

Beobachtbarkeit von ausgewählten Strukturen und Staubeigenschaften zirkumstellarer Scheiben in verschiedenen Entwicklungsstadien

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

vorgelegt
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

von
Robert Brunngräber

Kiel, 22. Februar 2018

Robert Brunngräber:

Beobachtbarkeit von ausgewählten Strukturen und Staubeigenschaften zirkumstellarer Scheiben in verschiedenen Entwicklungsstadien, © 22. Februar 2018

GUTACHTER:

Prof. Dr. Sebastian Wolf

Prof. Dr. Robert Wimmer-Schweingruber

TAG DER MÜNDLICHEN PRÜFUNG: 25.04.2018

ZUM DRUCK GENEHMIGT: 18.05.2018

gez. Prof. Dr. Natascha Oppelt

**„Erwarten Sie nicht, beim Schauen schon zu sehen.
Sehen ist eine Kunst, die erlernt werden muss!“
(William Herschel)**

Zusammenfassung

Kontext Protoplanetare Scheiben aus Gas und Staub sind die Geburtsstätten von Planeten. Die Planetenentstehung ist im Detail jedoch nicht geklärt, obwohl mehrere, plausible Theorien in der Fachliteratur zu finden sind. Durch die Beobachtung des Staubs ist es möglich, Aussagen über die Eigenschaften der Scheiben und eventuell vorhandener Planeten zu treffen. Auch Beobachtungen der deutlich älteren Trümmerscheiben können dabei helfen, die zeitliche Entwicklung zirkumstellarer Scheiben zu verstehen.

Ziele In der nachfolgenden Arbeit wird zunächst die Frage untersucht, ob man mit aktuellen, optischen Interferometern auf die Präsenz von (Proto-)Planeten in protoplanetaren Scheiben schließen und diese charakterisieren kann. Weiterhin wird gezeigt, welchen Einfluss die Porosität des Staubs auf die Modellierungsergebnisse von räumlich aufgelösten und unaufgelösten Beobachtungen von Trümmerscheiben hat.

Methoden In der ersten Studie werden interferometrische Beobachtungen im Mittelinfrarot der protoplanetaren Scheibe um den T Tauri-Stern DR Tau auf Variabilität untersucht. Außerdem wird mittels Strahlungstransport-Simulationen auf die Dichteverteilung des Staubs innerhalb der Scheibe geschlossen. Zusätzlich wird ein Satz photometrischer Beobachtungsdaten verwendet, um eventuelle Mehrdeutigkeiten des Scheibenmodells zu reduzieren. Der zweite Teil der Arbeit liefert Vorhersagen zur Detektierbarkeit von Helligkeitsasymmetrien in protoplanetaren Scheiben mit dem zukünftigen Interferometer MATISSE. Dazu werden Beobachtungen dieser Helligkeitsverteilungen, die auf Strahlungstransport-Simulationen beruhen, simuliert und hinsichtlich der notwendigen Messunsicherheiten von MATISSE untersucht. In der dritten Studie werden Beobachtungen von Trümmerscheiben mit porösem Staub simuliert. Im Standardverfahren zur Anpassung eines Scheibenmodells an Beobachtungsdaten werden die Staubkörner als kompakt und sphärisch angenommen, obwohl es deutliche Hinweise auf die fraktale und poröse Gestalt des Staubs in Trümmerscheiben gibt. Es wird untersucht, inwiefern sich die Ergebnisse der Modellanpassung mit kompakten Körnern von den tatsächlichen Staub- und Scheibenparametern der Trümmerscheibe mit porösen Körnern unterscheidet.

Ergebnisse Die Interferometrie-Beobachtungen lassen auf räumliche und zeitliche Variationen im Innenbereich der Staubscheibe um DR Tau schließen, die auf lokale Dichteanreicherungen hindeuten können. Des Weiteren scheint die Detektion einer Asymmetrie in der Helligkeitsverteilung einer protoplanetaren Scheibe, die auf eingebettete Planeten zurückzuführen ist, mit dem neuen Instrument MATISSE für große Bereiche des untersuchten Parameterraums möglich. Damit ist gezeigt, dass man mit MATISSE potenziell in der Lage sein wird, Planetenentstehung in einer frühen Phase direkt zu beobachten. Die Ergebnisse der dritten Studie zeigen, dass die Annahme von kompakten Staubkörnern während der Anpassung an Beobachtungsdaten zu Ergebnissen führt, die teils stark von den tatsächlichen Scheiben- und Staubparameter abweicht.

Abstract

Context Protoplanetary disks, consisting of dust and gas, are the birth places of planets. The formation of planets is not clarified in detail, albeit several, plausible theories can be found in the literature. By observing the dust, it is possible to retrieve information about the properties of the disks and the potentially existing planets. In addition, observations of the older debris disks may help to understand the temporal evolution of circumstellar disks.

Aims In the following thesis, the question will be answered whether it is possible to conclude from observations with modern, optical interferometers that (proto-)planets are present in protoplanetary disks and to characterize them. Furthermore, it will be shown how large the influence of dust grain porosity is on the results of model fitting to spatially resolved and unresolved debris disk observations.

Methods In the first study, interferometric observations in the mid infra-red of the protoplanetary disk around the TTauri star DR Tau will be investigated in terms of variability. Furthermore, the dust density distribution of the disk is found by performing radiative transfer simulations. In addition, a set of photometric observational data is used to resolve possible ambiguities of the disk model. In the second part of this thesis, predictions are made about the feasibility to detect brightness asymmetries in protoplanetary disks with the future interferometer MATISSE. Therefore, mock observations of these brightness distributions, which are based on radiative transfer simulations, are performed and investigated in terms of the necessary uncertainties of MATISSE. During the third study, observations of debris disks consisting of porous grains are simulated. The standard process of fitting a disk model to observational data uses compact and spherical dust grains, although there are strong hints that fractal and porous grains are present in debris disks. It is shown, how much the results of the fitting process with compact grains deviates from the actual disk and grain parameters of the debris disk that is composed of porous dust.

Results The interferometric observations are indicative of spatial and temporal variations in the inner most regions of the dust disk around DR Tau, which may be caused by a local density enhancement. Furthermore, it seems to be feasible to detect an asymmetry in the brightness distribution of a protoplanetary disk that is possibly due to the influence of an embedded planet with the future instrument MATISSE for a large fraction of the investigated parameter space. With that, it is shown that one is potentially able to observe ongoing planet formation during an early phase with MATISSE. The results of the third study show that the assumption of compact grains during the fit process of debris disk observations lead to results that differ significantly from the actual dust and disk parameters.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
I	Grundlagen	3
2	Zirkumstellare Scheiben und Planetenentstehung	5
2.1	Entstehung und Evolution zirkumstellarer Scheiben	5
2.2	Protoplanetare Scheibe	7
2.3	Planetenentstehung	11
2.4	Trümmerscheibe	14
2.4.1	Strahlungsdruck	14
2.4.2	Zusammensetzung und optische Eigenschaften	16
2.4.3	Exozodiakalwolken	20
3	Optische Interferometrie	21
3.1	Aufbau und Lichtweg	21
3.2	Van Cittert-Zernike Theorem	22
3.3	Messgrößen	23
3.4	Basislinie	25
3.5	(u, v) -Abdeckung	27
3.6	Räumliches Auflösungsvermögen	28
3.7	Beispiele für Visibilität und Phase	29
4	Strahlungstransport in optisch dicken und dünnen Medien	33
4.1	Optisch dicker Fall	33
4.2	Optisch dünner Fall	37
II	Zeitliche und räumliche Variationen der Helligkeitsverteilung von protoplanetaren Scheiben	41
5	DRτ: zeitliche Variabilität der Helligkeitsverteilung auf Skalen des Sonnensystem	43
5.1	Einleitung und Motivation	43
5.2	DR τ	44
5.3	Beobachtungsdaten	46
5.4	Scheibenmodellierung	50
5.5	Ergebnisse	53
5.6	Diskussion und Zusammenfassung	56
6	Asymmetrische Helligkeitsverteilungen durch eingebettete Begleiter in protoplanetaren Scheiben	61
6.1	Einleitung und Motivation	61

6.2	Modellbeschreibung	63
6.3	Berechnung der Observablen	66
6.4	Ergebnisse	69
6.5	Diskussion und Zusammenfassung	75
III	Auswirkungen porösen Staubs in Trümmerscheiben	79
7	Einfluss von porösem Staub auf die Analyse von Trümmerscheibenbeobachtungen	81
7.1	Einleitung und Motivation	81
7.2	Porosität und optische Eigenschaften des Staubs	83
7.3	Blowout-Grenze	83
7.4	Auswirkungen auf die Analyse von Beobachtungsdaten	87
7.4.1	Scheibenaufbau und simulierte Beobachtungen	88
7.4.2	Anpassung der SED und der Profile	90
7.4.3	Ergebnisse	90
7.5	Zusammenfassung und Diskussion	94
8	Schluss und Ausblick	97
A	Einheiten und Konstanten	101
	Literaturverzeichnis	103
	Abbildungsverzeichnis	127
	Abkürzungsverzeichnis	129
	Eidesstattliche Erklärung	131
	Curriculum Vitae	133
	Erklärung zum Eigenanteil der Arbeit	135

Kapitel 1

Einleitung

UNSER Sonnensystem besteht – neben der Sonne – hauptsächlich aus Planeten, Kometen, den Asteroiden- und Kuipergürteln sowie der Zodiakalwolke. Für all diese Komponenten wurden bereits direkte oder indirekte Nachweise erbracht, dass es extrasolare Analoga in vielen verschiedenen Sternsystemen gibt. Aufgrund ihrer dominierenden Größe und auch als potenzielle Träger von Leben sind speziell die Exoplaneten im Fokus der Öffentlichkeit. Vor allem durch die Arbeit des Weltraumteleskops *Kepler* hat sich die Anzahl an Exoplanet-Kandidaten in den letzten fünf bis sechs Jahren auf über 6100 mehr als versechsfacht (<http://www.exoplanet.eu>, siehe [Schneider et al., 2011](#), Stand 05.02.2018)¹. In diesem Ensemble sind verschiedene Typen von Planeten enthalten. Es gibt sowohl sehr große, mehrere Jupitermassen schwere Gasriesen, als auch erdähnliche Planeten. Auch der Abstand zum Stern ist stark gestreut, von sehr engen Planetensystemen – wie etwa Trappist-1 – bis zu Planetenorbits mit über 1000 au Radius. Bei den Zentralsternen sind ebenfalls alle Spektraltypen zwischen den Braunen Zwergen und den sehr heißen O-Sternen vertreten. Die Entstehung von Planeten ist offensichtlich nichts Ungewöhnliches und dennoch sind die genauen physikalischen Prozesse während ihrer Entstehung und Entwicklung eine der großen, unbeantworteten Fragen der modernen Astrophysik.

Allgemein akzeptiert ist die Vorstellung, dass sich Planeten in Scheiben aus Gas und Staub bilden, die selbst Nebenprodukte der Sternentstehung sind. Solche Materieansammlungen werden daher als protoplanetare Scheiben bezeichnet. Ihre Lebenserwartung ist auf 10 bis 20 Millionen Jahre begrenzt und die Planetenentstehung muss daher innerhalb dieser Zeitspanne abgeschlossen sein. Die Zusammensetzung der Scheiben ist etwa 99 % Gas und nur 1 % Staub, der jedoch die Kontinuumsstrahlung und damit das Erscheinungsbild der Scheibe bestimmt. Des Weiteren dient der Staub als Grundlage für die Entstehung von Planetesimalen und Planeten. Wie das Staubkornwachstum im Detail vonstattengeht, ist noch nicht geklärt. Modelle und Laborexperimente deuten darauf hin, dass für verschiedene Korngrößen verschiedene Wachstumsprozesse entscheidend sind. Eine bekannte Problemstellung beim Staubkornwachstum ist die sogenannte Abprallbarriere². Die Abprallbarriere liegt bei Korngrößen von einigen Millimetern bis Zentimetern, da dort die Teilchen nach einer Kollision voneinander abprallen, anstatt – wie bei kleineren Kornradien – aneinander haften zu bleiben. Damit wird das Wachstum gestoppt. Ein weiteres Problem wird als Meterbarriere bezeichnet, bei der etwa metergroße Körper durch den Widerstand, den das Gas auf den Staub ausübt, zu schnell

¹Laut anderen Quellen, z. B. <https://www.exoplanets.nasa.gov> vom 05.02.2018, sind sogar bereits über 8000 bestätigte und unbestätigte Exoplaneten bekannt.

