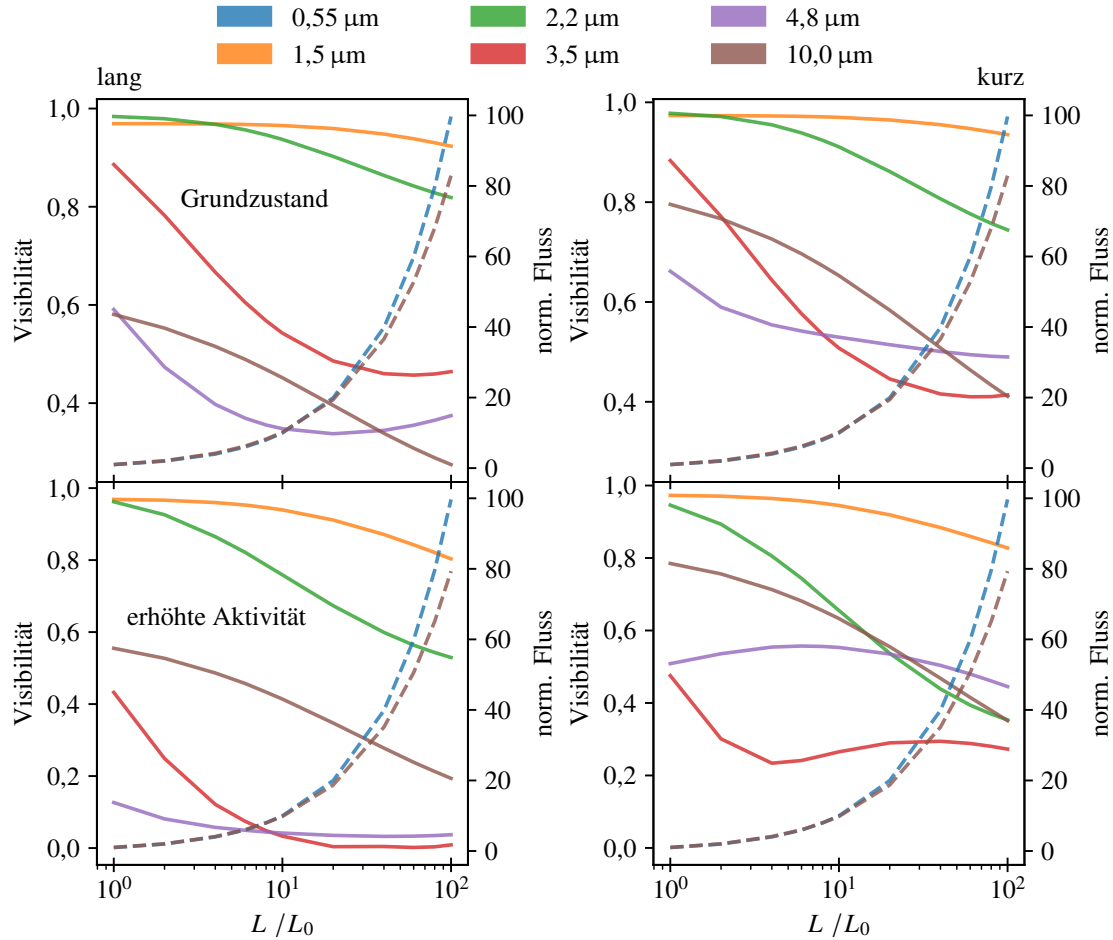


Abb. 5.5: Visibilitäten der Modelle für den Grundzustand (oben) und den Zustand erhöhter Aktivität (unten) mit einer Scheibenneigung von 45° als Funktion der stellaren Leuchtkraft für das H-, K-, L-, M- und N-Band (durchgezogen; linke Achse) für Basislinienausrichtungen entlang der langen (links) und kurzen Halbachse (rechts) des Scheibenbildes. Zusätzlich sind die entsprechenden Flüsse des photometrischen V- und N-Bandes dargestellt (gestrichelt; rechte Achse). Die V- und N-Band-Flüsse sind auf das Referenzmodell mit $L = L_0$ normiert. Der Innenradius der Scheibe wird für alle Modelle auf $R_{\text{in}} = 1$ au gesetzt (siehe Abschnitt 5.3.2 für Details).

Closure-Phase ist daher geringer. Der Fluss des N-Bandes stammt aus Bereichen warmen Staubs weiter außen in der Scheibe. Obwohl der Gesamtfluss aus diesen Regionen mit steigender stellarer Leuchtkraft zunimmt, ändert sich die Symmetrie der emittierenden Regionen und damit die Closure-Phase nicht wesentlich.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass ein Anstieg der stellaren Leuchtkraft einen großen Einfluss auf die Visibilitäten des L-, M- und N-Bandes hat. Änderungen der Visibilitäten bei kürzeren Wellenlängen sind nur im Fall eines Akkretionsereignisses

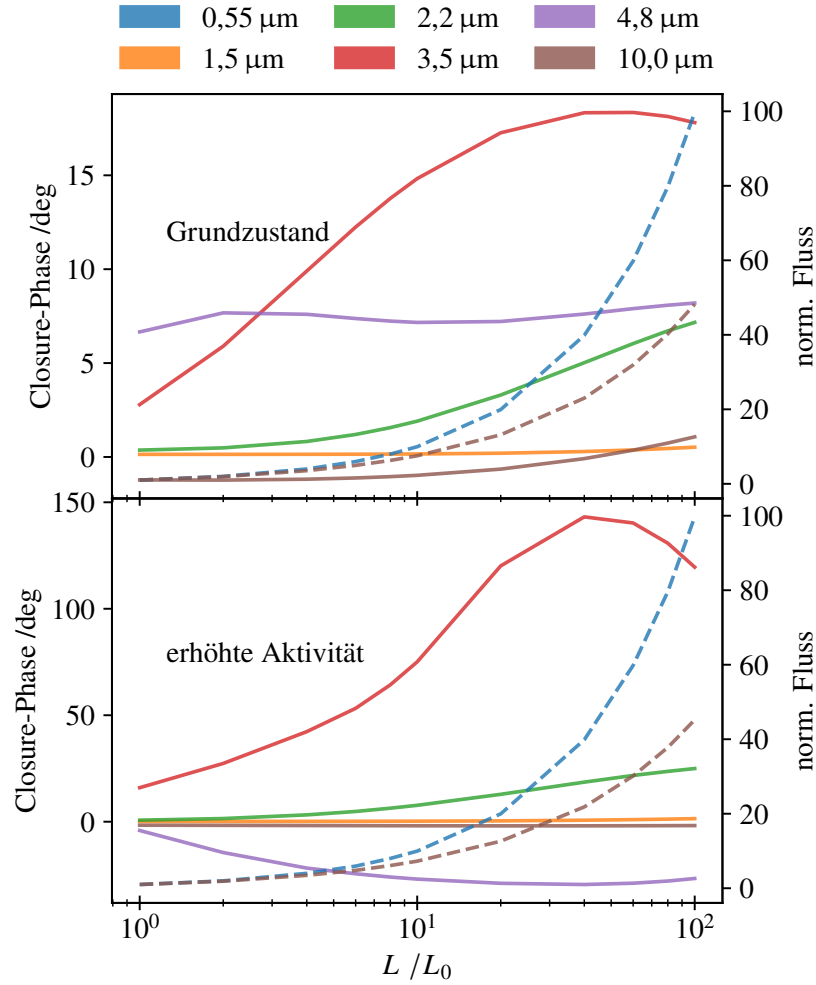


Abb. 5.6: Closure-Phasen der Modelle für den Grundzustand (oben) und den Zustand erhöhter Aktivität (unten) als Funktion der stellaren Leuchtkraft für das H -, K -, L -, M - und N -Band (durchgezogen; linke Achse). Zusätzlich sind die entsprechenden Flüsse des photometrischen V - und N -Bandes dargestellt (gestrichelt; rechte Achse). Die V - und N -Band-Flüsse sind auf das Referenzmodell mit $L = L_0$ normiert. Der Innenradius der Scheibe wird für alle Modelle auf $R_{\text{in}} = 1$ au gesetzt (siehe Abschnitt 5.3.2 für Details).

oder einer geneigten Scheibe signifikant. Auch der Einfluss auf die Closure-Phasen ist für das L -Band am größten. Signifikante Änderungen können jedoch ebenfalls für das K -Band und, im Fall eines Akkretionsereignisses, für jede Wellenlänge außer dem N -Band gefunden werden.

5.3.3 Anstieg der Leuchtkraft mit Sublimation

Abschließend wird die Kombination der beiden oben beschriebenen Effekte diskutiert, d. h. eine Vergrößerung des Innenradius aufgrund von Staubsublimation, die durch einen Anstieg der Leuchtkraft des Sterns verursacht wird. Wie in Abschnitt 5.3.1 werden Modelle mit Innenradien zwischen 0,1 au und 1,5 au simuliert. Die Leuchtkraft des Sterns wird dann so erhöht, dass der erwartete Sublimationsradius mit dem gewählten Innenradius übereinstimmt. Um ein Akkretionsereignis zu modellieren, werden die Simulationen erneut sowohl für den Grundzustand als auch für erhöhte Aktivität durchgeführt. Die Visibilitäten der Intensitätsverteilungen werden dann für die Konfiguration mit der längsten Basislinie, d. h. 130 m, berechnet. Die resultierenden Visibilitäten sowie die photometrischen Flüsse des *V*- und *N*-Bandes sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

Im Grundzustand ist die Änderung der Visibilität mit steigendem Sublimationsradius für alle Wellenlängen außer denen des *H*-Bandes messbar. Wie in den Fällen, die in den Abschnitten 5.3.2 und 5.3.1 diskutiert wurden, wird der Fluss bei 1,5 μm durch die stellare Emission dominiert. Somit ändert sich das Stern-zu-Scheibe-Verhältnis im *H*-Band nicht signifikant, wenn die stellare Leuchtkraft und damit verbunden der Innenradius erhöht wird. Die Änderungen der entsprechenden Visibilitäten sind daher gering. Im Vergleich zu den Simulationen mit fester Leuchtkraft in Abbildung 5.1 in Abschnitt 5.3.1 sowie mit festem Innenradius in Abbildung 5.4 in Abschnitt 5.3.2 sind die Änderungen der Visibilitäten nun größer als für die Einzeleffekte allein. Insbesondere die Visibilitäten des *N*-Bandes nehmen nun stark ab, was auf eine Kombination der Effekte einer besseren Beleuchtung durch eine geometrische Änderung sowie einer besseren Heizung des Staubs durch eine höhere Sternleuchtkraft zurückzuführen ist.

Bei erhöhter Aktivität sind die Änderungen der Visibilitäten noch größer, wobei die Visibilitäten des *L*- und *N*-Bandes nahe bei null liegen und für das *M*-Band sogar null erreichen. Dies kann auf eine Zunahme des Scheibe-zu-Stern-Flussverhältnisses bei allen Wellenlängen zurückgeführt werden. Es ist außerdem zu erkennen, dass für jedes Band außer dem *N*-Band Strukturen in der Scheibe aufgelöst werden können. Ähnlich starke Effekte zeigen sich auch bei den Simulationen der geneigten Scheibe. Die entsprechenden Visibilitäten sind in Abbildung 5.8 zu sehen.

Im Grundzustand mit der Basislinienorientierung entlang der langen Halbachse sind die Visibilitäten des *K*-, *L*- und *M*-Bandes aufgrund des veränderten Scheibe-zu-Stern-Verhältnisses kleiner als in den Simulationen der Scheibe in Draufsicht. Die Änderungen der Visibilitäten im *H*-Band sind größer als 0,1 und daher messbar.

Im Zustand erhöhter Aktivität sind diese Effekte noch stärker. Die Änderungen der Visibilitäten betragen nun bis zu 0,2 und die Visibilitäten des *K*-Bandes sind auf dem Niveau der Visibilitäten des *L*-Bandes der Simulationen in Draufsicht. Im Falle des *M*-Bandes trägt der heiße Innenrand zum unaufgelösten Fluss bei, was zu einem kleinen Anstieg der Visibilitäten auf Werte über null führt. Die lässt sich auch bei den Visibilitäten des *N*-Bandes erkennen. Die Minima der Visibilitäten der Simulationen mit einer Basislinienorientierung entlang der kleinen Halbachse der

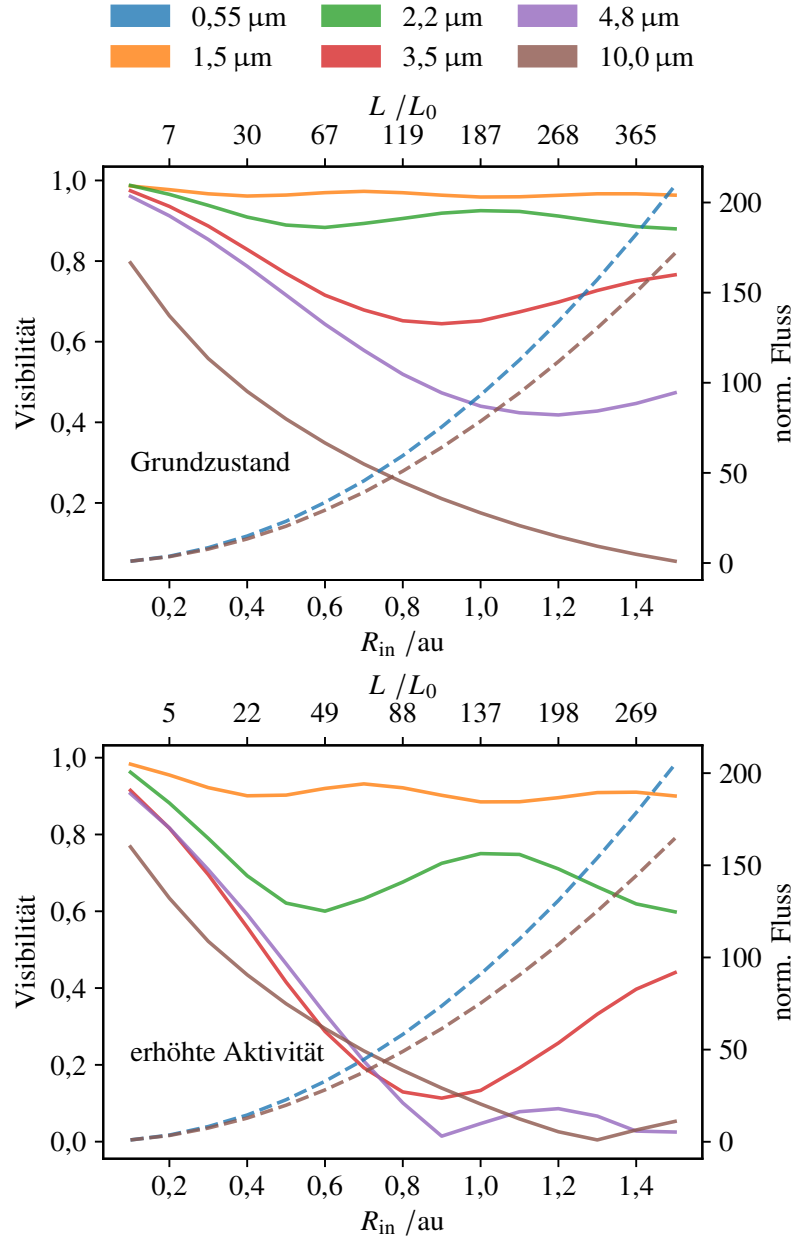


Abb. 5.7: Visibilitäten der Modelle für den Grundzustand (oben) und den Zustand erhöhter Aktivität (unten) als Funktion der stellaren Leuchtkraft und des entsprechenden Sublimationsradius für das H -, K -, L -, M - und N -Band (durchgezogen; linke Achse). Zusätzlich sind die entsprechenden Flüsse des photometrischen V - und N -Bandes dargestellt (gestrichelt; rechte Achse). Die V - und N -Band-Flüsse sind auf das Referenzmodell mit $L = L_0$ normiert. Die stellare Leuchtkraft jedes Modells wird so erhöht, dass der Sublimationsradius dem gegebenen R_{in} entspricht (siehe Abschnitt 5.3.3 für Details).

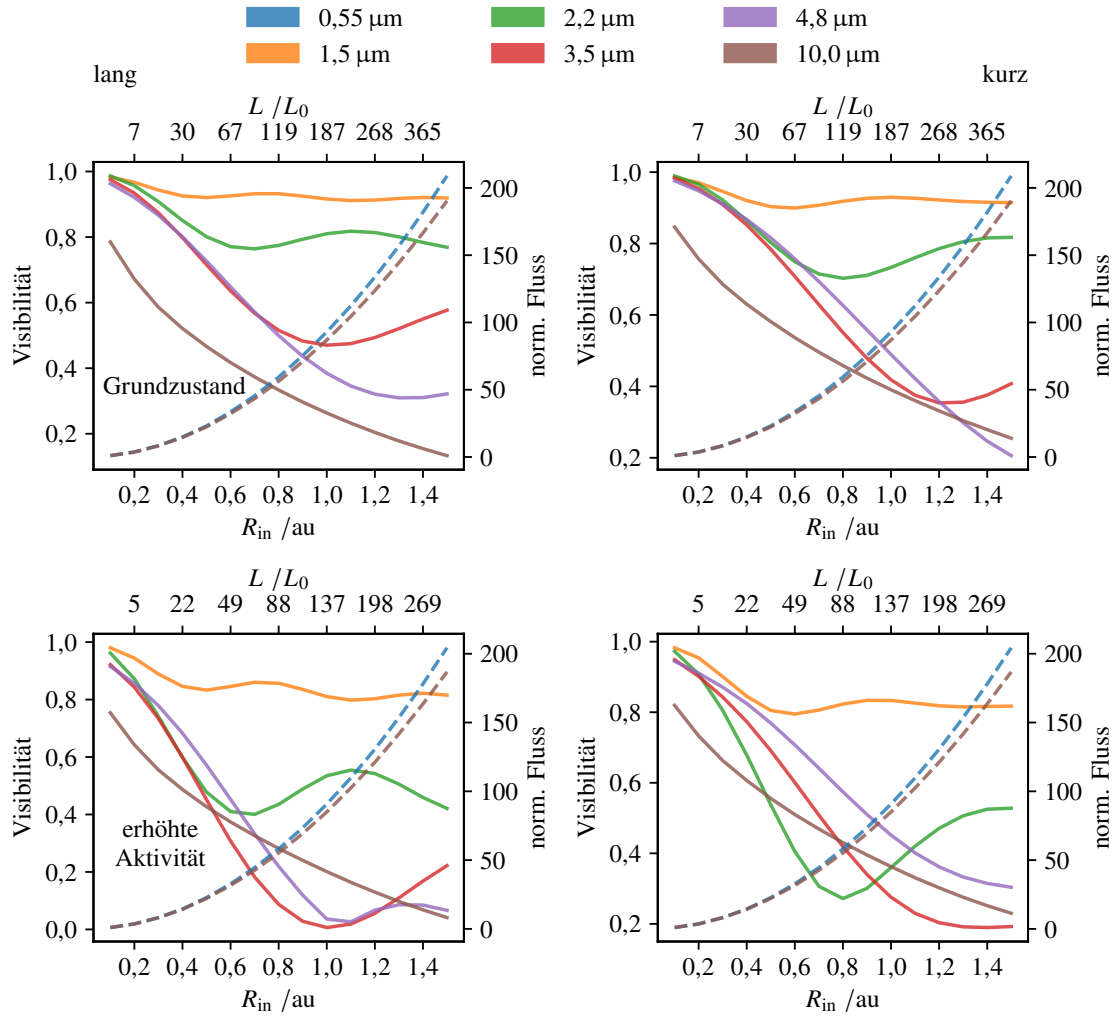


Abb. 5.8: Visibilitäten der Modelle für den Grundzustand (oben) und den Zustand erhöhter Aktivität (unten) mit einer Scheibenneigung von 45° als Funktion der stellaren Leuchtkraft und des entsprechenden Sublimationsradius für das H -, K -, L -, M - und N -Band (durchgezogen; linke Achse) für Basislinienausrichtungen entlang der langen (links) und kurzen Halbachse (rechts) des Scheibenbildes. Zusätzlich sind die entsprechenden Flüsse des photometrischen V - und N -Bandes dargestellt (gestrichelt; rechte Achse). Die V - und N -Band-Flüsse sind auf das Referenzmodell mit $L = L_0$ normiert. Die stellare Leuchtkraft jedes Modells wird so erhöht, dass der Sublimationsradius dem gegebenen R_{in} entspricht (siehe Abschnitt 5.3.3 für Details).

Scheibe sind zu größeren Radien hin verschoben. Dies liegt daran, dass der Innenrand durch die Neigung der Scheibe kleiner erscheint. Bei erhöhter Aktivität trägt der heiße Innenrand zum aufgelösten Fluss der Simulationen im M -Band bei, was zu einer starken Verringerung der entsprechenden Visibilitäten führt.

Die entsprechenden Closure-Phasen, die für die Konfiguration mit der längsten Basislinie berechnet wurden, sind in Abbildung 5.9 gezeigt. Im Vergleich zu Abbildung 5.6 in Abschnitt 5.3.2 sind die Closure-Phasen des K -Bandes größer als im Fall mit festem Innenradius. Der heiße Innenrand trägt nur dann signifikant zum K -Band-Fluss bei, wenn Staubtemperaturen nahe der Sublimationstemperatur erreicht werden. Da sich im Fall einer geneigten Scheibe Teile des Innenrandes in der Sichtlinie des Beobachters befinden, wird die Asymmetrie stärker und damit die Veränderungen der Closure-Phase größer.

Dieser Effekt ist bei erhöhter Aktivität noch deutlicher. Der Punkt, an dem die Visibilität des M -Bandes in den Abbildungen 5.7 und 5.8 null erreicht, ist nun durch einen Vorzeichenwechsel der Closure-Phase bei $R_{\text{in}} = 1,3$ au erkennbar. Die Closure-Phasen der Simulationen des L -Bandes zeigen ebenfalls einen starken Anstieg auf Werte bis zu 150° . Das Maximum der Verteilung entspricht zudem dem Minimum der Visibilitäten des L -Bandes in Abbildung 5.8.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Kombination der in den Abschnitten 5.3.1 und 5.3.2 beschriebenen Effekte bei allen untersuchten Wellenlängen zu messbaren Änderungen der Visibilitäten und Closure-Phasen führt. Um sicherzustellen, dass die für die Form des Innenrandes vorgenommenen Vereinfachungen die oben gefundenen Trends nicht beeinflussen, wurden die Simulationen mit einem Modell mit modifiziertem Innenrand wiederholt (siehe Anhang A.4). Alle oben diskutierten Trends und Größenordnungen der Variationen wurden auch für das Modell mit modifiziertem Innenrand gefunden.

5.4 Diskussion

Die oben vorgestellten Simulationen zeigten signifikante Änderungen der Visibilitäten und Closure-Phasen sowie der photometrischen Flüsse. Es könnte daher möglich sein, die durch Akkretion verursachte Variabilität interferometrisch zu beobachten, wenn sie photometrisch gemessen wurde, und umgekehrt. Interferometrische Beobachtungen könnten daher wertvolle Informationen über die Struktur dieser veränderlichen Strahlungsquellen liefern. Das gewählte Modell lässt allerdings nur Rückschlüsse auf Änderungen der Helligkeitsverteilung einer Scheibe zu, die durch Zunahme der Leuchtkraft der zentralen Strahlungsquelle verursacht werden. Zusätzliche Quellen von Variabilität wie etwa eingebettete Begleiter (zum Beispiel Brunngräber und Wolf 2018) oder Sternflecken wurden nicht berücksichtigt und verändern die Helligkeitsverteilung und die entsprechenden Messgrößen. Gleichwohl liefert das Modell einen Anhaltspunkt auf die Stärke der Änderungen, die von variablen Objekten erwartet werden kann.

Hinsichtlich der Beobachtungsbedingungen ist anzumerken, dass die berechneten korrelierten Flüsse für alle Wellenlängen des Modells deutlich über der Nachweisgrenze des VLTI liegen. Die in Abschnitt 5.3 diskutierten Effekte sind also grundsätzlich beobachtbar. Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Planung von Beobachtungen oder der Analyse von Archivdaten ist jedoch die Basislinienvariation aufgrund ei-

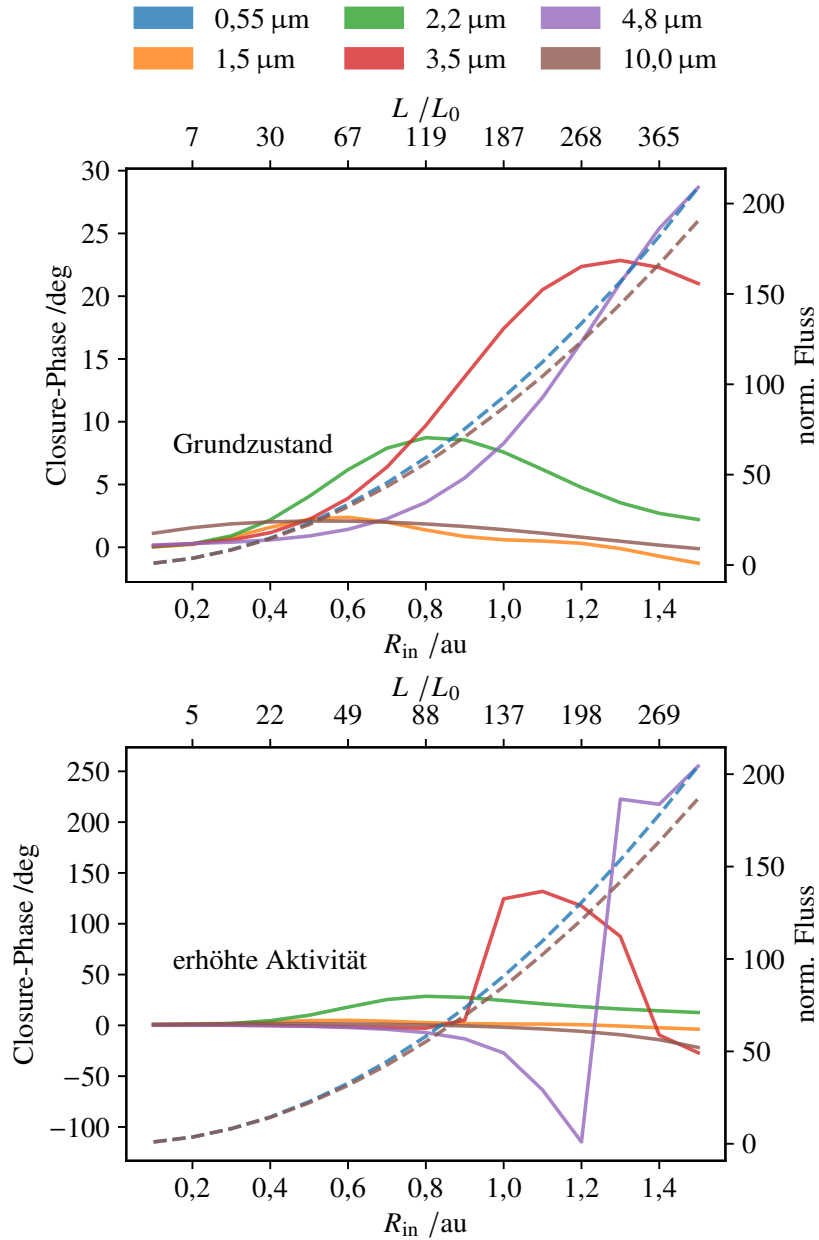


Abb. 5.9: Closure-Phasen der Modelle für den Grundzustand (oben) und den Zustand erhöhter Aktivität (unten) mit einer Scheibenneigung von 45° als Funktion der stellaren Leuchtkraft und des entsprechenden Sublimationsradius für das H -, K -, L -, M - und N -Band (durchgezogen; linke Achse). Zusätzlich sind die entsprechenden Flüsse des photometrischen V - und N -Bandes dargestellt (gestrichelt; rechte Achse). Die V - und N -Band-Flüsse sind auf das Referenzmodell mit $L = L_0$ normiert. Die stellare Leuchtkraft jedes Modells wird so erhöht, dass der Sublimationsradius dem gegebenen R_{in} entspricht (siehe Abschnitt 5.3.3 für Details).

ner Änderung des Stundenwinkels. Da die durch diesen Effekt hervorgerufenen scheinbaren Änderungen der Visibilitäten und Closure-Phase dieselbe Größenordnung aufweisen wie die Variationen durch eine Veränderung der Beleuchtung, wird die Basislinienvariation im folgenden Abschnitt 5.4.1 ausführlich diskutiert. Entsprechende Überlegungen zu den Zeitskalen möglicher Beobachtungen und unserer Modellsimulationen werden anschließend in Abschnitt 5.4.2 ausgeführt.