²engl.: bouncing barrier

Richtung Stern transportiert und damit vom Stern akkretiert werden, bevor diese weiter anwachsen können. Es gibt viele Überlegungen, wie diese Probleme behoben werden können. Jedoch selbst, wenn der Staub bis zu Planetesimalen angewachsen ist, ist die weitere Entwicklung alles andere als gesichert. Es existieren im Wesentlichen zwei konkurrierende Theorien über die Entwicklung von Planetesimalen hin zu Planeten – die Kernakkretion und der Gravitationskollaps. Diese Szenarien lassen sich prinzipiell mithilfe der Entropie des Planeten während des Entstehungsprozesses unterscheiden, wobei diese durch Beobachtung und Bestimmung der Leuchtkraft abgeschätzt werden kann. Aktuelle Studien zweifeln jedoch diese Unterscheidungsmöglichkeit an und gehen davon aus, dass beide Theorien sowohl mit hoher als auch niedriger Entropie einhergehen können. Nur durch direkte Beobachtungen von Planeten in einer frühen Entwicklungsphase – bevor sich die protoplanetare Scheibe aufgelöst hat – können die Antworten auf diese Fragestellungen eingegrenzt werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Frage, inwieweit lokale Veränderungen der Dichte- oder Helligkeitsstruktur, die auf Planetenentstehung zurückzuführen sind, in protoplanetaren Scheiben mit interferometrischen Mitteln beobachtet und charakterisiert werden können. Außerdem wird den Auswirkungen porösen Staubs auf die Standardprozedur bei der Analyse von Trümmerscheibenbeobachtungen nachgegangen. Dazu ist die Arbeit in drei Teile gegliedert. Zunächst wird eine Einführung in die aktuellen Kenntnisse der Stern- und Planetenentstehung und der Evolution zirkumstellarer Scheiben gegeben (Kapitel 2). Weitere Kapitel des ersten Abschnitts beschäftigen sich mit den theoretischen Grundlagen der optischen Interferometrie (Kapitel 3) und des Transports von Strahlung in optisch dicken und dünnen Medien (Kapitel 4).

Der zweite Teil der Arbeit umfasst zwei Studien zu protoplanetaren Scheiben und der hochaufgelösten Beobachtung der Regionen potenzieller Planetenentstehung. Es wird zunächst ein Satz aus drei interferometrischen Beobachtungen im mittelinfraroten Wellenlängenbereich auf zeitliche und räumliche Variabilität untersucht (Kapitel 5). Diese Studie soll als Vorreiterstudie zeigen, dass es auch mit wenigen Beobachtungsdaten möglich ist, zeitliche Variabilität, die auf potenzielle Planetenentstehung zurückzuführen sein kann, zu beobachten und zu charakterisieren. Die zweite Studie (Kapitel 6) dient zur Vorbereitung auf das neue Interferometrie-Instrument MATISSE am VLTI und untersucht auf Basis von Strahlungstransport-Simulationen, ob erstmalige Beobachtungen von Asymmetrien in der Helligkeitsverteilung protoplanetarer Scheiben, die auf junge, eingebettete Planeten zurückgehen, mit diesem Instrument möglich sein werden.

Im letzten Abschnitt werden die Auswirkungen von porösem Staub auf die aus Beobachtungen abgeleiteten Eigenschaften von Trümmerscheiben untersucht (Kapitel 7). Hierbei wird der Ansatz verfolgt, dass bei der Analyse solcher Daten meist ein sehr einfaches Staubmodell mit kompakten, sphärischen Teilchen angenommen wird, obwohl durch mehrere sowohl theoretische als auch experimentelle Studien die Präsenz von fraktalen und porösen Staubkörnern im interstellaren Medium und in zirkumstellaren Scheiben bereits nachgewiesen wurde. Diese Studie zeigt, welche Abweichungen der abgeleiteten Parameter zu erwarten sind, sollte die Scheibe fälschlicherweise mit kompakten Körnern modelliert werden, obwohl diese aus porösem Staub besteht.

Teil I

Grundlagen

Kapitel 2

Zirkumstellare Scheiben und Planetenentstehung

Um die Beobachtungen und Simulationen, die in den Teilen II und III gezeigt werden, physikalisch korrekt zu deuten, muss zunächst auf die Entstehung und Entwicklung von Sternen, zirkumstellaren Scheiben und Planeten eingegangen werden. Zirkumstellare Scheiben bestehen aus Gas und Staub und bilden sich gemeinsam mit ihren Zentralsternen aufgrund der Gravitation, des Drehimpulses und der Fliehkräfte während des Kollapses der ursprünglichen Molekülwolke. In einer relativ kurzen Zeitspanne von höchstens 20 Millionen Jahren entstehen in der Scheibe ebenfalls Planeten, Monde, Kometen und Asteroiden, während sich die Scheibe selbst langsam auflöst. Die Entstehung und Entwicklung solcher protoplanetaren Scheiben ist in Abschnitt 2.1 beschrieben. Die geometrischen und kompositionellen Eigenschaften werden in Abschnitt 2.2 erläutert. Wie sich aus Staub und Gas schließlich Planeten bilden, ist auch heutzutage noch nicht vollständig verstanden. Eine Übersicht über den aktuellen Wissensstand in diesem Bereich ist in Abschnitt 2.3 zu finden. Die ersten Staubscheiben, die um Sterne mittels ihres Infrarot-Exzesses gefunden und beobachtet wurden, sind deutlich zu alt, als dass diese noch aus den ursprünglichen, primordialen Staub zusammengesetzt sein könnten. Diese Scheiben bestehen aus Staub der zweiten Generation, der sich stetig durch Kollisionen von Asteroiden und Ausgasen von Kometen reproduziert. Solche Trümmerscheiben, wie z. B. der Kuipergürtel in unserem Sonnensystem, werden in Abschnitt 2.4 vorgestellt.

2.1 Entstehung und Evolution zirkumstellarer Scheiben

Sterne entstehen durch den gravitativen Kollaps einer Molekülwolke, wenn diese die kritische Masse, die sogenannte Jeans-Masse, überschreitet (Jeans, 1902; Kippenhahn, Weigert und Weiss, 2012). Die Jeans-Masse bestimmt sich aus dem Gleichgewicht zwischen dem nach außen gerichteten Gasdruck und dem nach innen gerichteten Gravitationsdruck¹. Geht man davon aus, dass die Molekülwolke homogen und kugelförmig ist und das Gas sich wie ein ideales Gas verhält, lautet die Gleichung für die Jeans-Masse

$$M_{\text{Jeans}} \approx \sqrt{\frac{1}{\rho} \left(\frac{k_B T}{G \mu} \right)^3}, \quad (2.1)$$

¹Weitere Effekte, wie etwa Magnetfelder, werden der Einfachheit halber nicht berücksichtigt. Diese ändern jedoch lediglich die Details und nicht die prinzipielle Struktur des hier gezeigten Vorgangs.

wobei ρ die Massendichte der Wolke, T die Temperatur des Gases, μ die mittlere Masse eines Atoms oder Moleküls, k_B die Boltzmann-Konstante und G die Gravitationskonstante ist. Übersteigt die Masse der Wolke die Jeans-Masse, überwiegt die Gravitation und die Wolke kontrahiert. Zum Beispiel kann durch eine nahe Supernova und die dabei entstehende Druckwelle die Dichte der Wolke kurzzeitig erhöht werden, wodurch das Jeans-Kriterium erfüllt wird. Die Molekülwolke beginnt dann zu kollabieren. Die Kontraktion findet allerdings nicht gleichmäßig statt, da bereits kleine Inhomogenitäten in der Dichte- oder Temperaturverteilung dazu führen, dass die Wolke verklumpt. Bei genügend hoher Masse kann dann aus jedem dieser Klumpen durch weitere Kontraktion ein Stern entstehen. Ursache ist die selbstverstärkende Natur der Gravitation: eine Massenansammlung wird immer mehr Masse aus der Umgebung an sich binden und dadurch anwachsen, was wiederum die Gravitation erhöht. Aufgrund der Drehimpulserhaltung und der immer kleiner werdenden Molekülwolke, erhöht sich die Rotationsgeschwindigkeit in den einzelnen Materieansammlungen deutlich. Die Drehimpulserhaltung sorgt weiterhin dafür, dass nicht die gesamte Materie zum weiteren Massenzuwachs des Kerns dienen kann. Es wird sich eine rotierende Scheibe mit einem (Proto-)Stern im Zentrum dieser Dichteanisammlungen ausbilden. Die chemische Zusammensetzung der Scheibe entspricht der Zusammensetzung der ursprünglichen Wolke und damit der des interstellaren Mediums (ISM). Das ISM besteht aus Gas – hauptsächlich Wasserstoff – und Staub – vornehmlich Silikate und Graphit. Der Großteil der Masse liegt dabei im Gas und das Massenverhältnis wird standardmäßig mit 100:1 angegeben (Lilley, 1955; Bohlin, Savage und Drake, 1978; Sodroski et al., 1997). Obwohl nur ein geringer Teil der Scheibenmasse auf Festkörper zurückgeht, ist die Gesamtoberfläche des Staubs sehr groß und damit die wesentliche Komponente, wenn es um die optische Erscheinung solcher Scheiben geht (siehe Abschnitt 2.2 für die optischen Eigenschaften des Staubs). Da in einer solchen Scheibe Planetenentstehung stattfinden kann, spricht man von einer protoplanetaren Scheibe.