5.4.1 Variation der Basislinie

Die zeitliche Variabilität ist ein wesentliches Merkmal zirkumstellarer Scheiben auf verschiedenen Zeitskalen, die von Stunden bis zu Jahren reichen. Bei der Untersuchung solcher Variationen durch den Vergleich von Multi-Epochen-Beobachtungen muss sichergestellt werden, dass die Unterschiede in den Visibilitäten und Closure-Phasen, die durch Abweichungen der Basislinien aufgrund unterschiedlicher Stundenwinkel auftreten, kleiner sind als die Unterschiede, die aufgrund der zeitlichen Variation der Helligkeitsverteilung zu erwarten sind. Um diese Phänomene unterscheiden zu können, werden die Visibilitäten und Closure-Phasen des in Abschnitt 5.3.3 diskutierten Scheibenmodells mit Staubsublimation für verschiedene Stundenwinkel berechnet. Dazu wird für eine Deklination von -5° , wie sie für veränderliche Objekte zum Beispiel im Orionnebel typisch ist, die beobachtbare Zeit bestimmt, während der sich das Objekt oberhalb eines Höhenwinkels von 45° befindet. Die entsprechenden Visibilitäten werden dann unter Verwendung der UT-Konfiguration des VLTI berechnet. Eine beispielhafte Darstellung der Visibilität und Closure-Phase für verschiedene Stundenwinkel sowie der Basislinienvariation und der uv-Abdeckung für verschiedene Stundenwinkel für das geneigte Modell im Aktivzustand mit einem Innenradius von 0,5 au ist in Abbildung 5.10 gezeigt.

Es ist zu erkennen, dass die Änderungen bei längeren Basislinien abhängig vom Stundenwinkel bis zu 30% betragen. Dies entspricht selbst auf Zeitskalen von etwa zwei Stunden Änderungen der beobachteten Visibilitäten von mehr als 0,1. Auch die gemessenen Closure-Phasen unterscheiden sich deutlich, je nachdem, welches Triplet der Teleskope für die Beobachtungen verwendet wurde.

Um den Einfluss der Basislinienvariation für alle Modelle und Wellenlängen zu quantifizieren, wird dieses Verfahren für alle inklinierten Modelle wiederholt und die maximalen Differenzen der Visibilitäten und Closure-Phasen bestimmt. Die entsprechende Darstellung der maximalen Differenzen der Visibilität durch eine Änderung des Stundenwinkels für jedes Modell und jede Wellenlänge ist in Abbildung 5.11 gezeigt. Die Differenzen für alle Wellenlängenbereiche außer dem H - und K -Band liegen für beide stellaren Effektivtemperaturen in der Größenordnung der in Abschnitt 5.3 diskutierten Änderungen. Die größten Unterschiede in den Visibilitäten finden sich bei den Modellen mit den größten Innenradien, das heißt den Modellen, bei denen die inneren Scheibenstrukturen am besten aufgelöst sind. Derselbe Effekt lässt sich im Hinblick auf die maximalen Differenzen der Closure-Phasen finden. Die entsprechende Darstellung der Closure-Phasen ist in Abbildung 5.12 gegeben. Da die Asymmetrien bei den Modellen mit größeren Innenradien am stärksten ausgeprägt

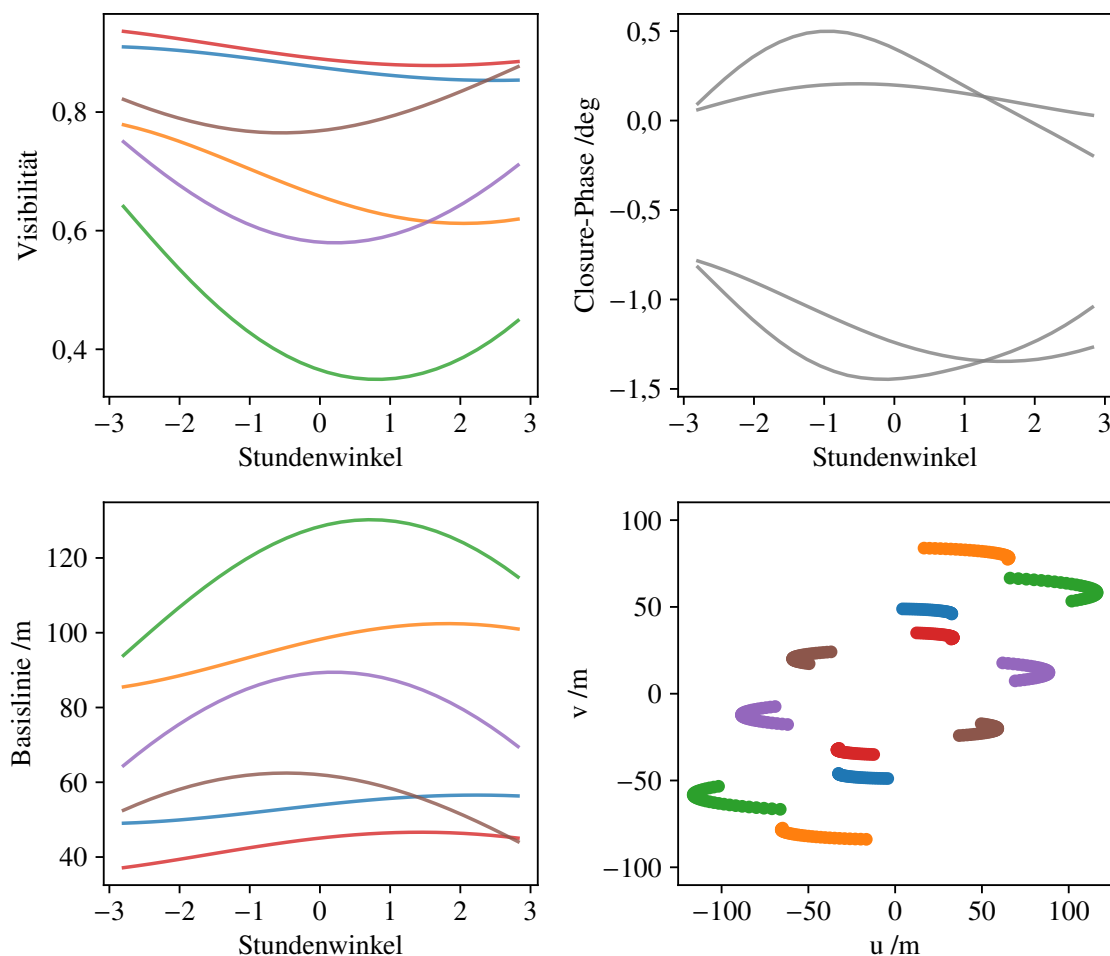


Abb. 5.10: Visibilität und Closure-Phase als Funktion des Stundenwinkels für das Modell erhöhter Aktivität mit einem Innenradius von 0,5 au, einer Scheibenneigung von 45° sowie Staubs sublimation (siehe Abschnitt 5.3.3 für Details) für das L -Band (oben). Die Änderung der Länge der Basislinien, die zur Berechnung der Visibilitäten verwendet wurden, und die entsprechende uv-Abdeckung (unten) sind in den zugehörigen Farben dargestellt.

sind, sind auch die Unterschiede in den Closure-Phasen für diese Modelle am größten. Im Falle der Simulationen für das L - und M -Band werden einige Strukturen aufgelöst, was zu einem Vorzeichenwechsel der Closure-Phase bei 360° führt.

Der Einfluss der Basislinienvariation aufgrund unterschiedlicher Stundenwinkel wird vor allem durch die Helligkeitsverteilung bestimmt. Aus diesem Grund wird das interaktive Online-Tool **VLTI B-VAR**³ zur Verfügung gestellt. Es ermöglicht die Berechnung von Darstellungen ähnlich wie Abbildung 5.10 für das in diesem Abschnitt beschriebene Modell, sowie für ein Gaußsches Scheibenmodell für zwei

³<https://vltib-var.streamlit.app>

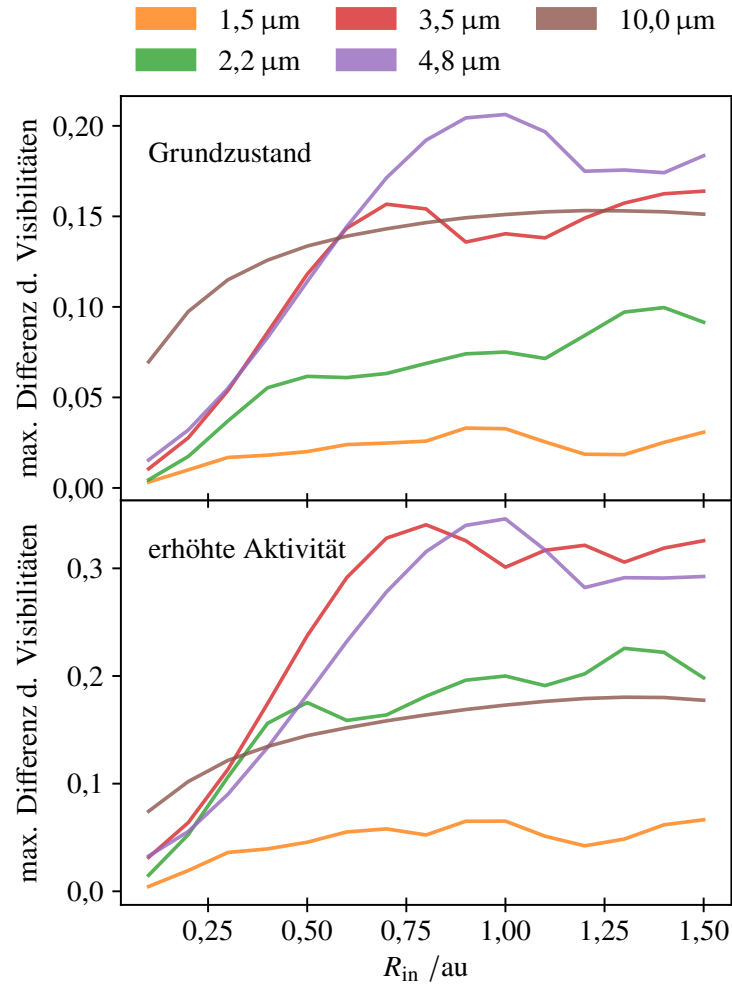


Abb. 5.11: Maximale Differenz der Visibilität bei einer Änderung des Stundenwinkels der Modelle für den Grundzustand (oben) und den Zustand erhöhter Aktivität (unten) mit einer Scheibenneigung von 45° als Funktion des in Abschnitt 5.3.3 diskutierten Sublimationsradius des Staubs für das H -, K -, L -, M - und N -Band.

Scheibenneigungen. Es ist darüber hinaus möglich, benutzerdefinierte Intensitätskarten hochzuladen und zu verwenden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die durch die Variation der Basislinie hervorgerufenen Änderungen der Visibilitäten und der Closure-Phasen in der gleichen Größenordnung liegen können wie die durch die Änderung der Scheibenbeleuchtung hervorgerufenen Differenzen. Es sollte daher sichergestellt werden, dass Beobachtungen zu vergleichbaren Stundenwinkeln durchgeführt werden, um die Vergleichbarkeit sicherzustellen und fälschliche Erkennung von Variabilität zu vermeiden.

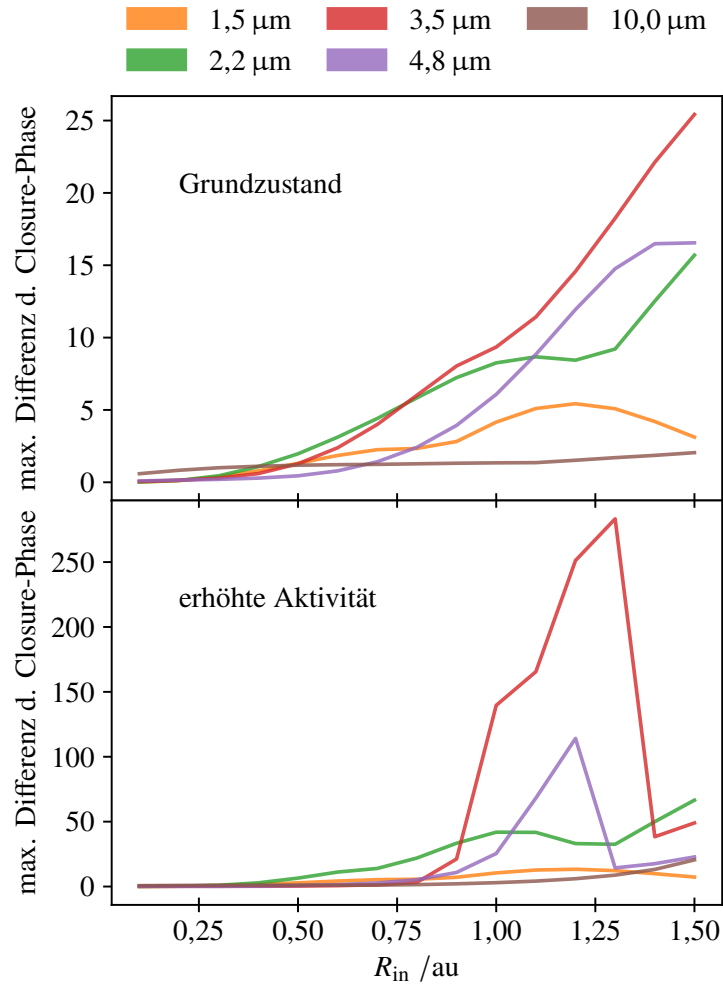


Abb. 5.12: Wie Abbildung 5.11, jedoch für die Closure-Phasen. Siehe Abschnitt 5.4.1 für Details.

5.4.2 Beobachtungszeitskalen

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, dass Beobachtungen desselben Objekts idealerweise unter demselben Stundenwinkel erfolgen sollten. Dies bedeutet jedoch, dass Effekte, die auf Lichtlaufzeitskalen in der Scheibe auftreten, nicht nachverfolgt werden können. Für das in dieser Studie diskutierte Modell würde diese Zeitskala in der Größenordnung von 10 bis 20 Stunden liegen. Darüber hinaus liegen die Gebiete, die am meisten zu den Messgrößen beitragen, im Bereich bis zur $\tau = 10$ -Ebene der Scheibe. Die Diffusionszeitskala der Strahlung in diesen Gebieten ist um einen Faktor 1,25 bis 2,5 größer als die Lichtlaufzeit. Dies bedeutet, dass sich der Staub in den betreffenden Regionen der Scheibe nahe am oder im Strahlungsgleichgewicht befindet. Die für die Simulationen in Abschnitt 5.3 getroffene Annahme eines Strahlungsgleich-

gewichts ist daher gerechtfertigt. Eine Herleitung der entsprechenden Zeitskalen findet sich in Anhang A.3.

5.5 Zusammenfassung

In der vorliegenden Studie wurden die Auswirkungen einer Änderung der Helligkeitsverteilung einer zirkumstellaren Scheibe auf die Visibilitäten und Closure-Phasen von VLTI-Beobachtungen sowie die entsprechenden Änderungen der Photometrie im *V*- und *N*-Band untersucht. Dazu wurden Strahlungstransportsimulationen für ein grundlegendes, häufig verwendetes Scheibenmodell durchgeführt. Die Auswirkungen einer veränderten Beleuchtung der Scheibe durch geometrische Veränderungen wurden getrennt von den Änderungen durch eine Zunahme der stellaren Leuchtkraft betrachtet. Abschließend wurde die Kombination beider Mechanismen betrachtet, das heißt eine Änderung des Innenradius einer Scheibe aufgrund von Staubsublimation, die durch einen Anstieg der stellaren Leuchtkraft verursacht wird. Um die Änderung der stellaren SED durch Akkretionsereignisse zu berücksichtigen, wurden alle Simulationen mit einer Effektivtemperatur des Sterns von 4000 K (Grundzustand) und 8000 K (erhöhte Aktivität) durchgeführt.