Es gibt verschiedene Prozesse, die die Auflösung dieser protoplanetaren Scheibe verursachen. Dazu zählen vor allem Akkretion auf den Zentralstern, Sternwinde und Photoevaporation, aber auch Planetenentstehung. Die typische Lebensdauer ist aufgrund dieser Effekte auf etwa 20 Millionen Jahre begrenzt (Alexander et al., 2014). Dabei läuft die Scheibenauflösung meist von innen nach außen ab, sodass zuerst Löcher im Innern entstehen, die sich dann kontinuierlich nach außen hin vergrößern, bis die Scheibe schließlich ganz verschwunden ist. Die spektrale Energieverteilung (SED)² einer protoplanetaren Scheibe zeigt neben der Planck-Kurve des Sterns zusätzlich noch einen Flussexzess vom Infrarot (IR) bis hin zu Wellenlängen von einigen mm. In Abbildung 2.1 ist eine SED mit Staub verschiedener Temperaturen schematisch gezeigt. Unter Verwendung des Wienschen Verschiebungsgesetzes (z. B. Unsöld und Baschek, 2013) kann man von der Wellenlänge des Exzesses auf den Abstand des Staubs zum Stern schließen. Während der Auflösungsphase geht dieser Exzess immer weiter zurück, zuerst im Nahinfrarot (NIR), dem Strahlungsbereich des heißen, nahen Staubs, später auch bei längeren Wellenlängen. Dieses Defizit

²engl.: spectral energy distribution

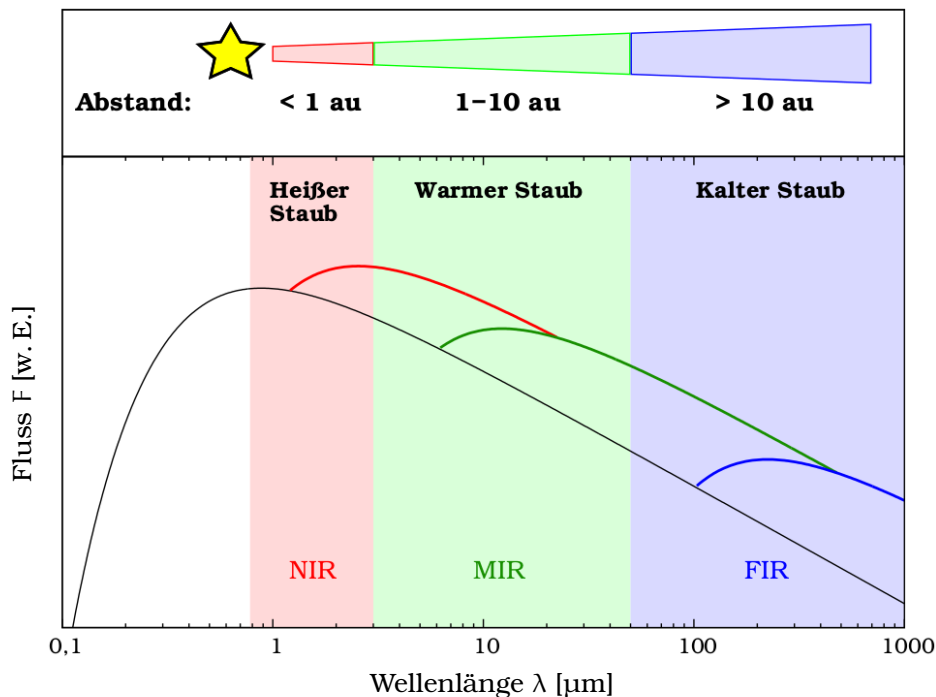


Abbildung 2.1 Die spektrale Energieverteilung einer zirkumstellaren Scheibe (schematisch). Die Planck-Kurve des Zentralsterns ist in schwarz gezeichnet und der IR-Exzess des heißen, warmen und kalten Staubs ist in rot, grün beziehungsweise blau dargestellt. Nach Abb. 1 in Kirchschlager, Wolf, Krivov et al. (2017).

an Strahlung im NIR ist charakteristisch für sogenannte Übergangsscheiben³.

Trotz der oben erwähnten Auflösungsmechanismen wurden auch Staubscheiben um deutlich ältere Hauptreihensterne detektiert, z. B. Wega (700 Millionen Jahre; Monnier et al., 2012) oder Fomalhaut (450 Millionen Jahre; Mamajek, 2012). Diese Scheiben besitzen sehr geringe Mengen an Gas und bestehen überwiegend aus Staub. Dieser Staub wird hauptsächlich durch Kollisionen zwischen größeren Asteroiden erzeugt oder wird beim Ausgasen von Kometen vom Gas mitgerissen (M. C. Wyatt, 2008). Diese Teilchen werden als Staub zweiter Generation bezeichnet. Die Mutterkörper der Staubpartikel, also Asteroiden und Kometen, haben sich jedoch bereits während der Phase der Planetenentstehung gebildet. Da sich solche Scheiben aus Trümmern dieser Kollisionen bilden, heißen sie Trümmerscheiben⁴ (siehe Abschnitt 2.4).

2.2 Protoplanetare Scheibe

Zentralstern

Protoplanetare Scheiben befinden sich nur um Vor-Hauptreihensterne (VHS)⁵, die noch sehr jung sind (siehe Abschnitt 2.1). Daher sind diese Scheiben haupt-

³engl.: transitional disks

⁴engl.: debris disks

⁵engl.: pre-main sequence stars

sächlich in Sternentstehungsgebieten angesiedelt, wie dem Taurus-Auriga-Komplex oder der ρ -Ophiuchi-Wolke. Man unterscheidet die **VHS** grob in zwei Lager. Zum einen gibt es die massereichen und damit sehr heißen und leuchtkräftigen Herbig-Ae/Be-Sterne. Sie wurden nach dem Astronomen George Herbig und ihrer typischen Spektralklasse Ae, bzw. Be – das e steht in dem Fall für Emission, da auch Emissionslinien im Spektrum zu sehen sind – benannt. Zum anderen gibt es die sonnenähnlichen, leichteren TTauri-Sterne, benannt nach dem Prototypen TTauri im Sternbild Stier (Joy, 1945; Herbig, 1952). Beiden ist gemein, dass sie starke periodische und nicht-periodische Variabilitäten in ihrer Lichtkurve aufweisen. Die **VHS**, die in dieser Arbeit untersucht werden, sind ausschließlich TTauri-Sterne. Die Grundlagen und allgemeinen Überlegungen treffen jedoch auch auf Herbig-Ae/Be-Sterne zu. Viele der bekannten TTauri-Sterne gehören zu einem der oben genannten Entstehungsgebiete, die beide einen ähnlichen Abstand von ca. 140 pc zur Erde haben (Torres et al., 2007; Mamajek, 2008). Daher wird im Verlauf dieser Arbeit für sämtliche Simulationen von TTauri-Sternen ein Abstand von $d = 140$ pc verwendet.

Dichteverteilung

Wie in Abschnitt 2.1 erwähnt, entsteht beim gravitativen Kollaps einer Molekülwolke neben dem Stern auch eine Scheibe aus Gas und Staub, die den Stern umkreist. Kleine Staubteilchen koppeln sehr gut an die Bewegung des sie umgebenden Gases, wenn zum einen die Partikelgröße s kleiner ist als die mittlere freie Weglänge des Gases λ_{frei} – das sogenannte Epstein-Regime – und zum anderen die Stokes-Zahl St viel kleiner als eins ist (Whipple, 1972; Weidenschilling, 1977; Birnstiel, Dullemond und Brauer, 2010):

$$s < \frac{9}{4} \lambda_{\text{frei}} \quad \text{und} \quad St = \frac{\rho_s}{\rho_g} \frac{\Omega}{c_s} s \ll 1 \quad (2.2)$$

mit der Gasdichte ρ_g , der Massendichte des Staubs ρ_s , der Kreisfrequenz eines Keplerorbits Ω und der Schallgeschwindigkeit c_s . Die mittlere freie Weglänge in einer typischen protoplanetaren Scheibe liegt im Bereich von wenigen Metern nah am Stern bis zu einigen Kilometern in den Außenbereichen der Scheibe. Die Korngrößen für eine Stokes-Zahl von beispielsweise $St = 0,01$ liegen für die inneren Scheibenbereiche bei einigen hundert Millimetern bis Metern und für die Außenbereiche bei einigen Mikrometern. Da die Staubpartikel, die in dieser Arbeit untersucht werden, Radien von höchstens $0,25 \mu\text{m}$ haben (siehe Abschnitt 2.2), sind demnach beide Voraussetzungen in Gleichung 2.2 erfüllt und es ist ausreichend, die Dichteverteilung des Gases zu bestimmen und diese auch für die Verteilung des Staubs zu verwenden.

Neben der Gravitation spielen auch hydrodynamische Kräfte eine entscheidende Rolle, wenn man die Dichteverteilung der Scheibe bestimmen will. In erster Linie sind das Viskosität und Gasdruck. Die Viskosität sorgt für einen Drehimpulsübertrag von Innen nach Außen und damit einen Massenübertrag von Außen nach Innen. Dadurch ist es unter anderem möglich, dass Materie am Innenrand der Scheibe auf den Zentralstern akkretiert wird. Dieser Prozess findet auch auf größeren Skalen in Akkretionsscheiben um (supermassereiche) Schwarze Löcher statt. In Shakura und Sunyaev (1973) entwickelten

die Autoren das sogenannte α -Modell für Akkretionsscheiben oder schlicht α -Scheibe, das bis heute als Standardmodell Verwendung findet. Es basiert auf der Parametrisierung der turbulenten Viskosität ν durch

$$\nu = \alpha c_s H, \quad (2.3)$$

wobei c_s die Schallgeschwindigkeit und H die Scheibenhöhe beschreiben. Das Modell verwendet einige Annahmen, wie z. B. ein hydrostatisches und ein lokales, thermisches Gleichgewicht, sowie eine geometrisch dünne Scheibe, die in erster Näherung für protoplanetare Scheiben erfüllt sind. Aus diesem Akkretionsmodell kann man dann die Dichteverteilung einer Gasscheibe ableiten. Sie ergibt sich zu (Shakura und Sunyaev, 1973, Abschnitt 2)

$$\rho(r, z) = \rho_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-\alpha_r} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{h(r)} \right)^2 \right] \quad (2.4)$$

mit der Skalenhöhe

$$h(r) = h_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^\beta. \quad (2.5)$$

Die Größen r und z entsprechen den üblichen Zylinderkoordinaten mit dem Stern im Koordinatenursprung, ρ_0 ist die Dichte an der Stelle $(r, z) = (R_0, 0)$ und dient zur Skalierung der Scheibenmasse, h_0 ist die Skalenhöhe bei einer radialen Entfernung von $r = R_0$ vom Stern. Die beiden Exponenten α_r und β bestimmen die radiale Gasverteilung, bzw. die Aufweitung der Scheibe, das sogenannte Flaring (siehe Abbildung 2.2). Durch die Annahme des hydrostatischen Gleichgewichts sind die Exponenten jedoch nicht unabhängig voneinander, sondern hängen über

$$\alpha_r = 3 \left(\beta - \frac{1}{2} \right) \quad (2.6)$$

zusammen (Shakura und Sunyaev, 1973, Gl. 2.4 und 2.5). Nach Integration über die z -Achse ergibt sich die Flächendichte Σ zu

$$\Sigma(r) = \sqrt{2\pi} \rho_0 h_0 \cdot \left(\frac{r}{R_0} \right)^p \quad (2.7)$$

mit

$$p = \beta - \alpha_r = \frac{3}{2} - 2\beta.$$

Bei der Anpassung von Scheibenparametern an Beobachtungsdaten gibt es eine Vielzahl an Studien, die diese relativ einfache Dichteverteilung bereits erfolgreich benutzt haben (z. B. C. J. Burrows et al., 1996; Wolf, Padgett und Stapelfeldt, 2003; Pinte et al., 2008; Glauser et al., 2008; Scicluna et al., 2016; Kirchschrager, Wolf und Madlener, 2016). Auch in dieser Arbeit wird die Dichteverteilung nach Shakura und Sunyaev (1973) für protoplanetare Scheiben benutzt.

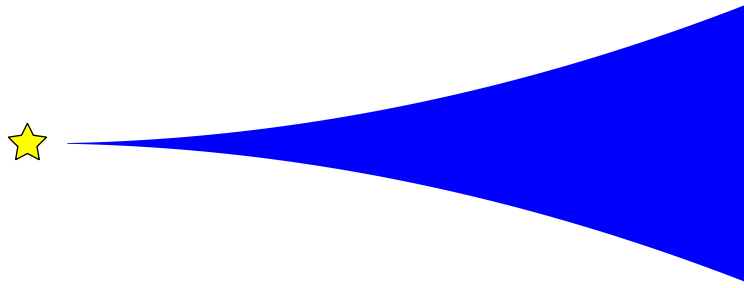


Abbildung 2.2 Schematische Darstellung einer α -Scheibe nach [Shakura und Sunyaev \(1973\)](#). Die Scheibe ist von der Seite gesehen (engl.: edge-on), so dass die z -Achse nach oben zeigt. Da die Scheibe rotations-symmetrisch ist, wurde auf die Gesamtansicht verzichtet. Der Blau-Weiß-Übergang zeigt die Skalenhöhe $h(r)$ mit $\beta = 2$.