Es konnte gezeigt werden, dass eine Änderung des Innenradius des Scheibenmodells bei konstanter stellarer Leuchtkraft zu messbaren Änderungen der Visibilitäten und Closure-Phasen bei längeren Wellenlängen führt, während der Einfluss auf den photometrischen Fluss gering ist. Eine Erhöhung der stellaren Leuchtkraft mit einem festen Innenradius der Scheibe, der außerhalb des Sublimationsradius liegt, führt zu noch stärkeren Änderungen der Visibilität und der Closure-Phase bei längeren Wellenlängen. Während die Photometrie im *V*-Band dem Anstieg der stellaren Leuchtkraft direkt folgt, ist der photometrische Fluss im *N*-Band stets geringer, steigt aber dennoch in ähnlicher Größenordnung proportional zur stellaren Leuchtkraft an. Wird eine Änderung des Innenradius der Scheibe durch Staubsublimation mit einem Anstieg der Leuchtkraft des Sterns kombiniert, lassen sich signifikante Unterschiede in den Visibilitäten und Closure-Phasen bei allen beteiligten Wellenlängen finden. Der Grund dafür ist eine Zunahme des Stern-zu-Scheibe-Flussverhältnisses über alle Wellenlängen, die dadurch verursacht wird, dass die Temperaturverteilung des Staubs nun auch höhere Temperaturen bis hin zur Sublimationstemperatur abdeckt. Dieser Effekt ist beim Modell mit erhöhter Aktivität noch ausgeprägter. In diesem Fall sind einige der für dieses spezifische Modell berechneten Visibilitäten sogar nahe null, was auf gut aufgelöste Strukturen hinweist, die von Änderungen der Beleuchtung der Scheibe verursacht werden. Die photometrischen Flüsse im *V*- und *N*-Band sind ähnlich denen aus der Simulation mit einer Erhöhung der stellaren Leuchtkraft bei konstantem Innenradius, was im Vergleich zu den Simulationen mit konstanter stellarer Leuchtkraft zu erwarten ist.

Abschließend wurden die sich daraus ergebenden Konsequenzen für die Beobachtungsplanung diskutiert. In diesem Zusammenhang ist besonders auf den Stundenwinkel der Beobachtungen zu achten, um beim Vergleich von Beobachtungen aus

verschiedenen Epochen Abweichungen der Visibilität und Closure-Phase aufgrund der Basislinienvariation zu vermeiden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass interferometrische Beobachtungen wertvolle Einblicke in die Helligkeitsstruktur variabler zirkumstellarer Scheiben liefern können. Da es möglich ist, Änderungen in der Photometrie des V - und N -Bandes mit Änderungen in den interferometrischen Beobachtungsgrößen des H -, K -, L -, M - und N -Bandes in Verbindung zu bringen, könnten vorhandene photometrische Variabilitätsmessungen verwendet werden, um vielversprechende Ziele für zukünftige interferometrische Multi-Epochen-Beobachtungen zu identifizieren.

Das Niveau der photometrischen Variabilität, das den in der Studie abgeleiteten messbaren Änderungen der interferometrischen Beobachtungsgrößen entspricht ($> 0,1$ mag, das heißt ein Faktor 2), ist vergleichbar mit der mittleren photometrischen Variabilität auf kurzen Zeitskalen von massearmen T-Tauri-Sternen (siehe zum Beispiel Pouilly et al. 2021, Cody et al. 2022). Des Weiteren zeigen Strahlungsausbrüche in YSOs eine Helligkeitszunahme von 2,5 mag – 6 mag (Faktoren von mehreren zehn bis hundert) bei Ausbruchereignissen auf langen Zeitskalen (siehe Fischer et al. 2022). Die Ergebnisse dieser Studie ermutigen daher dazu, diese Objekte mithilfe von Interferometrie zu untersuchen.

Die Untersuchung der innersten Strukturen sowie der dynamischen Prozesse in zirkumstellaren Scheiben ist ein Schlüssel zum Verständnis der Entwicklungsprozesse von jungen stellaren Objekten hin zu Planetensystemen wie unserem Sonnensystem. Die Kombination von räumlich hochauflösenden interferometrischen Beobachtungen mit Strahlungstransportmodellierungen wird dabei die Grundlage für die nächsten Jahre bilden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Studien durchgeführt, die sich mit dieser Methodik befassen, wobei der Schwerpunkt auf der Untersuchung der Variabilität zirkumstellarer Scheiben liegt.

In der ersten Studie wurden Bildrekonstruktionen von Beobachtungen mit dem MATISSE-Instrument am VLTI im L - und N -Band des Objekts FS CMa vorgestellt und mithilfe von Strahlungstransportsimulationen modelliert. Dies sind die ersten Bilder der inneren Region einer zirkumstellaren Scheibe im L - und N -Band. Die gute Qualität und die hohe räumliche Auflösung der Bilder erlaubten es, durch Strahlungstransportmodellierung nicht nur die grundlegenden Parameter Innenradius und Neigung der Scheibe, sondern auch die Form des Innenrandes einzuschränken. Dazu wurde ein parametrisiertes Scheibenmodell verwendet, das die Form des Innenrandes mit zwei zusätzlichen Parametern beschreibt. Es wurde eine flache, abgerundete Form im Innenbereich der Scheibe gefunden. Diskrepanzen im Flussverhältnis von Zentralobjekt und Nettofluss der Scheibe zwischen Modell und Beobachtung deuten zudem auf eine zusätzliche Gasscheibe in der Nähe des Sterns hin.

Die zweite Studie umfasst die Implementierung eines Algorithmus für vollständig zeitabhängigen 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransport. Er beinhaltet zeitabhängige Methoden zur Berechnung von Temperaturverteilungen, Streubildern sowie der thermischen Reemission. Erstmals wurden dabei die thermischen Eigenschaften von Staub und nicht von Gas berücksichtigt. Die entscheidenden Parameter für die Simulationen sind die Zeitschrittweite und die Anzahl der Photonenpakete pro Zeitschritt. Der Einfluss dieser Parameter wurde anhand einer Reihe von 1D- und 2D-Simulationen untersucht. Anschließend wurde der Algorithmus erfolgreich auf den Strahlungsausbruch eines 2D-Modells angewendet. Die vorgestellte Methode stellt somit eine wertvolle Grundlage für die Analyse und Vorbereitung von Beobachtungen der Variabilität junger stellarer Objekte dar und ermöglicht erstmals die Untersuchung des Strahlungstransports in staubigen Medien um diese Objekte außerhalb von Gleichgewichtslösungen.

In der dritten Studie wurde der Einfluss von Variabilität auf VLTI-Beobachtungen untersucht, um eine Grundlage für die Vorbereitung zukünftiger interferometrischer Variabilitätsstudien zu schaffen. Dazu wurden die zu erwartenden Variationen der interferometrischen Messgrößen und der photometrischen Flüsse für Modelle einer zirkumstellaren Scheibe mit einem variablen akkretierenden jungen stellaren Zentralobjekt mittels 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransportsimulationen untersucht. Es wurden dabei signifikante Variationen der mit VLTI-Instrumenten messbaren Visibilitäten und Closure-Phasen gefunden, die sich mit Änderungen der photometrischen Flüsse in Verbindung setzen lassen. Unter Berücksichtigung des Einflusses der Basislinienvariation können interferometrische Beobachtungen des VLTI daher ein Schlüssel zum Verständnis der dynamischen Prozesse in zirkumstellaren Scheiben sein.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Studien zeigen deutlich, dass epochenübergreifende räumlich hochauflösende interferometrische Beobachtungen in Kombination mit Strahlungstransportmodellierungen der entscheidende Ansatz für zukünftige Untersuchungen dynamischer Prozesse in zirkumstellaren Scheiben sind. Einerseits sollte weiterhin versucht werden, variable junge stellare Objekte mit möglichst guter uv-Abdeckung für die Bildrekonstruktion zu beobachten, andererseits sollten in Kombination mit photometrischen Beobachtungen interferometrische Messungen solcher Objekte in der gleichen Konfiguration zu verschiedenen Zeiten vorgenommen werden. Insbesondere die Instrumente MATISSE und GRAVITY des VLTI haben das Potenzial, in den kommenden Jahren entsprechende Messungen zu liefern. Erste Ergebnisse wie die in Kapitel 3 vorgestellte erste Studie oder auch MATISSE-Beobachtungen von FU Orionis (Lykou et al. 2022) bestätigen dies. Die stetige Verbesserung der Instrumente, z. B. im Rahmen des GRAVITY+-Projektes (GRAVITY+ Collaboration 2022), sollte in Zukunft auch die Beobachtung leuchtschwächerer Objekte ermöglichen und damit die vorgestellten Analyseansätze auch für Objekte mit stärkeren Helligkeitsschwankungen öffnen. Mit der hier vorgestellten Methode des zeitabhängigen 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransports steht darüber hinaus erstmals ein Werkzeug zur Verfügung, mit dem auch die dynamischen Prozesse zirkumstellarer Scheiben ausgehend von zukünftigen interferometrischen Beobachtungen untersucht werden können.

A.1 Absorptionsabschätzung

Entsprechend der in Lucy (1999) vorgestellten und in Krieger und Wolf (2020) weiter ausgeführten Behandlung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der optischen Tiefe der Absorption τ_{abs} und der optischen Tiefe der Interaktion τ_{ext} , werden im Folgenden verschiedene Möglichkeiten der Berücksichtigung der Absorption eines Photonenpakets diskutiert, ohne die Streuung explizit einzubeziehen. Betrachtet wird die Energie eines Photonenpakets, die während des Durchgangs durch ein optisches Tiefenintervall von $[\tau_1, \tau_2]$ deponiert wird. Die Absorptionswahrscheinlichkeit für dieses Intervall lässt sich schreiben als $\int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau e^{-\tau}$. Der Einfachheit halber sei die Energie des Photonenpakets auf 1 normiert. Nachfolgend soll gezeigt werden, dass bei allen drei Ansätzen zur Berücksichtigung der Absorption die gleiche Energie deponiert wird:

Fall 1: keine kontinuierliche Absorption, einzelne Absorptionereignisse

Werden nur einzelne Absorptionereignisse betrachtet, so wird die gesamte Energie an das Gitter abgegeben und das Photonenpaket nach dem Ereignis gelöscht. Die im Gitter deponierte Energie ε ist dann gegeben durch:

$$\varepsilon = \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau e^{-\tau} \cdot 1 = e^{-\tau_1} - e^{-\tau_2}. \quad (\text{A.1})$$

Fall 2: kontinuierliche Absorption, Photonenpaket verliert Energie

Nun wird ein Photonenpaket betrachtet, das kontinuierlich eine Energie $(e^{-\tau_1} - e^{-\tau})$ verliert, die im Gitter deponiert wird. Im Fall eines Absorptionereignisses hinterlässt das Photonenpaket die gesamte Restenergie im Gitter und wird gelöscht. Die abgegebene Energie lässt sich dann berechnen mit:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau e^{-\tau} \left((e^{-\tau_1} - e^{-\tau}) + (1 - e^{-\tau}) \right) \\ &\quad + \int_{\tau_2}^{\infty} d\tau e^{-\tau} (e^{-\tau_1} - e^{-\tau_2}) = e^{-\tau_1} - e^{-\tau_2}. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Fall 3: kontinuierliche Absorption, Energie des Photonenpakets bleibt konstant

Der letzte Fall ähnelt Fall 2, jedoch bleibt die Energie des Photonenpakets konstant und es wird keine Energie im Gitter deponiert, wenn das Photonenpaket gelöscht

wird. Ein Photonenpaket, das eine Entfernung $\delta\tau$ zurücklegt, hinterlässt also die Energie $\delta\tau$ im Gitter:

$$\varepsilon = \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau e^{-\tau}(\tau - \tau_1) + \int_{\tau_2}^{\infty} d\tau e^{-\tau}(\tau_2 - \tau_1) = e^{-\tau_1} - e^{-\tau_2}. \quad (\text{A.3})$$

Es lässt sich erkennen, dass die deponierte Energie in allen drei Fällen gleich groß ist. In einer numerischen Simulation werden diese Grenzfälle jedoch nicht immer erreicht. Für die im Kapitel 4 vorgestellten Simulationen wurde daher die Methode aus Fall 3 verwendet, bei der die Energie auch für eine kleine Anzahl von Photonenpaketen gleichmäßig im Gitter verteilt ist.

A.2 Beispielstudie: Strahlungsausbruch eines Staubschalenmodells

Im Abschnitt 4.2.3 des Kapitels 4 wurde eine zeitabhängige Raytracing-Methode zur Simulation thermischer Reemissionsbilder vorgestellt. Ein einfacher Test für die korrekte Berücksichtigung der Lichtlaufzeiten ist ein Strahlungsausbruch einer zentralen Quelle, die in eine kugelförmige Staubverteilung eingebettet ist. Daher wird ein eindimensionales Kugelmodell mit fünf Staubschalen mit konstanter Staubbichte (Innenradius $R_{\text{in}} = 0,1 \text{ au}$, Außenradius $R_{\text{out}} = 10 \text{ au}$, optische Tiefe $\tau_V = 55$) und einer anfänglichen Staubtemperatur von 50 K aufgesetzt. Eine Übersicht aller Modellparameter ist in Tabelle A.1 zu finden.

Tabelle A.1: Übersicht der Parameter des in Abschnitt A.2 vorgestellten 1D-Kugelschalenmodells.

Parameter	Symbol	Wert
Innenradius (au)	R_{in}	0,1
Außenradius (au)	R_{out}	10
Gesamtstaubmasse (M_{\odot})	M_{Staub}	10^{-7}
Optische Tiefe	τ_V	55
Anzahl der Gitterzellen in		
... radialer Richtung	N_r	5
... azimuthaler Richtung	N_{ϕ}	1
... polarer Richtung	N_{θ}	1

Vereinfachend wird eine Hitzewelle modelliert, indem die Staubtemperatur jeder Kugelschale, angefangen von der innersten Schale, entsprechend der Lichtlaufzeit durch das gesamte Modell auf 75 K angehoben wird. Nach jedem Zeitschritt wird die Staubtemperatur der aktuellen Zelle wieder auf 50 K zurückgesetzt und die Temperatur der nächsten Zelle auf 75 K erhöht. Die Zeitschrittweite von $\Delta t = 1000 \text{ s}$

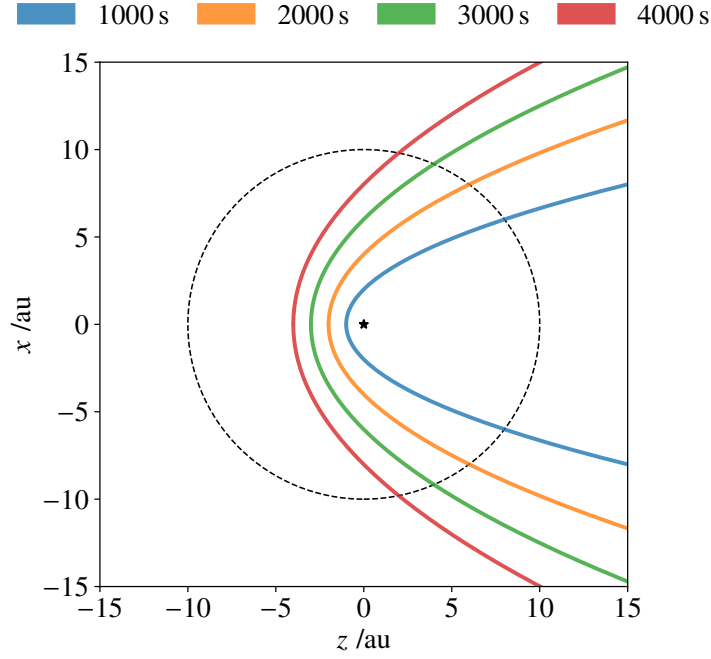


Abb. A.1: Bereiche der von einem Beobachter gesehenen Reemissionsstrahlung des Staubs für verschiedene Zeitschritte nach einem Strahlungsausbruch für das in Abschnitt A.2 beschriebene Modell, berechnet anhand von Gleichung A.4. Die gestrichelte Linie markiert den Außenradius der Staubverteilung. Die Position der zentralen Strahlungsquelle ist mit einem Stern gekennzeichnet.

wurde so gewählt, dass ein Zeitschritt der Lichtlaufzeit durch eine der Kugelschalen in radialer Richtung entspricht.

Die Position des reemittierenden aufgeheizten Staubs aus Sicht des Beobachters zum Zeitpunkt t , nachdem der Strahlungsausbruch erstmals detektiert wurde, kann analytisch durch eine Parabel, wie sie zum Beispiel von Supernova-Lichtechos bekannt ist (siehe Wright 1980), beschrieben werden:

$$z = \frac{x^2}{2ct} - \frac{1}{2}ct, \quad (\text{A.4})$$

dabei ist z die Entfernung zum Beobachter, x die Entfernung parallel zur Beobachtungsebene und c die Lichtgeschwindigkeit. Die entsprechenden Parabeln für das oben beschriebene Modell sind in Abbildung A.1 dargestellt.

Diese analytischen Vorhersagen können nun mit den Bildern der thermischen Reemissionsstrahlung verglichen werden, die mit dem in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen zeitabhängigen Raytracing-Verfahren ermittelt wurden. Die entsprechenden Bilder der thermischen Reemission für drei Zeitschritte nach der ersten Detektion des Strahlungsausbruchs sind in Abbildung A.2 zu sehen. Die Konturlinien stellen dabei den maximalen Radius der in Abbildung A.1 gezeigten Parabeln dar. Die mit dem

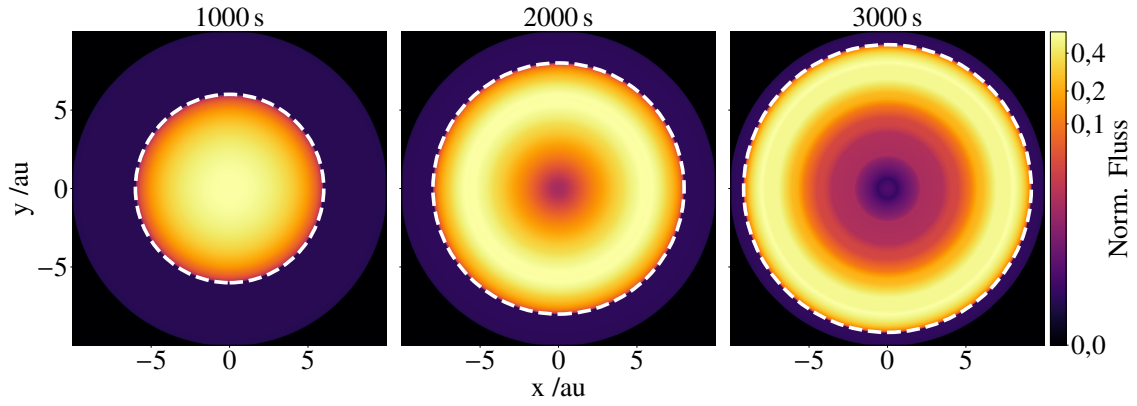


Abb. A.2: Bilder der thermischen Reemissionsstrahlung des in Abschnitt A.2 beschriebenen Modells eines Strahlungsausbruchs nach 1000, 2000 und 3000 s bei einer Wellenlänge von $10\ \mu\text{m}$ (Zeitschrittweite: 1000 s). Der dargestellte Fluss wurde auf das Maximum des Flusses des ersten Bildes nach 1000 s normiert. Die weißen gestrichelten Linien markieren den maximalen Radius der in Abbildung A.1 gezeigten Parabeln.

zeitabhängigen Raytracing-Verfahren ermittelten Bilder stimmen perfekt mit den analytischen Vorhersagen überein.

A.3 Diffusionszeitskalen

Bei hohen optischen Tiefen kann der Strahlungstransport der Energie u in einem Medium durch eine Diffusionsnäherung nach dem Fickschen Diffusionsgesetz mit einer Diffusionskonstanten D beschrieben werden:

$$\frac{du}{dt} = -D \frac{d^2u}{dx^2}. \quad (\text{A.5})$$

Die Verteilung der Energie im Medium kann dann mit dem Ansatz einer Gauß-Funktion ausgedrückt werden als:

$$u(x,t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{Dt}\right). \quad (\text{A.6})$$

Die Diffusionszeitskala $T_{2\sigma}$ sei nun die Zeit, die benötigt wird, um 2σ der Energie über eine Distanz von L zu verteilen:

$$2\sigma = 2\sqrt{2Dt} = L \Rightarrow T_{2\sigma} = \frac{L^2}{8D}. \quad (\text{A.7})$$

Durch Einsetzen von $D = \frac{c}{\kappa}$ mit der Lichtgeschwindigkeit c und dem Absorptionskoeffizienten κ lässt sich eine Beziehung zwischen der Lichtlaufzeit $T_l = L/c$ und der Diffusionszeitskala finden:

$$\frac{T_{2\sigma}}{T_l} = \frac{L^2/8D}{L/c} \Rightarrow T_{2\sigma} \approx T_l \frac{\tau}{8}. \quad (\text{A.8})$$

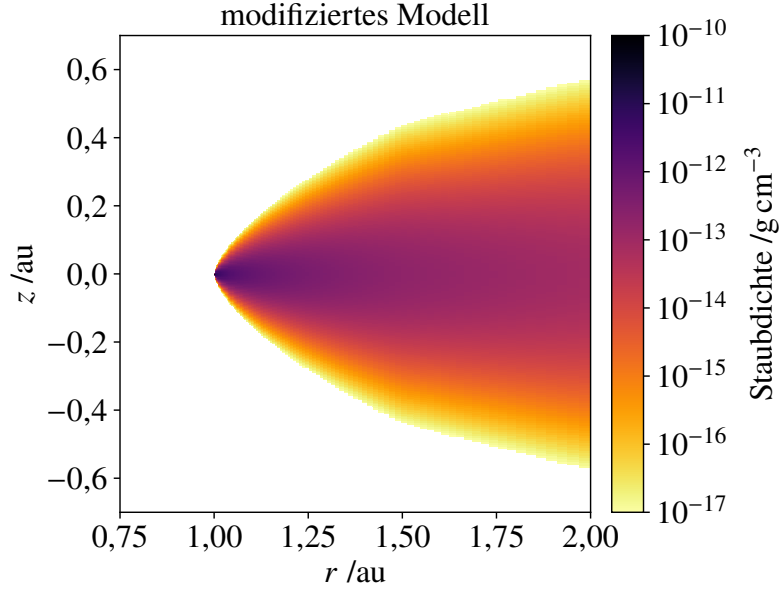


Abb. A.3: Vertikaler Schnitt durch die Dichteverteilung des Modells mit $R_{\text{in}} = 1$ au und modifiziertem Innenrand. Die Parameter des modifizierten Innenrandes sind $R_{\varepsilon} = 1.5R_{\text{in}}$ und $\varepsilon = 0.7$ (siehe Anhang A.4 für Details).

Es ist zu beachten, dass dies nur für hohe optische Tiefen, das heißt $\frac{\tau}{s} \gg 1$, gilt. Im Fall der in Abschnitt 5.2 diskutierten Modellscheibe ist die optische Tiefe bei allen Wellenlängen größer als 10^3 . Daher werden nur die oberen Staubschichten auf Zeitskalen der Lichtlaufzeit beeinflusst. Da der Beitrag dieser Schichten zu den Visibilitäten und Closure-Phasen vergleichsweise gering ist, können für die in Abschnitt 5.3 diskutierten Effekte stationäre Lösungen angenommen werden.

A.4 Modifizierter Innenrand

In Abschnitt 5.3.3 wurden Simulationen des in Abschnitt 5.2 beschriebenen Modells für zunehmende Innenradien aufgrund von Sublimation bei zunehmender stellarer Leuchtkraft vorgestellt. Um den Einfluss einer komplexeren Innenrandform auf die diskutierten Trends zu testen, wurden die Simulationen der geneigten Scheibe für ein Modell mit einem modifizierten Innenrand wiederholt. Analog zu Kapitel 3 wird die in Gleichung 3.4 beschriebene einfache Parametrisierung verschiedener abgerundeter Innenrandformen durch Modifikation der Skalenhöhe verwendet.

Im Folgenden werden die Parameter $R_{\varepsilon} = 1.5R_{\text{in}}$ und $\varepsilon = 0.7$ gewählt, was den zum Beispiel in Isella und Natta (2005) oder Davies et al. (2020) diskutierten Innenrandformen entspricht. Ein vertikaler Schnitt durch die resultierende Dichteverteilung des Modells mit $R_{\text{in}} = 1$ au ist in Abbildung A.3 zu sehen. Die entsprechenden Visibilitäten der Simulationen für den Zustand erhöhter Aktivität sowie die photometrischen Flüsse des V- und N-Bandes finden sich in Abbildung A.4. Die in

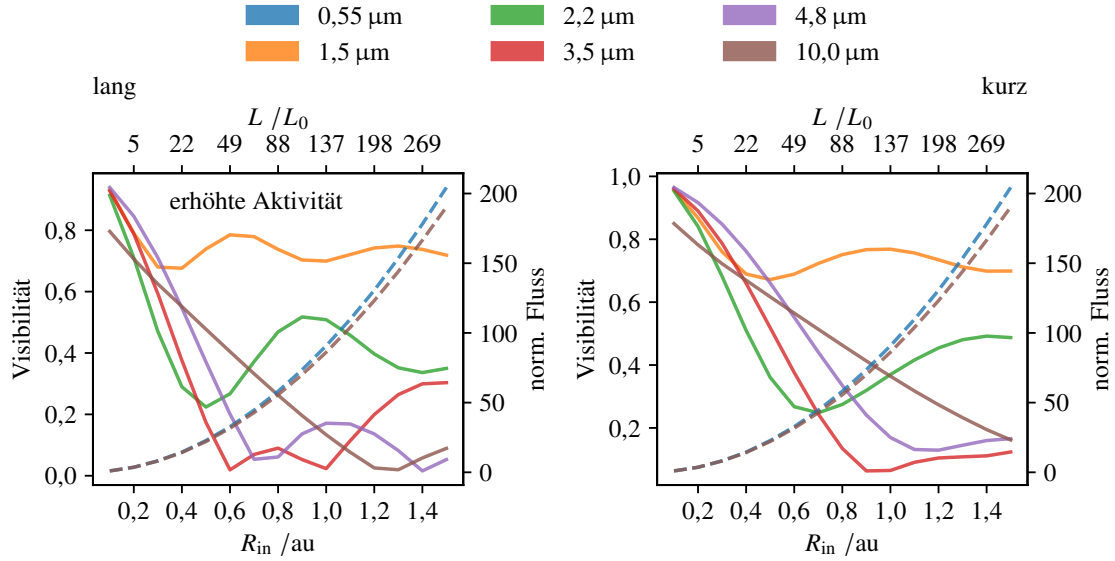


Abb. A.4: Visibilitäten des Modells mit modifiziertem Innenrand für den Zustand erhöhter Aktivität mit einer Scheibenneigung von 45° als Funktion der stellaren Leuchtkraft und des entsprechenden Sublimationsradius für das H -, K -, L -, M - und N -Band (durchgezogen; linke Achse) für Basislinienausrichtungen entlang der langen (links) und kurzen Halbachse (rechts) des Scheibenbildes. Zusätzlich sind die entsprechenden Flüsse des photometrischen V - und N -Bandes dargestellt (gestrichelt; rechte Achse). Die V - und N -Band-Flüsse sind auf das Referenzmodell mit $L = L_0$ normiert. Die stellare Leuchtkraft jedes Modells wird so erhöht, dass der Sublimationsradius dem gegebenen R_{in} entspricht (siehe Abschnitt 5.3.3 für Details).

Abbildung 5.8 in Abschnitt 5.3.3 identifizierten qualitativen Trends finden sich auch in dem hier modifizierten Modell wieder. Die Minima der Sichtbarkeiten verschieben sich jedoch zu kleineren Innenradien hin, da die helle Emission des Innenrandes nun über eine größere Fläche verteilt ist und bei kleineren Innenradien aufgelöst wird. Während die Größenordnung der Änderungen der Visibilitäten für die Basislinienausrichtung entlang der kleinen Halbachse denen für die Simulationen des Modells mit unverändertem Innenrand ähneln, sind alle Visibilitäten für die Basislinienausrichtung entlang der großen Hauptachse deutlich geringer. Der Grund hierfür ist der Fluss des Innenrandes, der nun über einen größeren Bereich der Helligkeitsverteilung ausgeschmiert ist und zum aufgelösten Teil der Helligkeitsverteilung beiträgt.