Zusammensetzung und optische Eigenschaften

Da der vorhandene Staub das Erscheinungsbild der protoplanetaren Scheibe bestimmt, sind dessen optische Eigenschaften für sämtliche Untersuchungen von besonderer Bedeutung. Die bekannte Silikatbande bei einer Wellenlänge von $\sim 10 \mu\text{m}$ wurde bei vielen in Molekülwolken eingebettete Objekte, sowie Sternen, Nebeln und dem [ISM](#) gefunden, sowohl als Emissions- als auch als Absorptionsbande ([Savage und Mathis, 1979](#)). Daher gilt Silikat auch in zirkumstellaren Scheiben als eines der häufigsten Mineralien. Es gibt eine Vielzahl an Silikaten und Silikatzmischungen, mit denen man einzelne Beobachtungen reproduzieren könnte. In den meisten Fällen verwendet man sogenanntes astronomisches Silikat (AstroSil). Es ist ein künstliches Material, dessen optische Eigenschaften so gewählt wurden, dass es die interstellare Extinktion erklären kann ([Draine und Lee, 1984](#)). Ein weiterer, großer Bestandteil des Staubs ist Kohlenstoff, meist kristallines Graphit ([Weingartner und Draine, 2001](#)). Wegen der hohen Anisotropie des Graphits wird oft die $1/3$ - $2/3$ -Näherung benutzt ([Draine und Lee, 1984](#); [Draine und Malhotra, 1993](#)). Dabei werden die gemittelten optischen Eigenschaften, z. B. der Streuquerschnitt C_{streu} , durch

$$C_{\text{streu, gemittelt}} = \frac{1}{3}C_{\text{streu, ||}} + \frac{2}{3}C_{\text{streu, \perp}} \quad (2.8)$$

berechnet. Die Größen $C_{\text{streu, ||}}$ und $C_{\text{streu, \perp}}$ bezeichnen die Streuquerschnitte für parallel bzw. senkrecht ausgerichtetes Graphit. Die Berechnungen sind analog für den Absorptionsquerschnitt und die Einträge der Müller-Matrix. In den folgenden Studien wird eine Mischung aus 62,5% AstroSil und 37,5% Graphit (12,5% parallel und 25% senkrecht) benutzt. Die entsprechenden Brechungsindizes n und k wurden [Draine und Lee \(1984\)](#), [Laor und Draine \(1993\)](#) und [Weingartner und Draine \(2001\)](#) entnommen.

Die Größenverteilung des Staubs entspricht der des [ISM](#). Wie in [Mathis, Rimpl und Nordsieck \(1977\)](#) veröffentlicht, und daher auch als MRN-Staub bekannt, besitzt der Staub Korngrößen von 5 nm bis 250 nm. Die Größenverteilung folgt einem Potenzgesetz $n(s) \propto s^{-3,5}$ mit $n(s)ds$ als Anzahl der Teilchen im Größenbereich $[s, s+ds]$. Die Massendichte beträgt $2,5 \text{ g cm}^{-3}$.

Die optischen Eigenschaften werden im Mie-Formalismus (Mie, 1908) mithilfe des Programms `miex` berechnet (Wolf und Voshchinnikov, 2004). Außerdem wird die Annahme benutzt, dass ein Ensemble aus Staubteilchen verschiedener Korngrößen durch ein einziges, gemittelttes Staubteilchen dargestellt werden kann. In Wolf (2003a) wurde bestätigt, dass sich die Temperatur, berechnet aus gemittelten Staubparametern, kaum von der Temperatur unterscheidet, die für verschiedene, einzelne Korngrößen berechnet wurden. Dies trifft vor allem auf optisch dicke Bereiche zu, wie in der Mittelebene von protoplanetaren Scheiben. Des Weiteren zielt diese Arbeit nicht auf die Untersuchung der Staubtemperatur ab, sondern auf direkte Beobachtungsgrößen, wie z. B. die SED und die Helligkeitsverteilung. Diese von der Temperatur abgeleiteten Größen haben jedoch eine deutlich geringere Abhängigkeit von der Staubkorngröße, wie in Wolf (2003a) anhand der SED gezeigt wurde. In einer neueren Studie von Heese et al. (2017) haben die Autoren gezeigt, dass die Reemission einer protoplanetaren Scheibe mit 16 verschiedenen Korngrößen nur wenige Prozent von der mit einer gemittelten Staubkorngröße abweicht. Dazu kommt, dass die Autoren zwar dieselbe untere Grenze für den Staubdurchmesser, jedoch 1 mm für die obere Grenze wählten. Dadurch sind die Abweichungen höher als für die deutlich eingeschränkere Größenverteilung, wie sie hier benutzt wird. Die Annahme von gemittelten optischen Eigenschaften ist daher gerechtfertigt.

2.3 Planetenentstehung

Von Staub zu Planetesimalen

Die (sub-)µm-großen Staubteilchen einer protoplanetaren Scheibe wachsen zu immer größeren Partikeln an, bis sie schließlich zu Asteroiden, Planetesimalen oder Planeten werden. Welche Mechanismen dafür an welchem Ort in der Scheibe und bei welcher Partikelgröße die entscheidenden Rollen spielen, ist auch heute noch Gegenstand der aktuellen Forschung. Zunächst wird sich der Staub aufgrund der Vertikalkomponente der Gravitation aus den oberen Scheibenschichten in Richtung Mittelebene bewegen, was Sedimentation genannt wird. Durch die höhere Stokes-Zahl haben größere Teilchen eine etwas höhere Geschwindigkeit und es kommt auf den Weg zur Mittelebene zu Kollisionen mit geringen relativen Geschwindigkeiten. Dadurch haften die Partikel aneinander und können auf eine Größe von einigen Millimetern anwachsen (Safronov, 1969). Dieser Prozess wird Koagulation genannt. Durch die immer größer werdende Masse und Radien der Teilchen kommt es zur Entkopplung des Staubs vom Gas (siehe Gleichung 2.2). Da neben der Gravitation auch ein Gasdruck vorhanden ist, rotiert die Scheibe mit einer Orbitalgeschwindigkeit, die etwas geringer als die Keplergeschwindigkeit ist. Dadurch entsteht eine Kraftkomponente entgegen der Bewegungsrichtung des Staubs, die häufig mit einer Art „Gegenwind“ verglichen wird. Als Folge dessen entsteht eine Drift-Bewegung des Staubs in Richtung Zentralstern, wodurch die Koagulation weiter angetrieben wird, da sich die Bahnen der Partikel kreuzen und es damit zu mehr Kollisionen kommt. Theoretisch könnte dieser Prozess zu Körpern führen, die mehrere Kilometer groß sind. Jedoch gibt es zwei große Probleme, die für Teilchen mit Durchmessern im Bereich von Zentimeter bis Meter auftreten. Zum

einen ist die Drift-Geschwindigkeit so hoch, dass der Staub innerhalb weniger Jahre – Größenordnung 10 bis 100 –, so nah am Stern ist, dass die Temperatur ausreicht, um das Material zu sublimieren und das Teilchen damit vernichtet (Weidenschilling, 1977; Klahr und Bodenheimer, 2006; Mordasini, Alibert, Benz et al., 2008). Zum anderen sorgen die hohen Relativgeschwindigkeiten auch dafür, dass es vermehrt zu energiereichen Kollisionen kommt, die die Teilchen zerstören und viele, kleinere Fragmente entstehen lassen. Diese „Meterbarriere“ kann mit den Theorien zur Selbstgravitation des Staubs umgangen werden. Durch Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten und Strömungsinstabilitäten wird lokal das Staub-Gas-Verhältnis um das bis zu 1000-fache erhöht (Youdin und Goodman, 2005; Johansen, Klahr und Henning, 2006; Johansen, Henning und Klahr, 2006; Cuzzi, Hogan und Shariff, 2008) und so können sich auf sehr kleinen Zeitskalen Planetesimale mit bis zu 1000 km Größe bilden. Auch Beobachtungen des Asteroidengürtels und des Kuipergürtels geben Hinweise darauf, dass die Planetesimale nicht allmählich gewachsen sein können, sondern bereits sehr groß entstanden sein müssen (Morbidelli et al., 2009; Vitense et al., 2012).

Von Planetesimalen zu Planeten

Für die Entwicklung von Planetesimalen hin zu Planeten gibt es zumeist zwei konkurrierende Szenarien, die in der Literatur besprochen werden: Kernakkretion⁶ (Perri und Cameron, 1974; Bodenheimer und Pollack, 1986; Mordasini, Alibert, Benz et al., 2008) und Gravitationskollaps⁷ (Safronov, 1969; Goldreich und Ward, 1973; Youdin und Shu, 2003). Letzteres ist vergleichbar mit der Bildung von Planetesimalen. Die Selbstgravitation einer instabilen Scheibe führt zu einem Kollaps, der große Planeten in sehr kurzer Zeit entstehen lässt. Dazu muss die Scheibe jedoch gravitativ instabil sein. Für den Toomre-Parameter Q muss also

$$Q = \frac{\Omega c_s}{G\pi\Sigma} \stackrel{!}{<} 1 \quad (2.9)$$

gelten (Toomre, 1964), mit Ω als Kreisfrequenz eines Keplerorbits, c_s die Schallgeschwindigkeit und Σ die Flächendichte (siehe auch Gleichung 2.7). Da die Schallgeschwindigkeit von der Temperatur des Gases und des Staubs abhängt – $c_s \propto \sqrt{T}$ –, ist diese Forderung dann erfüllt, wenn die Scheibe kalt und/oder sehr massereich ist. Das ist eher für die Außenbereiche der Scheibe mit $r \gtrsim 50$ au der Fall. Der entstehende Planet kann dabei eine Masse von mehreren Jupitermassen erreichen. Dieses Szenarios führt sehr schnell zu sehr großen Planetenmassen. Allerdings stellt die Voraussetzung Gleichung 2.9 und der damit verbundene große Abstand zum Stern ein Problem dar. Die Bildung von erdähnlichen Planeten, die sich deutlich näher am Stern befinden, kann damit nicht erklärt werden.

Die zweite Theorie zur Entstehung von Planeten ist die der Kernakkretion. Durch die gravitative Wechselwirkung der Planetesimale verschmelzen diese und ihre Masse wächst an, wodurch die Gravitation steigt und noch mehr Material angezogen und akkretiert werden kann. Die Akkretionsrate ist umso

⁶engl.: core accretion

⁷engl.: direct gravitational collaps, auch gravitational instability oder disk instability

größer, je massereicher der Planetesimal ist und diese Phase wird daher als extrem schnelles Wachsen bezeichnet⁸ (Greenberg et al., 1978; Weidenschilling et al., 1997). Durch ihre zunehmende Masse dominieren die Planetenembryone das Geschwindigkeitsfeld ihrer Umgebung. Die relativen Geschwindigkeiten zwischen den kleinen Staubteilchen und den Embryonen wächst, wodurch die Akkretionsrate wieder abnimmt. Es gilt nun, je größer die Masse, desto geringer die Akkretionsrate. Die Geschwindigkeiten der kleinen Partikel sind nun so hoch, dass sich aus ihnen keine neuen Planetesimale bilden können. Sie können nur noch zum Anwachsen der bereits vorhandenen Planetesimale beitragen. Deshalb wird diese Phase oligarchisches Wachsen⁹ genannt (Ida und Makino, 1993). Je nach zur Verfügung stehender Staubmasse können sich Gesteinsplaneten bei 1 au mit einer Masse, die ungefähr der des Mars entspricht, in $1 \cdot 10^5$ bis $1 \cdot 10^6$ Jahren bilden. Außerhalb der Eislinie – dem Abstand, wo Gase, beispielsweise Wasser, als Mantel auf dem Staub zu Eis gefriert – können in wenigen Millionen Jahren Planetenkerne mit mehreren Erdmassen entstehen. Sobald sich Planetenkerne mit $\sim 10 M_\oplus$ gebildet haben, beginnt eine schnelle Akkretion von Gas auf den Planetenkern bis zu einer Masse von etwa $20 M_\oplus$ bis $30 M_\oplus$. Daraufhin beginnt ein gravitativer Kollaps, der dafür sorgt, dass in wenigen 10 000 Jahren, riesige Gasplaneten mit bis zu mehreren hundert Erdmassen entstehen. Auf den ersten Blick ist die Kernakkretion also in der Lage, die Entstehung von massereichen Gasplaneten und masseärmeren Gesteinsplaneten zu erklären. Allerdings gibt es auch hier einige Probleme. Planetesimale würden aufgrund ihrer Interaktion mit dem umgebenen Gas eine Drift-Bewegung in Richtung Zentralstern ausführen und hätten somit nicht genügend Zeit, Gas zu akkretieren, um zum Gasriesen anzuwachsen. Ein weiteres Problem liegt in der Zeit, die benötigt wird, um die Voraussetzungen für den gravitativen Kollaps des Gases auf den Planetenkern zu erfüllen. Theoretische Überlegungen legen nahe, dass dies teilweise die Lebenszeit einer protoplanetaren Scheibe überschreiten würde.