Die analog zu Abbildung 5.9 berechneten entsprechenden Closure-Phasen für das Modell mit modifiziertem Innenrand bei erhöhter Aktivität sind in Abbildung A.5 dargestellt. Auch hier sind die Minima und Maxima der Closure-Phasen zu kürzeren Innenradien verschoben. Die Vorzeichenwechsel der Closure-Phase im L - und M -Band entsprechen den jeweiligen Minima der Visibilitäten in Abbildung A.4. Diese Effekte lassen sich wieder auf die räumlich größere Helligkeitsstruktur des

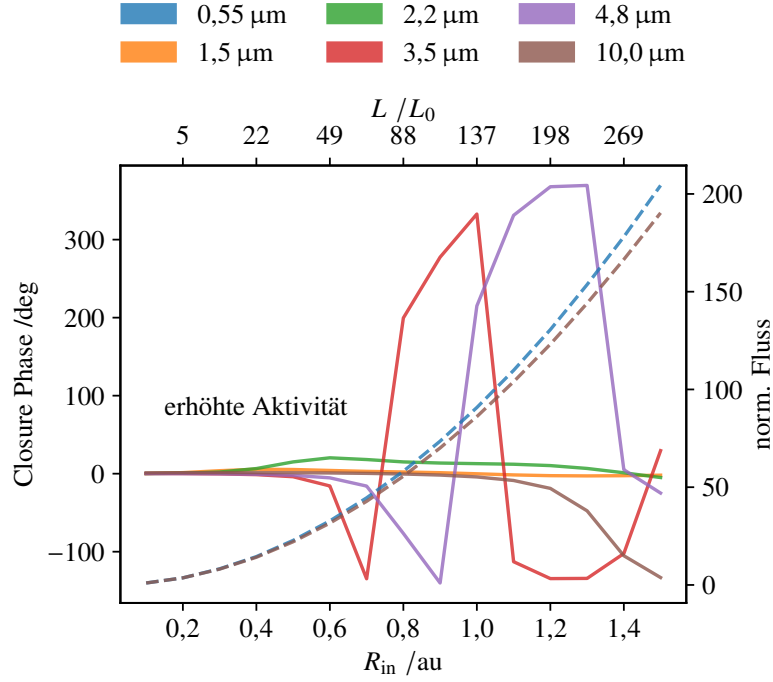


Abb. A.5: Closure-Phasen des Modells mit modifiziertem Innenrand für den Zustand erhöhter Aktivität mit einer Scheibenneigung von 45° als Funktion der stellaren Leuchtkraft und des entsprechenden Sublimationsradius für das H -, K -, L -, M - und N -Band (durchgezogen; linke Achse). Zusätzlich sind die entsprechenden Flüsse des photometrischen V - und N -Bandes dargestellt (gestrichelt; rechte Achse). Die V - und N -Band-Flüsse sind auf das Referenzmodell mit $L = L_0$ normiert. Die stellare Leuchtkraft jedes Modells wird so erhöht, dass der Sublimationsradius dem gegebenen R_{in} entspricht (siehe Abschnitt 5.3.3 für Details).

modifizierten Innenrandes zurückführen. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass eine Änderung der Geometrie des Innenrandes die in Abschnitt 5.3 festgestellten Trends nicht wesentlich verändert.

Literaturverzeichnis

- Acosta-Pulido, J. A., Kun, M., Ábrahám, P., et al. *The 2004-2006 Outburst and Environment of V1647 Ori*. *Astronomical Journal*, 133(5):2020–2036, Mai 2007. doi: 10.1086/512101.
- Adams, F. C., Lada, C. J. und Shu, F. H. *Spectral Evolution of Young Stellar Objects*. *Astrophysical Journal*, 312:788, Januar 1987. doi: 10.1086/164924.
- ALMA Partnership, Brogan, C. L., Pérez, L. M., et al. *The 2014 ALMA Long Baseline Campaign: First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region*. *Astrophysical Journal Letters*, 808(1):L3, Juli 2015. doi: 10.1088/2041-8205/808/1/L3.
- Andre, P., Ward-Thompson, D. und Barsony, M. From Prestellar Cores to Protostars: the Initial Conditions of Star Formation. In Mannings, V., Boss, A. P. und Russell, S. S., Hrsg., *Protostars and Planets IV*, Seite 59, Mai 2000. doi: 10.48550/arXiv.astro-ph/9903284.
- Andre, P. *Spectral Classification of Embedded Stars*, Seiten 1549–1553. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2011. ISBN 978-3-642-11274-4. doi: 10.1007/978-3-642-11274-4_504. URL https://doi.org/10.1007/978-3-642-11274-4_504.
- Andre, P. und Montmerle, T. *From T Tauri Stars to Protostars: Circumstellar Material and Young Stellar Objects in the rho Ophiuchi Cloud*. *Astrophysical Journal*, 420:837, Januar 1994. doi: 10.1086/173608.
- Andre, P., Ward-Thompson, D. und Barsony, M. *Submillimeter Continuum Observations of rho Ophiuchi A: The Candidate Protostar VLA 1623 and Prestellar Clumps*. *Astrophysical Journal*, 406:122, März 1993. doi: 10.1086/172425.
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C. und Dullemond, C. P. *Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. II. Extension to Fainter Sources*. *Astrophysical Journal*, 723(2):1241–1254, November 2010. doi: 10.1088/0004-637X/723/2/1241.
- Bachiller, R. *Bipolar Molecular Outflows from Young Stars and Protostars*. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 34:111–154, Januar 1996. doi: 10.1146/annurev.astro.34.1.111.
- Beckwith, S. V. W. und Sargent, A. I. The Occurrence and Properties of Disks around Young Stars. In Levy, E. H. und Lunine, J. I., Hrsg., *Protostars and Planets III*, Seite 521, Januar 1993.
- Bensberg, A. und Wolf, S. *Time-dependent Monte Carlo continuum radiative transfer*. *Astronomy and Astrophysics*, 668:A120, Dezember 2022. doi: 10.1051/0004-6361/202142970.
- Bensberg, A., Kobus, J. und Wolf, S. *The potential of VLTI observations for the study of circumstellar disk variability*. *Astronomy and Astrophysics*, 677:A126, September 2023. doi: 10.1051/0004-6361/202347009.

- Berio, P., Stee, P., Vakili, F., et al. *Interferometric insight into gamma Cassiopeiae long-term variability*. *Astronomy and Astrophysics*, 345:203–210, Mai 1999.
- Bjorkman, J. E. und Wood, K. *Radiative Equilibrium and Temperature Correction in Monte Carlo Radiation Transfer*. *Astrophysical Journal*, 554(1):615–623, Jun 2001. doi: 10.1086/321336.
- Bohren, C. F. und Huffman, D. R. *Absorption and scattering of light by small particles*. 1983.
- Bontemps, S., Andre, P., Terebey, S. und Cabrit, S. *Evolution of outflow activity around low-mass embedded young stellar objects*. *Astronomy and Astrophysics*, 311:858–872, Juli 1996.
- Born, M. und Wolf, E. *Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 1965.
- Bouvier, J., Cabrit, S., Fernandez, M., Martin, E. L. und Matthews, J. M. *COYOTES I: the photometric variability and rotational evolution of T Tauri stars*. *Astronomy and Astrophysics*, 272:176–206, Mai 1993.
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Boutelier, T., et al. *Magnetospheric accretion-ejection processes in the classical T Tauri star AA Tauri*. *Astronomy and Astrophysics*, 463(3):1017–1028, März 2007a. doi: 10.1051/0004-6361:20066021.
- Bouvier, J., Alencar, S. H. P., Harries, T. J., Johns-Krull, C. M. und Romanova, M. M. *Magnetospheric Accretion in Classical T Tauri Stars*. In Reipurth, B., Jewitt, D. und Keil, K., Hrsg., *Protostars and Planets V*, Seite 479, Januar 2007b. doi: 10.48550/arXiv.astro-ph/0603498.
- Bozhinova, I., Scholz, A., Costigan, G., et al. *The disappearing act: a dusty wind eclipsing RW Aur*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 463(4): 4459–4468, Dezember 2016. doi: 10.1093/mnras/stw2327.
- Brauer, R., Wolf, S. und Reissl, S. *On the origins of polarization holes in Bok globules*. *Astronomy and Astrophysics*, 588:A129, April 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201527546.
- Brauer, R., Pantin, E., Di Folco, E., et al. *GG Tauri A: dark shadows on the ringworld*. *Astronomy and Astrophysics*, 628:A88, August 2019. doi: 10.1051/0004-6361/201935966.
- Briceño, C., Vivas, A. K., Hernández, J., et al. *MCNeil’s Nebula in Orion: The Outburst History*. *Astrophysical Journal Letters*, 606(2):L123–L126, Mai 2004. doi: 10.1086/421395.
- Brunngräber, R. und Wolf, S. *Self-scattering in protoplanetary disks with dust settling*. *Astronomy and Astrophysics*, 640:A122, August 2020. doi: 10.1051/0004-6361/202037981.
- Brunngräber, R., Wolf, S., Ratzka, T. und Ober, F. *DR Tauri: Temporal variability of the brightness distribution in the potential planet-forming region*. *Astronomy and Astrophysics*, 585:A100, Januar 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201526691.
- Brunngräber, R. und Wolf, S. *Constraints on observing brightness asymmetries in protoplanetary disks at solar system scale*. *Astronomy and Astrophysics*, 611:A90, April 2018. doi: 10.1051/0004-6361/201731907.

- Carciofi, A. C. The circumstellar discs of Be stars. In Neiner, C., Wade, G., Meynet, G. und Peters, G., Hrsg., *Active OB Stars: Structure, Evolution, Mass Loss, and Critical Limits*, volume 272, Seiten 325–336, Juli 2011. doi: 10.1017/S1743921311010738.
- Carpenter, J. M., Hillenbrand, L. A. und Skrutskie, M. F. *Near-Infrared Photometric Variability of Stars toward the Orion A Molecular Cloud*. *Astronomical Journal*, 121(6):3160–3190, Juni 2001. doi: 10.1086/321086.
- Chandrasekhar, S. *Radiative transfer*. 1960.
- Chen, H., Myers, P. C., Ladd, E. F. und Wood, D. O. S. *Bolometric Temperature and Young Stars in the Taurus and Ophiuchus Complexes*. *Astrophysical Journal*, 445:377, Mai 1995. doi: 10.1086/175703.
- Chen, H., Grenfell, T. G., Myers, P. C. und Hughes, J. D. *Comparison of Star Formation in Five Nearby Molecular Clouds*. *Astrophysical Journal*, 478(1):295–312, März 1997. doi: 10.1086/303769.
- Chen, L., Kóspál, Á., Ábrahám, P., et al. *A study of dust properties in the inner sub-au region of the Herbig Ae star HD 169142 with VLT/PIONIER*. *Astronomy and Astrophysics*, 609:A45, Januar 2018. doi: 10.1051/0004-6361/201731627.
- Chen, L., Moór, A., Kreplin, A., et al. *Variable Warm Dust around the Herbig Ae Star HD 169142: Birth of a Ring?* *Astrophysical Journal Letters*, 887(2):L32, Dezember 2019. doi: 10.3847/2041-8213/ab59dd.
- Cody, A. M. und Hillenbrand, L. A. *Precision Photometric Monitoring of Very Low Mass σ Orionis Cluster Members: Variability and Rotation at a Few Myr*. *Astrophysical Journal Suppl.*, 191(2):389–422, Dezember 2010. doi: 10.1088/0067-0049/191/2/389.
- Cody, A. M., Stauffer, J., Baglin, A., et al. *CSI 2264: Simultaneous Optical and Infrared Light Curves of Young Disk-bearing Stars in NGC 2264 with CoRoT and Spitzer—Evidence for Multiple Origins of Variability*. *Astronomical Journal*, 147(4):82, April 2014. doi: 10.1088/0004-6256/147/4/82.
- Cody, A. M., Hillenbrand, L. A., David, T. J., et al. *A Continuum of Accretion Burst Behavior in Young Stars Observed by K2*. *Astrophysical Journal*, 836(1):41, Februar 2017. doi: 10.3847/1538-4357/836/1/41.
- Cody, A. M., Hillenbrand, L. A. und Rebull, L. M. *The Many-faceted Light Curves of Young Disk-bearing Stars in Taurus as Seen by K2*. *Astronomical Journal*, 163(5):212, Mai 2022. doi: 10.3847/1538-3881/ac5b73.
- Cuello, N., Louvet, F., Mentiplay, D., et al. *Flybys in protoplanetary discs - II. Observational signatures*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 491(1):504–514, Januar 2020. doi: 10.1093/mnras/stz2938.
- Davies, C. L., Kraus, S., Harries, T. J., et al. *The Inner Disk of RY Tau: Evidence of Stellar Occultation by the Disk Atmosphere at the Sublimation Rim from K-band Continuum Interferometry*. *Astrophysical Journal*, 897(1):31, Juli 2020. doi: 10.3847/1538-4357/ab93c1.
- de Winter, D. und van den Ancker, M. E. *The peculiar B[e] star HD 45677. II. Photometric behaviour and spectroscopic properties*. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 121:275–299, Februar 1997. doi: 10.1051/aas:1997320.