Um diese beiden Szenarien voneinander zu unterscheiden, wurden Vorhersagen getroffen, die, zumindest theoretisch, mittels Beobachtungen überprüft werden könnten. Die vielversprechendste Größe ist dabei die Entropie des Planeten. Ein neu entstandener Planet, der mittels Kernakkretion entstanden ist, sollte eine geringere Entropie und damit eine geringere Leuchtkraft aufweisen – kalter Start¹⁰ –, als ein Planet der durch gravitative Instabilitäten entstanden ist – heißer Start¹¹ (Pollack, Hubickyj et al., 1996; Boss, 1997; A. Burrows, M. Marley et al., 1997; M. S. Marley et al., 2007). Auch wenn dieser eindeutige Zusammenhang zwischen Entwicklungsgeschichte und Leuchtkraft mittlerweile durch neuere Arbeiten bezweifelt wird (Mordasini, Alibert, Klahr et al., 2012; Mordasini, 2013; Szulágyi und Mordasini, 2017), so ist die Untersuchung von Planeten während ihrer frühen Entwicklungsphase, also noch eingebettet in der Scheibe, wichtig, um die Mechanismen der Planetenentstehung zu verstehen.

⁸engl.: runaway growth

⁹engl.: oligarchic growth

¹⁰engl.: cold start

¹¹engl.: hot start

2.4 Trümmerscheibe

Auch um Hauptreihensterne, die deutlich älter sind als 20 Millionen Jahre und damit nach Abschnitt 2.1 keine zirkumstellare Scheibe mehr haben sollten, findet man den typischen IR-Exzess in der SED. Dieser Exzess kommt ebenfalls durch die von Staub emittierte Strahlung zustande. Man spricht allerdings von Staub der zweiten Generation, da es sich nicht mehr um primordialen Staub, also Staub, der bereits in der Molekülwolke vorhanden war, handelt. Viel mehr handelt es sich um Teilchen, die durch Kollisionen größerer Asteroiden entstehen oder beim Ausgasen von Kometen in Sternnähe vom Kometen gelöst werden (M. C. Wyatt, 2008; Nesvorný et al., 2010). Die Mutterkörper, also die Asteroiden und Kometen, sind während der protoplanetaren Phase entstanden, und stehen in der sogenannten Trümmerscheibe nun als Reservoir für kleine Staubkörner zur Verfügung. Unser Sonnensystem besitzt ebenfalls eine Trümmerscheibe, die aus zwei Ringen besteht, zum einen den Kuipergürtel außerhalb der Neptunbahn, und zum anderen den Asteroidengürtel zwischen Mars- und Jupiterbahn. Trümmerscheiben sind, im Gegensatz zu den massereichen protoplanetaren Scheiben, meist nur wenige Erdmassen schwer und gleichzeitig sehr groß. Dadurch ergibt sich, dass die Trümmerscheibe in fast allen Wellenlängenbereichen optisch dünn ist, und für die Berechnung von SED und Flusskarten auf die Verwendung von komplizierten Strahlungstransportprogrammen verzichtet werden kann (siehe Kapitel 4).

Durch Geschwindigkeitsdifferenzen, sowohl in Richtung als auch Betrag, kollidieren die Teilchen in der Scheibe miteinander. Ist die relative Geschwindigkeit – und damit die Einschlagsenergie – hoch genug, entstehen Trümmerstücke, die natürlich kleiner sind, als die zwei kollidierenden Mutterkörper. Diese neuen, kleineren Teilchen können nun wiederum miteinander kollidieren und noch kleineren Staub produzieren. Dadurch entwickelt sich eine Kollisionskaskade und damit eine kontinuierliche Größenverteilung des Staubs. Dohnanyi (1969) hat gezeigt, dass die Größenverteilung, die aus einer solchen Kollisionskaskade entsteht, dem Potenzgesetz $n(s) \propto s^{-3.5}$ entspricht, wobei $n(s)ds$ die Anzahl der Teilchen im Größenbereich $[s, s+ds]$ ist. Auch wenn es sich, mathematisch gesehen, um dieselbe Größenverteilung handelt, wie sie für protoplanetare Scheiben in Abschnitt 2.2 gezeigt wurde, unterscheiden sie sich doch durch die zugrundeliegenden Mechanismen. Eine ausreichend hohe Geschwindigkeitsdispersion, wie sie für eine Kollisionskaskade nötig sind, findet man nicht im ISM. Eine Gleichsetzung beider Verteilungen ist demnach physikalisch nicht begründbar. Aus dieser Verteilung ergibt sich, dass die Staubmasse hauptsächlich von den größten Körpern bestimmt wird, während die Teilchenanzahl von kleineren Teilchen dominiert wird. Die Oberfläche – und damit die optische Erscheinung – ist ebenfalls durch Teilchen mit kleinen Radien dominiert.

2.4.1 Strahlungsdruck

Photonen, die vom Stern ausgesandt und auf die Staubteilchen treffen, übertragen einen Teil ihres Impulses auf den Staub. Der Großteil der resultierenden Kraft zeigt dabei radial nach außen, da sich die Photonen radial nach außen bewegen. Durch die Orbitbewegung des Staubs und der endlichen Lichtge-

schwindigkeit wirkt ein Teil der Kraft jedoch auch gegen die Bewegungsrichtung der Teilchen. Dieser Effekt wird Aberration genannt. Die resultierende Kraft wurde in [Burns, Lamy und Soter \(1979\)](#) hergeleitet und lautet in Polarkoordinaten (r, θ)

$$\vec{F}_{\text{rp}} = m\vec{v} = \frac{Ls^2}{4r^2c} Q_{\text{rp}}(s) \cdot [(1 - 2\dot{r}/c)\vec{e}_r - (r\dot{\theta}/c)\vec{e}_\theta] \quad (2.10)$$

mit

$$Q_{\text{rp}} = Q_{\text{abs}} + Q_{\text{streu}} \cdot (1 - g) . \quad (2.11)$$

Dabei ist L die Leuchtkraft des Sterns und c die Lichtgeschwindigkeit. Der Faktor $Q_{\text{rp}}(s)$ gibt die Effizienz des Strahlungsdrucks¹² auf den Staub an und ist eine Kombination aus der Absorptions- und Streueffizienz, sowie dem Asymmetriefaktor g . Letzterer gibt an, ob der Staub eher zur Vorwärtsstreuung ($g = 1$), Rückstreuung ($g = -1$) oder isotropen Streuung ($g = 0$) tendiert. Die Effizienzfaktoren lassen sich durch die jeweiligen Wirkungsquerschnitte und dem geometrischen Querschnitt $C_{\text{geo}} = \pi s^2$ bestimmen:

$$Q_i = \frac{C_i}{C_{\text{geo}}} , \quad (2.12)$$

wobei die Wirkungsquerschnitte C_i mittels Mie-Theorie berechnet werden. In den meisten Fällen, so auch hier, bezeichnet man den geschwindigkeitsabhängigen Teil von Gleichung 2.10 als Poynting-Robertson-Effekt ([PR-Effekt](#)) ([Poynting, 1904](#); [Robertson, 1937](#)) und den konstanten, radialen Teil von Gleichung 2.10 als Strahlungsdruck ([Burns, Lamy und Soter, 1979](#)). Der [PR-Effekt](#) sorgt dafür, dass Exzentrizität e und große Bahnhalbachse a des Staubs mit der Zeit abnehmen. Die Bahn der Teilchen wird also zirkularisiert und immer kleiner ([S. P. Wyatt und Whipple, 1950](#)).

Der Strahlungsdruck äußert sich als nach außen gerichtete Zentralkraft, die, wie die Gravitation, mit r^{-2} nach außen hin immer schwächer wird. Mithilfe des β -Parameters lässt sich zeigen, dass der Strahlungsdruck äquivalent zu einer verringerten Zentralmasse ist:

$$m\ddot{r} = -G \frac{Mm}{r^2} + Q_{\text{rp}}(s) \frac{Ls^2}{4r^2c} = -G \frac{Mm(1 - \beta(s))}{r^2} .$$

Der β -Parameter ist dabei definiert als das Verhältnis aus Strahlungsdruck zu Gravitation

$$\begin{aligned} \beta(s) &= \frac{F_{\text{rp}}}{F_{\text{grav}}} = \frac{3L}{16\pi GMc} \cdot \frac{Q_{\text{rp}}(s)}{sp} \\ &\approx 5,77 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-2} \cdot \left(\frac{L}{L_\odot} \right) \left(\frac{M_\odot}{M} \right) \frac{Q_{\text{rp}}(s)}{sp} . \end{aligned} \quad (2.13)$$

Für $\beta > 1$ übersteigt der Strahlungsdruck die Gravitation und die Teilchen sind nicht mehr an das System gebunden. Aber auch für $\beta < 1$ gibt es Fälle, in denen die Teilchen keine geschlossenen Orbits mehr um den Stern ausführen können. Große Körper, wie Kometen oder Asteroiden, sind kaum vom Strahlungsdruck beeinflusst, sondern unterliegen fast ausschließlich der Gravitation ($\beta \approx 0$). Löst

¹²engl: radiation pressure

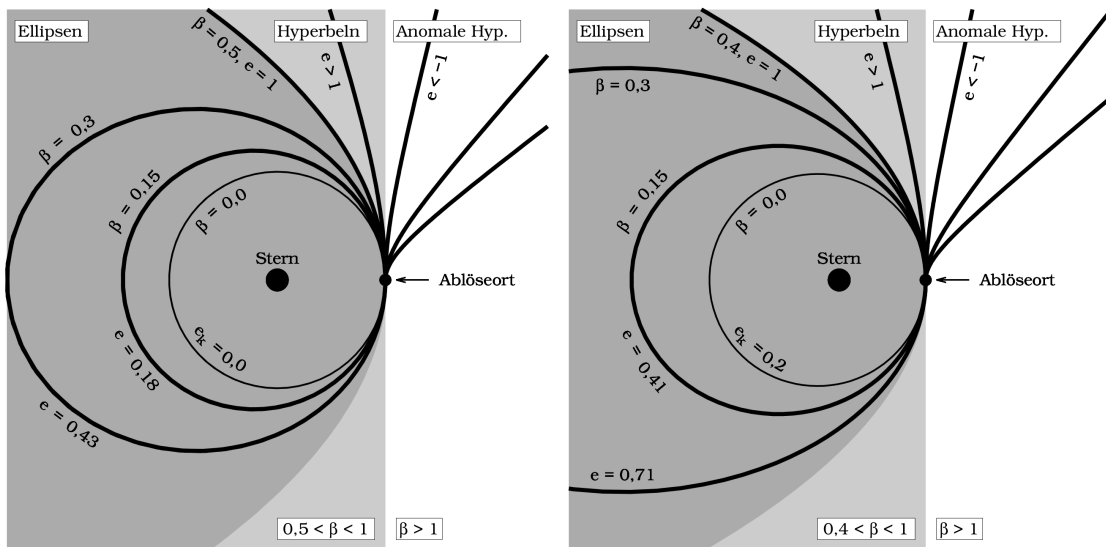


Abbildung 2.3 Darstellung des „Burns-Effekts“, durch den kleine Staubteilchen durch den Strahlungsdruck und der hohen Geschwindigkeit des Mutterkörpers das Gravitationspotenzial des Zentralsterns überwinden können. *Links*: zirkularer Orbit des Mutterkörpers. Die Blowout-Grenze liegt hier bei $\beta = 0,5$. *Rechts*: die Bahn des Mutterkörpers hat eine Exzentrizität von 0,2 und das Staubpartikel löst sich am Periastron. Die Blowout-Grenze ist nun geringer und liegt bei $\beta = 0,4$. Nach Abb. 2.3 in Vitense (2012).

sich von solchen Körpern ein kleines Staubteil ab, hat es zunächst die gleiche Bahngeschwindigkeit wie der Mutterkörper. Durch den geringen Durchmesser hat das Teilchen jedoch einen vielfach höheren β -Parameter und spürt daher eine verringerte Anziehungskraft. Die spezifische Energie des Staubkorns am Ort des Lösens lautet demnach

$$\frac{E}{m} = \frac{v_{\text{Mutterkörper}}^2}{2} - \frac{GM(1 - \beta(s))}{r}. \quad (2.14)$$

Gilt nun $E > 0$ ist das Teilchen frei und es wird sich auf einer Hyperbelbahn vom Stern wegbewegen. Dadurch ergibt sich ein maximales β , für das das Teilchen noch an den Stern gebunden ist. In der Literatur wird hier meist eine Vereinfachung verwendet (Burns, Lamy und Soter, 1979; Artymowicz, 1988; Deller und Maddison, 2005; Hahn, 2010; Pawellek, Krivov et al., 2014; Veras, Eggl und Gänsicke, 2015; Vican et al., 2016). Man nimmt den Orbit des Mutterkörpers als kreisförmig an und erhält dann $\beta = 0,5$ als Bedingung für $E = 0$. Diese Grenze ist als Blowout-Grenze bekannt. Eine schematische Darstellung dieses Effekts ist in Abbildung 2.3 gezeigt.

2.4.2 Zusammensetzung und optische Eigenschaften

Im Gegensatz zu den jungen protoplanetaren Scheiben ist eine Trümmerscheibe so gut wie gasfrei und besteht fast ausschließlich aus Staub (Krivov, 2010). Die Zusammensetzung des Staubs entspricht jedoch in etwa dem, was in protoplanetaren Scheiben und dem ISM vorhanden ist und das ist hauptsächlich

Silikat – gut zu identifizieren durch die Silikatbanden bei $\lambda = 10 \mu\text{m}$ und $18 \mu\text{m}$ (siehe auch Abschnitt 2.2). Jedoch wurde bereits ebenfalls die Präsenz von Eis und polyzyklischen aromatischen Kohlenwasserstoffen¹³ in verschiedenen Trümmerscheibensystemen nachgewiesen (Lisse et al., 2007; Chen, Fitzgerald und P. S. Smith, 2008; Acke, Bouwman et al., 2010; Seok und A. Li, 2015). Um Beobachtungsdaten zu modellieren, geht man meist von einem kompakten, sphärischen Teilchen aus, da die Eigenschaften von irregulären Formen aufwendig zu berechnen sind und es sehr viele freie Parameter gibt. Jedoch haben Staubproben aus dem Sonnensystem und der Erdatmosphäre mehrfach bestätigt, dass Staubkörner keinesfalls kugelförmig und/oder kompakt sind (siehe Ergebnisse der Missionen *Deep Impact*, *Stardust* oder *Hayabusa*: A'Hearn et al. 2005; Abe et al. 2006; Westphal et al. 2014; Brownlee, Tomandl und Olszewski 1977). Dass poröse oder fraktale Staubkörner eher die Regel als die Ausnahme sind, wurde auch durch Kollisions- und Staubentwicklungs-Experimente im Labor teils auch unter Mikrogravitation bestätigt (z. B. Blum, Wurm et al., 2000; Blum und Wurm, 2008; Kothe et al., 2013). Eine Aufnahme des Staubs während eines Experiments unter Mikrogravitation ist in Abbildung 2.4 zu sehen. Auch Modellierungen des ISM haben ergeben, dass mindestens eine Mischung aus kompakten und porösen Staubkörnern vorhanden sein muss, um neben der prominenten Silikatbande bei $\lambda = 10 \mu\text{m}$ auch die $18 \mu\text{m}$ -Bande zu erklären (z. B. Chiar und Tielens, 2006). Des Weiteren sind bei kompakten, sphärischen Teilchen Schwingungen des Effizienzfaktors der Absorption zu erwarten (siehe linke Seite von Abbildung 2.5), die jedoch nicht in Spektren nachgewiesen werden konnten (Min, Waters et al., 2007). Für die Betrachtungen in Kapitel 7 werden daher poröse Teilchen mit sphärischer Grundform betrachtet, die sich aus AstroSil und Vakuum einschließen zusammensetzen.

Berechnung der optischen Eigenschaften

An dieser Stelle soll zunächst ein Vergleich zweier Methoden zu Berechnung der optischen Eigenschaften von Staub verschiedener Kompositionen durchgeführt werden. Die erste Methode beruht auf der Mie-Theorie (Mie, 1908) für kompakte, sphärische Teilchen, welche die Wirkungsquerschnitte für Absorption und Streuung, sowie den optischen Asymmetriefaktor g aus den Brechungsindices n und k bestimmt. Des Weiteren wird die Effektivmedium-Theorie (EMT) benutzt, um ein poröses Teilchen als homogenes Gemisch aus kompaktem Staub aus AstroSil und Vakuum darzustellen. Die Porosität \mathcal{P} ergibt sich dann aus dem Volumenanteil der beiden Mischungspartner:

$$\mathcal{P} = 1 - \frac{V_{\text{staub}}}{V_{\text{gesamt}}} = \frac{V_{\text{vakuum}}}{V_{\text{gesamt}}}, \quad (2.15)$$

wobei $\mathcal{P} = 0$ gleichbedeutend mit kompakten, sphärischen Teilchen aus AstroSil ist, und $\mathcal{P} = 1$ mit reinem Vakuum. Die Brechungsindices des porösen Staubs – also des effektiven Mediums – bestimmen sich nach der Bruggeman-

¹³engl.: Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (PAH)

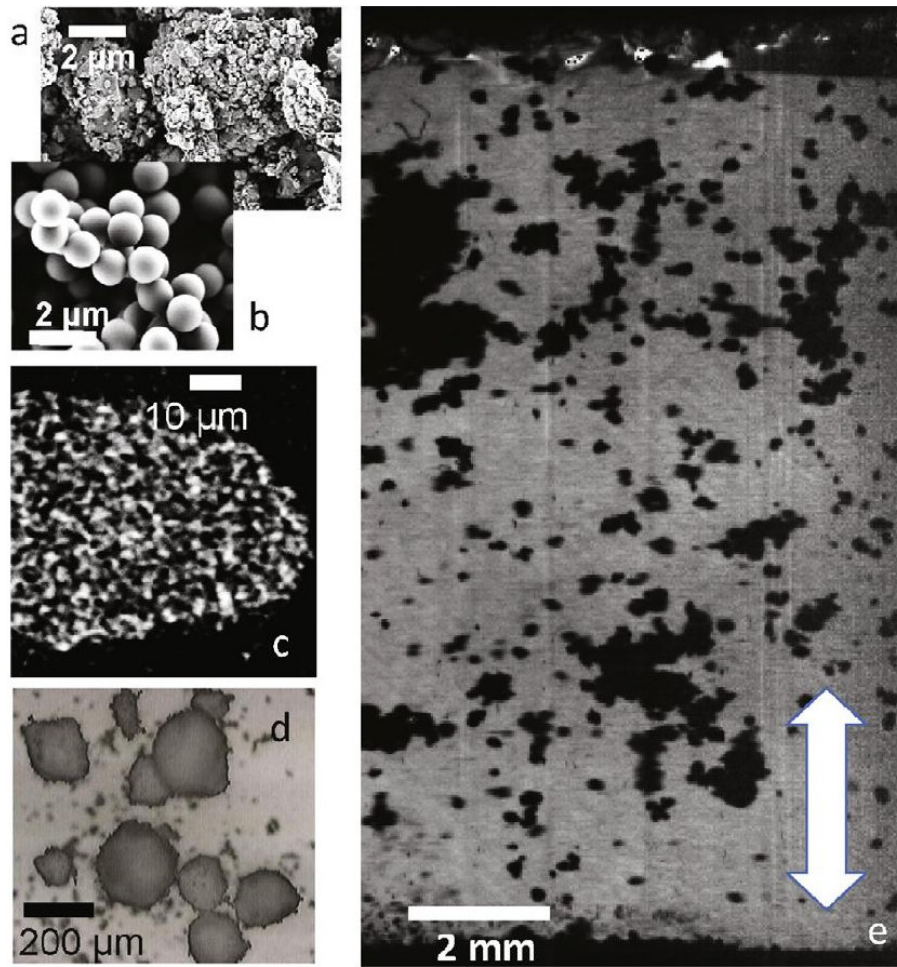


Abbildung 2.4 Mehrere Bilder von fraktalen und porösen Staubkörnern während Kollisions- und Staubkornwachstumsexperimenten in Mikrogravitation. Ausschnitt aus Abb. 2 aus [Kothe et al. \(2013\)](#).

Mischungsregel ([Bruggeman, 1935](#)) aus

$$(1 - \mathcal{P}) \frac{\varepsilon_{\text{astrosil}} - \varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_{\text{astrosil}} + 2\varepsilon_{\text{eff}}} + \mathcal{P} \frac{\varepsilon_{\text{vakuum}} - \varepsilon_{\text{eff}}}{\varepsilon_{\text{vakuum}} + 2\varepsilon_{\text{eff}}} = 0 \quad (2.16)$$

mit der komplexen Permittivität $\varepsilon = (n^2 - k^2) + i(2nk)$, wobei $\varepsilon_{\text{astrosil}}$, $\varepsilon_{\text{vakuum}}$ und ε_{eff} die Permittivitäten des Staubs, der Vakuumeinschlüsse, bzw. des effektiven Mediums bezeichnen. Für Vakuum gilt $n = 1$ und $k = 0$ – also $\varepsilon_{\text{vakuum}} \equiv 1$. Die optischen Daten des AstroSils sind aus [Draine \(2003b\)](#) und [Draine \(2003c\)](#) entnommen. Nachdem die Brechungsindizes bestimmt wurden, werden die optischen Querschnitte und der Asymmetriefaktor g mit dem Programm `miex` ([Wolf und Voshchinnikov, 2004](#)) berechnet, das auf der klassischen Mie-Theorie beruht.