- Domiciano de Souza, A., Driebe, T., Chesneau, O., et al. *AMBER/VLTI and MIDI/VLTI spectro-interferometric observations of the B[e] supergiant <ASTROBJ>CPD-57°2874</ASTROBJ>. Size and geometry of the circumstellar envelope in the near- and mid-IR.* *Astronomy and Astrophysics*, 464(1):81–86, März 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20054134.
- Draine, B. T. und Lee, H. M. *Optical Properties of Interstellar Graphite and Silicate Grains.* *Astrophysical Journal*, 285:89, Oktober 1984. doi: 10.1086/162480.
- Draine, B. T. und Li, A. *Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains.* *Astrophysical Journal*, 551(2):807–824, April 2001. doi: 10.1086/320227.
- Draine, B. T. und Malhotra, S. *On Graphite and the 2175 Angstrom Extinction Profile.* *Astrophysical Journal*, 414:632, September 1993. doi: 10.1086/173109.
- Duchene, G., Menard, F., Stapelfeldt, K., et al. *JWST imaging of edge-on protoplanetary disks. I. Fully vertically mixed 10 μ m grains in the outer regions of a 1000 au disk.* arXiv e-prints, art. arXiv:2309.07040, September 2023. doi: 10.48550/arXiv.2309.07040.
- Dullemond, C. P., Juhasz, A., Pohl, A., et al. RADMC-3D: A multi-purpose radiative transfer tool, Februar 2012.
- Eisenhauer, F., Monnier, J. D. und Pfuhl, O. *Advances in Optical / Infrared Interferometry.* arXiv e-prints, art. arXiv:2303.00453, März 2023. doi: 10.48550/arXiv.2303.00453.
- Fischer, W. J., Hillenbrand, L. A., Herczeg, G. J., et al. *Accretion Variability as a Guide to Stellar Mass Assembly.* arXiv e-prints, art. arXiv:2203.11257, März 2022. doi: 10.48550/arXiv.2203.11257.
- Flock, M., Fromang, S., Turner, N. J. und Benisty, M. *Radiation Hydrodynamics Models of the Inner Rim in Protoplanetary Disks.* *Astrophysical Journal*, 827(2): 144, August 2016. doi: 10.3847/0004-637X/827/2/144.
- G.Hüdepohl (atacamaphoto.com)/ESO. Aerial sunset over Paranal, 2015. URL <https://www.eso.org/public/images/potw1535a/>. [Online; Zugriff 12. September 2023].
- Giannini, T., Munari, U., Antonucci, S., et al. *The 2016-2017 peak luminosity of the pre-main sequence variable V2492 Cygni.* *Astronomy and Astrophysics*, 611: A54, März 2018. doi: 10.1051/0004-6361/201731611.
- Glindemann, A., Abuter, R., Carbognani, F., et al. The VLT Interferometer: a unique instrument for high-resolution astronomy. In Léna, P. und Quirrenbach, A., Hrsg., *Interferometry in Optical Astronomy*, volume 4006 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Seiten 2–12, Juli 2000. doi: 10.1117/12.390163.
- Goodwin, S. P., Kroupa, P., Goodman, A. und Burkert, A. The Fragmentation of Cores and the Initial Binary Population. In Reipurth, B., Jewitt, D. und Keil, K., Hrsg., *Protostars and Planets V*, Seite 133, Januar 2007. doi: 10.48550/arXiv.astro-ph/0603233.
- GRAVITY Collaboration, Abuter, R., Accardo, M., et al. *First light for GRAVITY: Phase referencing optical interferometry for the Very Large Telescope*

- pe Interferometer*. *Astronomy and Astrophysics*, 602:A94, Juni 2017. doi: 10.1051/0004-6361/201730838.
- GRAVITY Collaboration, Perraut, K., Labadie, L., et al. *The GRAVITY Young Stellar Object survey. I. Probing the disks of Herbig Ae/Be stars in terrestrial orbits*. *Astronomy and Astrophysics*, 632:A53, Dezember 2019. doi: 10.1051/0004-6361/201936403.
- Gravity+ Collaboration, Abuter, R., Alarcon, P., et al. *The GRAVITY+ Project: Towards All-sky, Faint-Science, High-Contrast Near-Infrared Interferometry at the VLTI*. *The Messenger*, 189:17–22, Dezember 2022. doi: 10.18727/0722-6691/5285.
- Greene, T. P., Wilking, B. A., Andre, P., Young, E. T. und Lada, C. J. *Further Mid-Infrared Study of the rho Ophiuchi Cloud Young Stellar Population: Luminosities and Masses of Pre-Main-Sequence Stars*. *Astrophysical Journal*, 434:614, Oktober 1994. doi: 10.1086/174763.
- Guhathakurta, P. und Draine, B. T. *Temperature Fluctuations in the Interstellar Grains. I. Computational Method and Sublimation of Small Grains*. *Astrophysical Journal*, 345:230, Oct 1989. doi: 10.1086/167899.
- Harries, T. J. *Synthetic line profiles of rotationally distorted hot-star winds*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 315(4):722–734, Juli 2000. doi: 10.1046/j.1365-8711.2000.03505.x.
- Harries, T. J. *An algorithm for Monte Carlo time-dependent radiation transfer*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 416(2):1500–1508, Sep 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19147.x.
- Hartmann, L. und Kenyon, S. J. *The FU Orionis Phenomenon*. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 34:207–240, Januar 1996. doi: 10.1146/annurev.astro.34.1.207.
- Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E. und D’Alessio, P. *Accretion and the Evolution of T Tauri Disks*. *Astrophysical Journal*, 495(1):385–400, März 1998. doi: 10.1086/305277.
- Hartmann, L., Herczeg, G. und Calvet, N. *Accretion onto Pre-Main-Sequence Stars*. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 54:135–180, September 2016. doi: 10.1146/annurev-astro-081915-023347.
- Herbig, G. H. *The spectra of variable stars of the RW Aurigae type*. *IAU Transactions*, 8:805–808, Januar 1954.
- Herbig, G. H. *FU Orionis eruptions*. In *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, volume 33 of *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Seiten 233–246, September 1989.
- Herbst, W., Herbst, D. K., Grossman, E. J. und Weinstein, D. *Catalogue of UBVRI Photometry of T Tauri Stars and Analysis of the Causes of Their Variability*. *Astronomical Journal*, 108:1906, November 1994. doi: 10.1086/117204.
- Herbst, W. *T Tauri variables*. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 98:1088–1094, November 1986. doi: 10.1086/131878.
- Hildebrand, R. H. *The determination of cloud masses and dust characteristics from submillimetre thermal emission*. *Quarterly Journal of the RAS*, 24:267–282, September 1983.

- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J. und Keene, J. *Herbig Ae/Be Stars: Intermediate-Mass Stars Surrounded by Massive Circumstellar Accretion Disks*. Astrophysical Journal, 397:613, Oktober 1992. doi: 10.1086/171819.
- Hillenbrand, L. A., Miller, A. A., Covey, K. R., et al. *Highly Variable Extinction and Accretion in the Jet-driving Class I-type Young Star PTF 10nvg (V2492 Cyg, IRAS 20496+4354)*. Astronomical Journal, 145(3):59, März 2013. doi: 10.1088/0004-6256/145/3/59.
- Hofmann, K. H., Bensberg, A., Schertl, D., et al. *VLT/MATISSE L- and N-band aperture-synthesis imaging of the unclassified B[e] star FS Canis Majoris*. Astronomy and Astrophysics, 658:A81, Februar 2022. doi: 10.1051/0004-6361/202141601.
- Isella, A. und Natta, A. *The shape of the inner rim in proto-planetary disks*. Astronomy and Astrophysics, 438(3):899–907, August 2005. doi: 10.1051/0004-6361:20052773.
- Johnstone, D., Hendricks, B., Herczeg, G. J. und Bruderer, S. *Continuum Variability of Deeply Embedded Protostars as a Probe of Envelope Structure*. Astrophysical Journal, 765(2):133, März 2013. doi: 10.1088/0004-637X/765/2/133.
- Joy, A. H. *T Tauri Variable Stars*. Astrophysical Journal, 102:168, September 1945. doi: 10.1086/144749.
- Kenyon, S. J. und Hartmann, L. *Pre-Main-Sequence Evolution in the Taurus-Auriga Molecular Cloud*. Astrophysical Journal Suppl., 101:117, November 1995. doi: 10.1086/192235.
- Kluska, J., Malbet, F., Berger, J. P., et al. *SPARCO : a semi-parametric approach for image reconstruction of chromatic objects. Application to young stellar objects*. Astronomy and Astrophysics, 564:A80, April 2014. doi: 10.1051/0004-6361/201322926.
- Kluska, J., Benisty, M., Soulez, F., et al. *A disk asymmetry in motion around the B[e] star MWC158*. Astronomy and Astrophysics, 591:A82, Juni 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201527924.
- Kluska, J., Berger, J. P., Malbet, F., et al. *A family portrait of disk inner rims around Herbig Ae/Be stars. Hunting for warps, rings, self shadowing, and misalignments in the inner astronomical units*. Astronomy and Astrophysics, 636:A116, April 2020. doi: 10.1051/0004-6361/201833774.
- Kobayashi, H., Kimura, H., Watanabe, S. i., Yamamoto, T. und Müller, S. *Sublimation temperature of circumstellar dust particles and its importance for dust ring formation*. Earth, Planets and Space, 63(10):1067–1075, Oktober 2011. doi: 10.5047/eps.2011.03.012.
- Kobus, J., Wolf, S., Ratzka, T. und Brunngräber, R. *Interferometric study on the temporal variability of the brightness distributions of protoplanetary disks*. Astronomy and Astrophysics, 642:A104, Oktober 2020. doi: 10.1051/0004-6361/202038013.
- Koehler, B., At Assembly und Commissioning Team. *VLT/MATISSE First Fringes with Two Auxiliary Telescopes at Paranal*. The Messenger, 120:5–6, Juni 2005.

- Koerner, D. W. *Analogs of the Early Solar System*. Origins of Life and Evolution of the Biosphere, 27:157–184, Januar 1997. doi: 10.1023/A:1006526331314.
- Kraus, S., Monnier, J. D., Che, X., et al. *Gas Distribution, Kinematics, and Excitation Structure in the Disks around the Classical Be Stars β Canis Minoris and ζ Tauri*. Astrophysical Journal, 744(1):19, Januar 2012. doi: 10.1088/0004-637X/744/1/19.
- Kreplin, A., Madlener, D., Chen, L., et al. *Resolving the inner disk of UX Ori-*
onis. Astronomy and Astrophysics, 590:A96, Mai 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201628281.
- Krieger, A. und Wolf, S. *Unbiased Monte Carlo continuum radiative transfer in optically thick regions*. Astronomy and Astrophysics, 635:A148, März 2020. doi: 10.1051/0004-6361/201937355.
- Krügel, E. *An introduction to the physics of interstellar dust*. 2008.
- Labdon, A., Kraus, S., Davies, C. L., et al. *Viscous heating in the disk of the outbursting star FU Orionis*. Astronomy and Astrophysics, 646:A102, Februar 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202039370.
- Lada, C. J. Star formation: from OB associations to protostars. In Peimbert, M. und Jugaku, J., Hrsg., *Star Forming Regions*, volume 115, Seite 1, Januar 1987.
- Lamers, H. J. G. L. M. und Waters, L. B. F. M. *The infrared and radio spectrum of early-type stars with mass loss. I. The curve of growth method*. Astronomy and Astrophysics, 136:37–52, Juli 1984.
- Lamers, H. J. G. L. M., Zickgraf, F. J., de Winter, D., Houziaux, L. und Zorec, J. A Revised Classification Scheme for B[e] Stars. In Hubert, A. M. und Jaschek, C., Hrsg., *B[e] stars*, volume 233 of *Astrophysics and Space Science Library*, Seite 277, Januar 1998. doi: 10.1007/978-94-015-9014-3_38.
- Laor, A. und Draine, B. T. *Spectroscopic Constraints on the Properties of Dust in Active Galactic Nuclei*. Astrophysical Journal, 402:441, Januar 1993. doi: 10.1086/172149.
- Larson, R. B. *Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 145:271, Januar 1969. doi: 10.1093/mnras/145.3.271.
- Laws, A. S. E., Harries, T. J., Setterholm, B. R., et al. *Irregular Dust Features around Intermediate-mass Young Stars with GPI: Signs of Youth or Misaligned Disks?* Astrophysical Journal, 888(1):7, Januar 2020. doi: 10.3847/1538-4357/ab59e2.
- Lazareff, B., Berger, J. P., Kluska, J., et al. *Structure of Herbig AeBe disks at the milliarcsecond scale . A statistical survey in the H band using PIONIER-VLTI*. Astronomy and Astrophysics, 599:A85, März 2017. doi: 10.1051/0004-6361/201629305.
- Le Bouquin, J. B., Berger, J. P., Lazareff, B., et al. *PIONIER: a 4-telescope visitor instrument at VLTI*. Astronomy and Astrophysics, 535:A67, November 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201117586.
- Lee, U., Osaki, Y. und Saio, H. *Viscous excretion discs around Be stars*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 250:432–437, Mai 1991. doi: 10.1093/mnras/250.2.432.

- Li, Z. Y., Banerjee, R., Pudritz, R. E., et al. The Earliest Stages of Star and Planet Formation: Core Collapse, and the Formation of Disks and Outflows. In Beuther, H., Klessen, R. S., Dullemond, C. P. und Henning, T., Hrsg., *Protostars and Planets VI*, Seiten 173–194, Januar 2014. doi: 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch008.
- Lietzow, M., Wolf, S. und Brunngräber, R. *Three-dimensional continuum radiative transfer of polarized radiation in exoplanetary atmospheres*. Astronomy and Astrophysics, 645:A146, Januar 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202038932.
- Lopez, B., Lagarde, S., Petrov, R. G., et al. *MATISSE, the VLTI mid-infrared imaging spectro-interferometer*. Astronomy and Astrophysics, 659:A192, März 2022. doi: 10.1051/0004-6361/202141785.
- Lucy, L. B. *Computing radiative equilibria with Monte Carlo techniques*. Astronomy and Astrophysics, 344:282–288, Apr 1999.
- Lykou, F., Ábrahám, P., Chen, L., et al. *The disk of FU Orionis viewed with MATISSE/VLTI. First interferometric observations in L and M bands*. Astronomy and Astrophysics, 663:A86, Juli 2022. doi: 10.1051/0004-6361/202142788.
- Lynden-Bell, D. und Pringle, J. E. *The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 168: 603–637, September 1974. doi: 10.1093/mnras/168.3.603.
- Mathis, J. S., Rumpl, W. und Nordsieck, K. H. *The size distribution of interstellar grains*. The Astrophysical Journal, 217:425–433, Oktober 1977. doi: 10.1086/155591.
- McCaughrean, M. J., Stapelfeldt, K. R. und Close, L. M. High-Resolution Optical and Near-Infrared Imaging of Young Circumstellar Disks. In Mannings, V., Boss, A. P. und Russell, S. S., Hrsg., *Protostars and Planets IV*, Seite 485, Mai 2000.
- McCaughrean, M. J. und O’Dell, C. R. *Direct Imaging of Circumstellar Disks in the Orion Nebula*. Astronomical Journal, 111:1977, Mai 1996. doi: 10.1086/117934.
- McClure, M. K., D’Alessio, P., Calvet, N., et al. *Curved Walls: Grain Growth, Settling, and Composition Patterns in T Tauri Disk Dust Sublimation Fronts*. Astrophysical Journal, 775(2):114, Oktober 2013. doi: 10.1088/0004-637X/775/2/114.
- Meilland, A., Stee, P., Chesneau, O. und Jones, C. *VLTI/MIDI observations of 7 classical Be stars*. Astronomy and Astrophysics, 505(2):687–693, Oktober 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200911960.
- Mendoza, V. und Eugenio, E. *Infrared Photometry of T Tauri Stars and Related Objects*. Astrophysical Journal, 143:1010, März 1966. doi: 10.1086/148584.
- Menu, J., van Boekel, R., Henning, T., et al. *The structure of disks around intermediate-mass young stars from mid-infrared interferometry. Evidence for a population of group II disks with gaps*. Astronomy and Astrophysics, 581:A107, September 2015. doi: 10.1051/0004-6361/201525654.
- Meyer, M. R., Backman, D. E., Weinberger, A. J. und Wyatt, M. C. Evolution of Circumstellar Disks Around Normal Stars: Placing Our Solar System in Context. In Reipurth, B., Jewitt, D. und Keil, K., Hrsg., *Protostars and Planets V*, Seite 573, Januar 2007. doi: 10.48550/arXiv.astro-ph/0606399.