Die zweite Methode geht auf die diskrete Dipolnäherung (DDA) zurück ([Purcell und Pennypacker, 1973](#); [Draine, 1988](#)). Dabei wird das Teilchen durch viele, auf einem Gitter angeordnete Dipole charakterisiert. Um ein poröses Teilchen zu erzeugen, wird das Gitter so gefüllt, dass die äußere Form einer Kugel ent-

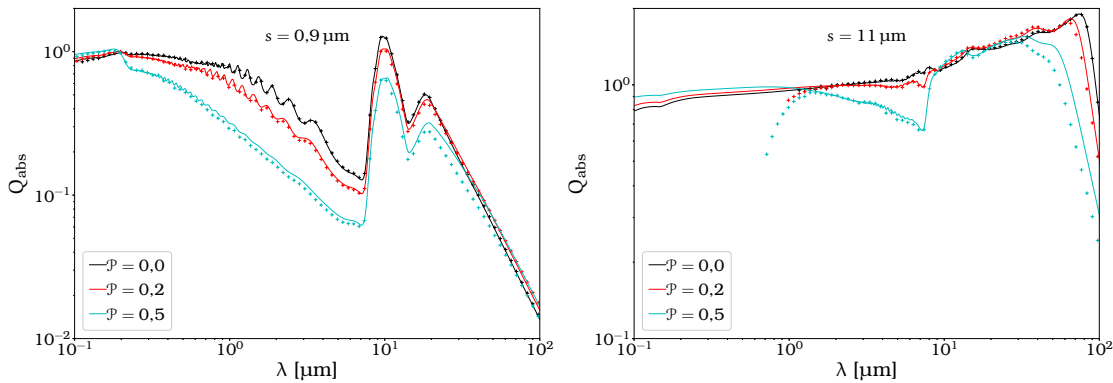


Abbildung 2.5 Vergleich der Absorptionseffizienzfaktoren Q_{abs} verschiedener Porosität \mathcal{P} , die mittels EMT (durchgezogene Linien) und DDA (Kreuze) berechnet wurden. Links: Korngröße $s = 0,9 \mu\text{m}$; rechts: Korngröße $s = 11 \mu\text{m}$.

spricht und die Dipole innerhalb dieser Kugel besitzen die Brechungsindizes von AstroSil, bzw. von Vakuum. Welcher Dipol dabei Vakuum oder AstroSil repräsentiert, ist dabei zufällig und die Wahrscheinlichkeit, dass ein Vakuum-Dipol benutzt wird, beträgt \mathcal{P} . Die Berechnungen der optischen Eigenschaften dieser Dipolanordnung wird dann von dem Programm DDSCAT (Draine und Flatau, 1994) durchgeführt. Die DDA verfolgt somit einen genaueren Ansatz als die pure Mischung verschiedener Permittivitäten wie bei der EMT. Außerdem sind damit komplexere Formen des Staubs möglich oder eine Schichtung der Komponenten, wie etwa bei einem mit Eis bedeckten Staubkorn. Der Nachteil dieser Methode ist der hohe Rechenaufwand und das beschränkte Anwendungsgebiet was Staubkorngröße und Wellenlänge angeht. Der Größenparameter $\chi = \frac{2\pi s_{\text{eff}}}{\lambda}$ muss kleiner als etwa 50 sein (Kirchschlager und Wolf, 2013; Draine und Flatau, 1994; 2010), wohingegen der Größenparameter für die Studie in Kapitel 7 bis zu 600 erreichen kann. Da diese Bedingung nicht für den geometrischen Radius s des porösen Korns gilt, sondern für den effektiven Radius s_{eff} , der durch eine kompakte Kugel gleicher Masse definiert ist, ist auch die maximale Porosität bei der Verwendung von DDA auf etwa 0,5 begrenzt.

Ein Vergleich der mit beiden Methoden berechneten Effizienzfaktoren für die Absorption Q_{abs} ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung für kompakte Teilchen mit $\mathcal{P} = 0,0$. Die Abweichungen nehmen für größer werdende Porosität und Korngröße zu, liegen jedoch stets unter 15%, für den Großteil des Parameterraums sogar bei unter 5%. Außerdem kann man erkennen, dass für größere Staubradien s (in Abbildung 2.5 rechts) die DDA-Methode keine Werte bei kleinen Wellenlängen liefert, da diese an die oben erwähnte Grenze stößt. Auch etwas unterhalb dieser Grenze – also bei etwas längeren Wellenlängen – zeigen die Effizienzfaktoren der Absorption deutlich geringere Werte als die, die mit EMT berechnet wurden. Ähnliche Ergebnisse zeigen sowohl der Streukoeffizient als auch der Asymmetriefaktor. Die gute Übereinstimmung der beiden Methoden wird ebenfalls von einer großen Anzahl an Studien bestätigt (z. B. Ossenkopf, 1991; Voshchinnikov, Il'in und Henning, 2005; Kirchschlager und Wolf, 2013).

Aus den genannten Gründen – gute Übereinstimmung beider Methoden,

stark eingeschränkter Größenparameter χ , extrem hohe Berechnungsdauer bei großem Parameterraum und hoher Wellenlängen- und Größenauflösung, eingeschränkte Porosität – werden in dieser Arbeit die optischen Eigenschaften porösen Staubs mit der [EMT](#) und der Mie-Theorie berechnet.

2.4.3 Exozodiakalwolken

Der Staub, der vom Asteroidengürtel produziert wird und durch den [PR-Effekt](#) Richtung Sonne transportiert wird, kann von der Erde als Zodiaklicht beobachtet werden. Der Staub befindet sich in der Ebene der Ekliptik (daher der Namensvorsatz „Zodiakal-“) und streut das Sonnenlicht zur Erde. Zodiakalwolken, die sich um andere Sterne als unsere Sonne befinden, bezeichnet man als Exozodiakalwolken, kurz Exozodis. Durch die Nähe zum Zentralstern sind diese Scheiben sehr warm und strahlen bei geringeren Wellenlängen als die typischen Trümmerscheiben, die meist sehr weit – mehrere 100 au – vom Stern entfernt und dementsprechend kalt sind. Der [IR-Exzess](#) liegt daher viel näher am Maximum des Sternspektrums und die relative Flusserrhöhung ist gering. Diese Tatsache und der geringe Abstand zum Stern machen es sehr schwer, Exozodis zu detektieren. In zwei Studien wurden Exozodis mithilfe von [NIR-Interferometern](#) entdeckt, die eine extrem hohe räumliche Auflösung haben ([Absil et al., 2013](#); [Ertel, Absil et al., 2014](#)). Doch die Bestimmung der Dichte- und Größenverteilung oder der chemischen Zusammensetzung ist nur sehr eingeschränkt möglich ([Kirchschlager, Wolf, Krivov et al., 2017](#); [Kirchschlager, Wolf, Brunngräber et al., 2018](#)).

Kapitel 3

Optische Interferometrie

SPEZIELL für die Untersuchung der Planetenentstehung ist eine hohe räumliche Auflösung unabdingbar, da sich die entscheidenden Vorgänge, z. B. Akkretion auf die Planetenoberfläche, auf Skalen von einigen hundert Planetenradien im sub-au-Bereich (Marleau et al., 2017; Szulágyi, Mayer und Quinn, 2017) abspielen. Da sich Sternentstehungsgebiete typischerweise in einer Entfernung von ca. 140 pc befinden (siehe Abschnitt 2.2), entspricht 1 au rund 7 Millibogensekunden (mas)¹. Aus diesen Gründen ist die Interferometrie ein bedeutender Teil der beobachtenden Astrophysik. Desweiteren wurden die Beobachtungsdaten, die in den Kapiteln 5 und 6 ausgewertet, bzw. simuliert werden, mit optischen Interferometern aufgenommen.

Das räumliche Auflösungsvermögen ist bei der Beobachtung mit herkömmlichen Teleskopen durch die Bewegungen der Moleküle in der Erdatmosphäre² und durch Lichtbeugung an den Spiegel- oder Linsenrändern begrenzt. Der Einfluss der Atmosphäre lässt sich unter hohem Aufwand mittels adaptiver Optiken teilweise korrigieren. Das, durch Beugung begrenzte Auflösungsvermögen lässt sich jedoch nur mit größeren Teleskopdurchmessern verbessern. Bei Spiegeln mit 8 m Durchmesser, wie sie beim Very Large Telescope (VLT) oder dem Gemini-Observatorium im Einsatz sind, beträgt die theoretische Auflösung im NIR ca. 60 mas. Kombiniert man die Strahlengänge mehrerer Teleskope zu einem Interferometer, ist die begrenzende Größe nicht mehr der Durchmesser der Einzelteleskope, sondern der Abstand der Teleskope zueinander, die sogenannte Basislänge. Somit lässt sich die Auflösung z. B. des Very Large Telescope Interferometer (VLTI), mit einer Basislänge von maximal 130 m, auf bis zu 3 mas verbessern.

In den nachfolgenden Abschnitten werden Funktionsweise und Observablen eines optischen Interferometers, wie es am VLTI und dem Keck-Interferometer benutzt wird, beschrieben.

3.1 Aufbau und Lichtweg

Der Einfachheit halber wird zunächst ein Zweistrahlinterferometer betrachtet, also ein Zusammenschluss von zwei Teleskopen. Der Einfluss der Erdatmosphäre wird vernachlässigt.

In Abbildung 3.1 ist der schematische Aufbau eines Zweistrahlinterferometers gezeigt. Das Licht einer Quelle trifft auf beide Teleskope, im Allgemeinen zu unterschiedlichen Zeiten. Diese zeitliche Differenz lässt sich mit der Lichtgeschwin-

¹engl.: milliarcsecond

²engl.: seeing

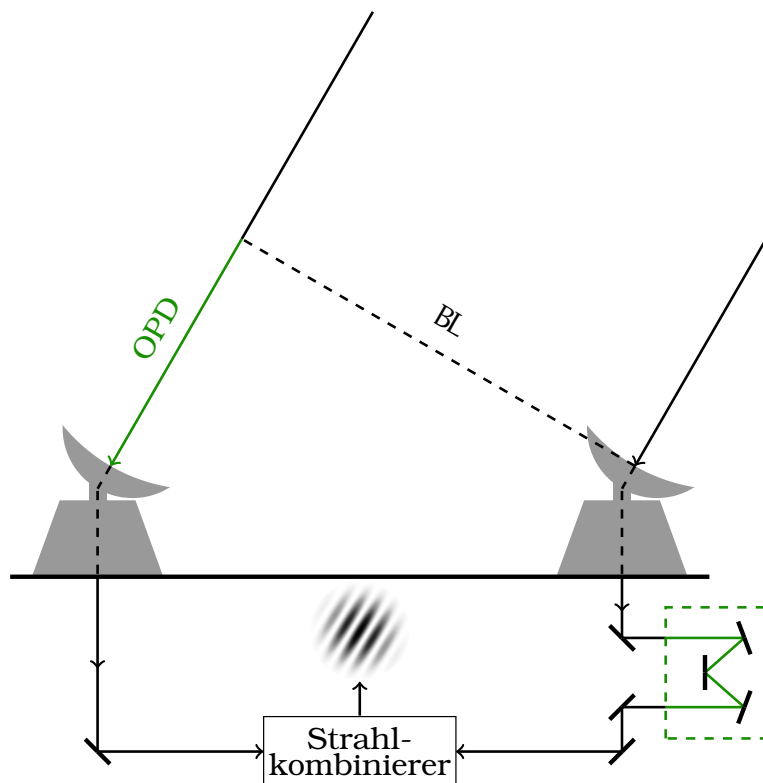


Abbildung 3.1 Schematischer Aufbau eines Zweistrahlinterferometers. In grün ist die optische Weglängendifferenz zwischen den beiden Teleskopen gezeigt. Diese muss mit Verzögerungsleitungen (innerhalb des grün gestrichelten Rechtecks) ausgeglichen werden. Das Licht von beiden Teleskopen wird dann in den Strahlkombinierer³ geleitet und wird anschließend detektiert.

digkeit in eine Strecke überführen – die optische Weglängendifferenz (OPD)⁴. Das Licht wird dann im jeweiligen Fokus gebündelt und über mehrere Spiegel in die Verzögerungsleitungen⁵ geleitet, in denen mittels fahrbarer Spiegel die OPD ausgeglichen wird. Die nun phasengleichen Lichtstrahlen werden überlagert und die entstehenden Interferenzmuster aufgezeichnet. Der Aufbau entspricht weitestgehend dem eines Doppelspaltexperiments. Bei diesem befindet sich mittig auf dem Schirm das Maximum nullter Ordnung, was einer OPD von 0 m entspricht, und die Nebenmaxima und -minima rechts und links daneben. Um bei einem Zweistrahlinterferometer die Nebenmaxima und -minima zu detektieren, muss die OPD mithilfe der Verzögerungsleitungen vergrößert oder verkleinert werden.