- Millour, F., Meilland, A., Chesneau, O., et al. *Imaging the spinning gas and dust in the disc around the supergiant A[e] star HD 62623*. Astronomy and Astrophysics, 526:A107, Februar 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201016193.
- Monnier, J. D., Berger, J. P., Millan-Gabet, R., et al. *Few Skewed Disks Found in First Closure-Phase Survey of Herbig Ae/Be Stars*. Astrophysical Journal, 647(1): 444–463, August 2006. doi: 10.1086/505340.
- Monnier, J. D. *Optical interferometry in astronomy*. Reports on Progress in Physics, 66(5):789–857, Mai 2003. doi: 10.1088/0034-4885/66/5/203.
- Morales-Calderón, M., Stauffer, J. R., Hillenbrand, L. A., et al. *Ysovar: The First Sensitive, Wide-area, Mid-infrared Photometric Monitoring of the Orion Nebula Cluster*. Astrophysical Journal, 733(1):50, Mai 2011. doi: 10.1088/0004-637X/733/1/50.
- Mourard, D., Bosc, I., Labeyrie, A., Koechlin, L. und Saha, S. *The rotating envelope of the hot star gamma Cassiopeiae resolved by optical interferometry*. nature, 342 (6249):520–522, November 1989. doi: 10.1038/342520a0.
- Natta, A., Grinin, V. und Mannings, V. Properties and Evolution of Disks around Pre-Main-Sequence Stars of Intermediate Mass. In Mannings, V., Boss, A. P. und Russell, S. S., Hrsg., *Protostars and Planets IV*, Seiten 559–588, Mai 2000.
- Ninan, J. P., Ojha, D. K., Bhatt, B. C., et al. *Reappearance of McNeil’s Nebula (V1647 Orionis) and its Outburst Environment*. Astrophysical Journal, 778(2):116, Dezember 2013. doi: 10.1088/0004-637X/778/2/116.
- Ober, F., Wolf, S., Uribe, A. L. und Klahr, H. H. *Tracing planet-induced structures in circumstellar disks using molecular lines*. Astronomy and Astrophysics, 579: A105, Jul 2015. doi: 10.1051/0004-6361/201526117.
- Park, W., Lee, J.-E., Contreras Peña, C., et al. *Quantifying Variability of Young Stellar Objects in the Mid-infrared Over 6 Years with the Near-Earth Object Wide-field Infrared Survey Explorer*. Astrophysical Journal, 920(2):132, Oktober 2021. doi: 10.3847/1538-4357/ac1745.
- Pellegrini, E. W., Reissl, S., Rahner, D., et al. *WARPFIELD population synthesis: the physics of (extra-)Galactic star formation and feedback-driven cloud structure and emission from sub-to-kpc scales*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 498(3):3193–3214, November 2020. doi: 10.1093/mnras/staa2555.
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G. und Bastien, P. *Monte Carlo radiative transfer in protoplanetary disks*. Astronomy and Astrophysics, 459(3):797–804, Dec 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20053275.
- Pinte, C., Padgett, D. L., Ménard, F., et al. *Probing dust grain evolution in IM Lupi’s circumstellar disc. Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc*. Astronomy and Astrophysics, 489(2):633–650, Oktober 2008. doi: 10.1051/0004-6361:200810121.
- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., et al. *Composition and Radiative Properties of Grains in Molecular Clouds and Accretion Disks*. Astrophysical Journal, 421:615, Februar 1994. doi: 10.1086/173677.

- Poppenhaeger, K., Cody, A. M., Covey, K. R., et al. *YSOVAR: Mid-infrared Variability of Young Stellar Objects and Their Disks in the Cluster IRAS 20050+2720*. *Astronomical Journal*, 150(4):118, Oktober 2015. doi: 10.1088/0004-6256/150/4/118.
- Pouilly, K., Bouvier, J., Alecian, E., et al. *Beyond the dips of V807 Tau, a spectropolarimetric study of a dipper's magnetosphere*. *Astronomy and Astrophysics*, 656: A50, Dezember 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202140850.
- Quirrenbach, A., Hummel, C. A., Buscher, D. F., et al. *The Asymmetric Envelope of gamma Cassiopeiae Observed with the MK III Optical Interferometer*. *Astrophysical Journal Letters*, 416:L25, Oktober 1993. doi: 10.1086/187062.
- Quirrenbach, A., Bjorkman, K. S., Bjorkman, J. E., et al. *Constraints on the Geometry of Circumstellar Envelopes: Optical Interferometric and Spectropolarimetric Observations of Seven Be Stars*. *Astrophysical Journal*, 479(1):477–496, April 1997. doi: 10.1086/303854.
- Ratzka, T., Schegerer, A. A., Leinert, C., et al. *Spatially resolved mid-infrared observations of the triple system T Tauri*. *Astronomy and Astrophysics*, 502(2): 623–646, August 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200811390.
- Rebull, L. M., Cody, A. M., Covey, K. R., et al. *Young Stellar Object VARIability (YSOVAR): Long Timescale Variations in the Mid-infrared*. *Astronomical Journal*, 148(5):92, November 2014. doi: 10.1088/0004-6256/148/5/92.
- Rebull, L. M., Stauffer, J. R., Cody, A. M., et al. *YSOVAR: Mid-infrared Variability in NGC 1333*. *Astronomical Journal*, 150(6):175, Dezember 2015. doi: 10.1088/0004-6256/150/6/175.
- Reissl, S., Wolf, S. und Brauer, R. *Radiative transfer with POLARIS. I. Analysis of magnetic fields through synthetic dust continuum polarization measurements*. *Astronomy & Astrophysics*, 593:A87, September 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201424930.
- Reissl, S., Stil, J. M., Chen, E., et al. *Synthetic observations of spiral arm tracers of a simulated Milky Way analog*. *Astronomy and Astrophysics*, 642:A201, Oktober 2020. doi: 10.1051/0004-6361/202037690.
- Rice, T. S., Reipurth, B., Wolk, S. J., Vaz, L. P. und Cross, N. J. G. *Near-infrared Variability in the Orion Nebula Cluster*. *Astronomical Journal*, 150(4):132, Oktober 2015. doi: 10.1088/0004-6256/150/4/132.
- Rivinius, T., Carciofi, A. C. und Martayan, C. *Classical Be stars. Rapidly rotating B stars with viscous Keplerian decretion disks*. *Astronomy and Astrophysics Reviews*, 21:69, Oktober 2013. doi: 10.1007/s00159-013-0069-0.
- Sauter, J., Wolf, S., Launhardt, R., et al. *The circumstellar disc in the Bok globule CB 26. Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc and envelope*. *Astronomy and Astrophysics*, 505(3):1167–1182, Oktober 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200912397.
- Schegerer, A. A., Wolf, S., Hummel, C. A., Quanz, S. P. und Richichi, A. *Tracing the potential planet-forming regions around seven pre-main-sequence stars*. *Astronomy and Astrophysics*, 502(1):367–383, Juli 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200810782.
- Shakura, N. I. und Sunyaev, R. A. *Black holes in binary systems. Observational appearance*. *Astronomy and Astrophysics*, 24:337–355, 1973.

- Shulman, S. G. und Grinin, V. P. *UX Ori stars eclipses by large-scale disc perturbations*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 512(2):3098–3112, Mai 2022. doi: 10.1093/mnras/stac667.
- Sicilia-Aguilar, A., Kóspál, Á., Setiawan, J., et al. *Optical spectroscopy of EX Lupi during quiescence and outburst. Infall, wind, and dynamics in the accretion flow*. Astronomy and Astrophysics, 544:A93, August 2012. doi: 10.1051/0004-6361/201118555.
- Sicilia-Aguilar, A., Fang, M., Roccatagliata, V., et al. *Accretion dynamics of EX Lupi in quiescence. The star, the spot, and the accretion column*. Astronomy and Astrophysics, 580:A82, August 2015. doi: 10.1051/0004-6361/201525970.
- Stauffer, J., Cody, A. M., Baglin, A., et al. *CSI 2264: Characterizing Accretion-burst Dominated Light Curves for Young Stars in NGC 2264*. Astronomical Journal, 147(4):83, April 2014. doi: 10.1088/0004-6256/147/4/83.
- Stauffer, J., Cody, A. M., Rebull, L., et al. *CSI 2264: Characterizing Young Stars in NGC 2264 with Stochastically Varying Light Curves*. Astronomical Journal, 151(3):60, März 2016. doi: 10.3847/0004-6256/151/3/60.
- Stee, P., de Araujo, F. X., Vakili, F., et al. *γ Cassiopeiae revisited by spectrally resolved interferometry*. Astronomy and Astrophysics, 300:219, August 1995.
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S. und Skrutskie, M. F. *Circumstellar Material Associated with Solar-Type Pre-Main-Sequence Stars: A Possible Constraint on the Timescale for Planet Building*. Astronomical Journal, 97:1451, Mai 1989. doi: 10.1086/115085.
- Thom, C., Granes, P. und Vakili, F. *Optical interferometric measurements of gamma Cassiopeiae's envelope in the H-alpha line*. Astronomy and Astrophysics, 165: L13–L15, September 1986.
- Touhami, Y., Gies, D. R. und Schaefer, G. H. *The Infrared Continuum Sizes of Be Star Disks*. Astrophysical Journal, 729(1):17, März 2011. doi: 10.1088/0004-637X/729/1/17.
- Tycner, C., Gilbreath, G. C., Zavala, R. T., et al. *Constraining Disk Parameters of Be Stars using Narrowband H α Interferometry with the Navy Prototype Optical Interferometer*. Astronomical Journal, 131(5):2710–2721, Juni 2006. doi: 10.1086/502679.
- Vieira, R. G., Carciofi, A. C. und Bjorkman, J. E. *The pseudo-photosphere model for the continuum emission of gaseous discs*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 454(2):2107–2119, Dezember 2015. doi: 10.1093/mnras/stv2074.
- Vieira, R. G., Carciofi, A. C. und Bjorkman, J. E. Non-Isothermal effects on Be Disks. In Sigut, T. A. A. und Jones, C. E., Hrsg., *Bright Emissaries: Be Stars as Messengers of Star-Disk Physics*, volume 506 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Seite 135, November 2016. doi: 10.48550/arXiv.1604.03775.
- Vioque, M., Oudmaijer, R. D., Baines, D., Mendigutía, I. und Pérez-Martínez, R. *Gaia DR2 study of Herbig Ae/Be stars*. Astronomy and Astrophysics, 620:A128, Dezember 2018. doi: 10.1051/0004-6361/201832870.

- Vioque, M., Oudmaijer, R. D., Schreiner, M., et al. *Catalogue of new Herbig Ae/Be and classical Be stars. A machine learning approach to Gaia DR2*. Astronomy and Astrophysics, 638:A21, Juni 2020. doi: 10.1051/0004-6361/202037731.
- Waters, L. B. F. M. *The density structure of discs around Be stars derived from IRAS observations*. Astronomy and Astrophysics, 162:121–139, Juli 1986.
- Waters, L. B. F. M. und Waelkens, C. *Herbig Ae/Be Stars*. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 36:233–266, Januar 1998. doi: 10.1146/annurev.astro.36.1.233.
- Weingartner, J. C. und Draine, B. T. *Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud*. Astrophysical Journal, 548(1):296–309, Februar 2001. doi: 10.1086/318651.
- Woitke, P., Kamp, I., Antonellini, S., et al. *Consistent Dust and Gas Models for Protoplanetary Disks. III. Models for Selected Objects from the FP7 DIANA Project*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 131(1000):064301, Juni 2019. doi: 10.1088/1538-3873/aaf4e5.
- Wolf, S. *Efficient Radiative Transfer in Dust Grain Mixtures*. Astrophysical Journal, 582(2):859–868, Januar 2003. doi: 10.1086/344710.
- Wolf, S., Henning, T. und Stecklum, B. *Multidimensional self-consistent radiative transfer simulations based on the Monte-Carlo method*. Astronomy and Astrophysics, 349:839–850, Sep 1999.
- Wolk, S. J., Günther, H. M., Poppenhaeger, K., et al. *YSOVAR: Mid-infrared Variability among YSOs in the Star Formation Region Serpens South*. Astronomical Journal, 155(2):99, Februar 2018. doi: 10.3847/1538-3881/aaa6c4.
- Wright, E. L. *The infrared echo of a supernova in a dust cloud*. Astrophysical Journal Letters, 242:L23, November 1980. doi: 10.1086/183393.
- Yusef-Zadeh, F., Morris, M. und White, R. L. *Bipolar reflection nebulae : Monte Carlo simulations*. Astrophysical Journal, 278:186–194, März 1984. doi: 10.1086/161780.
- Zickgraf, F. J. *Current Definition of B[e] Stars*. In Hubert, A. M. und Jaschek, C., Hrsg., *B[e] stars*, volume 233 of *Astrophysics and Space Science Library*, Seite 1, Januar 1998. doi: 10.1007/978-94-015-9014-3_1.
- Zielinski, N., Wolf, S. und Brunngräber, R. *Constraining the magnetic field properties of Bok globule B335 using SOFIA/HAWC+*. Astronomy and Astrophysics, 645: A125, Januar 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202039126.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt

- ... meinem Doktorvater Prof. Dr. Sebastian Wolf, für sein Vertrauen und die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen. Du hast stets das richtige Maß an Freiraum und Ansporn gefunden. Ich habe viel von dir gelernt.
- ... den Kollegen vom Max-Planck-Institut für Radioastronomie in Bonn, für die sehr gute Zusammenarbeit und die Möglichkeit an einem so spannenden Projekt mitwirken zu dürfen.
- ... meinen Korrekturleser Anton, Johannes, Julia, Kevin, Lukas, Moritz und Thomas, die dafür gesorgt haben, dass ich trotz Betriebsblindheit den Durchblick behalten habe.
- ... Angela Olias du Bosque, Brigitte Kuhr, Holger Boll, Tommy Breslein, Dr. Tobias Illenseer und Lars Weißflog, die den Betrieb in unserem Institut nicht nur im Hinblick auf Organisation und IT aufrecht erhalten haben.
- ... den aktiven und ehemaligen Mitgliedern der Astrophysik Kiel, den Astros, für ihre fachliche Expertise, aber auch für Kaffeerunden, Ausflüge, Kochduelle und viele andere Gelegenheiten. Ihr seid mehr als nur Kollegen.
- ... meiner Familie und all denen, die wissen, dass sie mit gemeint sind, auch ohne dass ich sie explizit aufführe.

Danke!

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass

1. die vorliegende Arbeit – abgesehen von der Beratung durch meinen Betreuer Prof. Dr. Sebastian Wolf und den angegebenen Hilfsmitteln – nach Inhalt und Form die eigene Arbeit ist;
2. die Arbeit weder ganz noch zum Teil im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen hat oder vorliegt;
3. Teile der Arbeit im Fachmagazin *Astronomy & Astrophysics* als Hofmann, Bensberg et al. (2022), Bensberg und Wolf (2022) und Bensberg et al. (2023) veröffentlicht worden sind;
4. die Arbeit unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden ist;
5. mir kein akademischer Grad entzogen wurde.

Kiel,

Alexander Bensberg