3.2 Van Cittert-Zernike Theorem

Das van Cittert-Zernike Theorem beschreibt die Verknüpfung der Intensitätsverteilung eines Objekts am Himmel mit den Messgrößen eines Interferometers

³engl.: beam combiner

⁴engl.: optical path difference

⁵engl.: delay lines

(van Cittert, 1934; Zernike, 1938; Thompson, Moran und Swenson, 1994; Haniff, 2007). Genauer sagt es aus, dass die Fouriertransformation der Intensitätsverteilung $I(\vec{\sigma}) = I(x, y)$ gleich der Korrelationsfunktion der beiden \vec{E} -Felder der Lichtstrahlen ist, die an den Teleskopen ankommen:

$$\langle E_1^* E_2 \rangle(u, v) = \iint I(\vec{\sigma}) e^{-2\pi i \vec{\sigma} \vec{u}} dx dy ,$$

dabei bezeichnen E_1 und E_2 die Amplituden der \vec{E} -Felder, * die konjugiert komplexe Zahl und der Operator $\langle \rangle$ die zeitliche Mittelung. Der Vektor $\vec{u} = (u, v)$ beschreibt die Koordinate im Fourierraum, an dem das Interferometer arbeitet und wird als Raumfrequenz bezeichnet. Eine genauere Erklärung wird in Abschnitt 3.4 gegeben. Um mit der weitverbreiteten Nomenklatur übereinzustimmen, wird die Gleichung noch mit der Gesamtintensität des Objekts I_{gesamt} normiert. Die resultierende Größe ist die komplexe Visibilität

$$\mathcal{V}(u, v) = \frac{\iint I(\vec{\sigma}) e^{-2\pi i \vec{\sigma} \vec{u}} dx dy}{\iint I(\vec{\sigma}) dx dy} . \quad (3.1)$$

Man kann demnach aus der Korrelationsfunktion, bzw. der komplexen Visibilität, Informationen über die Strukturen des Objekts erhalten. Es wird nun noch eine Verknüpfung zwischen der Korrelationsfunktion und den Messgrößen eines Interferometers benötigt.

3.3 Messgrößen

Visibilität

Interferieren die Lichtstrahlen der zwei Teleskope auf dem Detektor, lässt sich die dort gemessene Intensität J_{inter} ⁶ mithilfe der sich überlagernden \vec{E} -Felder berechnen. Die Intensitäten der einzelnen Lichtstrahlen J_i sind für beide Teleskope identisch, sofern oben erwähnte Vereinfachung bzgl. der Erdatmosphäre angewandt wird⁷, und bestimmen sich aus $J_i = J_{\text{einzel}} = \langle E_i^* E_i \rangle$. Die Gleichung für die Intensität der interferierenden Strahlen lautet dann

$$\begin{aligned} J_{\text{inter}} &= \langle (E_1^* + E_2^*) (E_1 + E_2) \rangle \\ &= \langle E_1^* E_1 \rangle + \langle E_2^* E_2 \rangle + \langle E_1^* E_2 \rangle + \langle E_2^* E_1 \rangle \\ &= 2J_{\text{einzel}} + 2J_{12} \cos \varphi_{12} , \end{aligned} \quad (3.2)$$

mit

$$\langle E_1^* E_2 \rangle = J_{12} e^{i\varphi_{12}} \propto \mathcal{V}(u, v) . \quad (3.3)$$

⁶Die Intensität J ist hier als Quadrat der Amplitude der elektro-magnetischen Welle zu verstehen und sollte nicht mit der (Strahlungs-)Intensität I der Quelle im Sinne der Strahlungsleistung pro Einheitsfläche, Frequenzbereich und Raumwinkelelement verwechselt werden. Vielmehr entspricht die am Detektor gemessene Intensität J dem Strahlungsfluss: $J = F = \int I d\Omega$, mit $d\Omega$ als Raumwinkelelement.

⁷Geringe Abweichungen der gemessenen Intensitäten von beiden Teleskopen treten ebenfalls durch verschiedene Transferfunktionen der Teleskope auf, z. B. durch verunreinigte oder deformierte Spiegel. Dieser Effekt wird hier ebenfalls vernachlässigt, wird aber mithilfe der sogenannten κ -Matrix während der Kalibrierung von Beobachtungsdaten kompensiert.

Die Größen J_{inter} und J_{einzel} können direkt gemessen werden und die Größen J_{12} und φ_{12} müssen bestimmt werden, um Rückschlüsse auf die Intensitätsverteilung zu ziehen. Wird die OPD leicht verändert, ändert man damit, in vorhersehbarer Weise, die Phasenbeziehung der einzelnen Strahlen zueinander. Mit Gleichung 3.2 ergibt sich

$$J_{\text{inter}}(\text{OPD}) = 2J_{\text{einzel}} + 2J_{12} \cos\left(\varphi_{12} + 2\pi\frac{\text{OPD}}{\lambda}\right).$$

Nun kann man die minimale und maximale Intensität $J_{\text{inter,min}}$ und $J_{\text{inter,max}}$ bestimmen und erhält

$$J_{12} = \frac{J_{\text{inter,max}} - J_{\text{inter,min}}}{4}.$$

Man spricht bei J_{12} auch vom korrelierten Fluss. Nach Gleichung 3.3 entspricht die Amplitude der Korrelationsfunktion dem korrelierten Fluss. Durch Normierung auf die Gesamtintensität erhält man daher die Amplitude der komplexen Visibilität, die in der Literatur ebenfalls Visibilität genannt wird:

$$V = |\mathcal{V}| = \frac{J_{12}}{J_{\text{gesamt}}} = \frac{J_{\text{inter,max}} - J_{\text{inter,min}}}{J_{\text{inter,max}} + J_{\text{inter,min}}}.$$

Zur besseren Unterscheidung wird die Größe \mathcal{V} konsequent als komplexe Visibilität bezeichnet, während deren Amplitude V nur Visibilität genannt wird. Sie entspricht dem Kontrast des Interferenzmusters.

Definitionsbedingt kann die Visibilität nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Wobei $V = 1$ bedeutet, dass die Lichtstrahlen zu 100% kohärent zueinander sind und das Objekt somit als Punktquelle erscheint. Für $V = 0$ sind die \vec{E} -Felder komplett unkorreliert, das Interferenzmuster verschwindet und hinterlässt eine gleichmäßig beleuchtete Detektorfläche. Man spricht dann davon, dass das Objekt räumlich aufgelöst sei. Eine genauere Beschreibung, was unter räumlicher Auflösung eines Interferometers zu verstehen ist, findet sich in Abschnitt 3.6. In Abschnitt 3.7 sind Beispiele für die Visibilität verschiedener Helligkeitsverteilungen gezeigt.

Phase

Könnte man die Phase φ_{12} nun ebenfalls bestimmen, hätte man die volle Information über die komplexe Visibilität für einen (u, v) -Punkt. Der Wellenlängenbereich, der für diese Arbeit von Bedeutung ist, liegt im Nah- bis Mittelinfrarot. Die Erdatmosphäre ist dort sowohl zeitlich als auch räumlich sehr unbeständig. Das verursacht unvorhersehbare Phasensprünge, die im Allgemeinen für jedes am Interferometer angeschlossene Teleskop verschieden sind. Eine direkte Bestimmung der Phase φ_{12} ist deshalb nicht möglich. Bei längeren Wellenlängen, wie sie in der Radioastronomie verwendet werden, hat die Atmosphäre einen deutlich geringeren Einfluss und die Phase lässt sich für solche Beobachtungen berechnen.

Es gibt jedoch auch im IR die Möglichkeit, Informationen über die Phase zu erhalten. Dazu werden die gemessenen Phasen von drei Teleskopen zur

Dreiecksphase⁸ kombiniert. Die gemessene Phase Φ_{12} der Basislinie zwischen den Teleskopen 1 und 2 ist eine Kombination aus der gesuchten intrinsischen Phase φ_{12} – die nur vom Beobachtungsobjekt und der Raumfrequenz abhängt – und einer zufälligen, zeitabhängigen Phasenverschiebung $\delta_{12}(t) = \delta_1(t) - \delta_2(t)$ durch die Erdatmosphäre, die von den Phasenverschiebungen der beiden Einzelteleskope abhängt:

$$\Phi_{12}(t) = \varphi_{12} + \delta_1(t) - \delta_2(t) .$$

Kombiniert man nun die gemessene Phase von drei Basislinien, die ein geschlossenes Dreieck bilden (siehe Abbildung 3.2), kann man den Einfluss der Atmosphäre eliminieren:

$$\begin{aligned} \Phi_{123} &= \Phi_{12}(t) + \Phi_{23}(t) + \Phi_{31}(t) \\ &= \varphi_{12} + \delta_1(t) - \delta_2(t) + \varphi_{23} + \delta_2(t) - \delta_3(t) + \varphi_{31} + \delta_3(t) - \delta_1(t) \quad (3.4) \\ &= \varphi_{12} + \varphi_{23} + \varphi_{31} . \end{aligned}$$

Diese Dreiecksphase Φ_{123} unterliegt nicht dem störenden Einfluss der Atmosphäre und enthält nur noch Informationen über das zu untersuchende Objekt. Da jeweils drei Teleskope für die Bestimmung benötigt werden, ist die Anzahl an Dreiecksphasen n_Φ bei N Teleskopen gegeben durch

$$n_\Phi = \binom{N}{3} = \frac{(N-2)(N-1)}{2} . \quad (3.5)$$

Ein Zweistrahlerinterferometer kann demnach keine Aussagen zur Dreiecksphase machen, bei drei Teleskopen gibt es gerade ein geschlossenes Dreieck und ein Vierstrahlinterferometer besitzt vier verschiedene geschlossene Dreiecke, von denen jedoch nur drei unabhängig voneinander sind. Das vierte Dreieck lässt sich als Kombination der jeweils anderen drei darstellen und liefert daher keine neuen Informationen.

3.4 Basislinie

Die komplexe Visibilität ist eine Funktion der Raumfrequenz $\vec{u} = (u, v)$ (siehe Gleichung 3.1). Diese Frequenz ist definiert als Quotient der Basislinie BL und der Beobachtungswellenlänge λ :

$$\vec{u} = \frac{\vec{BL}}{\lambda} . \quad (3.6)$$

Die Basislinie, bestehend aus Basislänge BL und Positionswinkel PA⁹, bestimmt sich aus den geographischen Koordinaten der Teleskope und der Position des Beobachtungsobjekts am Himmel. Ausschlaggebend ist die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts projizierte Verbindungslinie der Teleskope (siehe Abbildung 3.1). Jedes Teleskoppaar ergibt genau eine Basislinie. Die Anzahl an Verbindungslinien – und damit die Anzahl an Visibilitäten – n_V bei N

⁸engl.: closure phase

⁹engl.: position angle

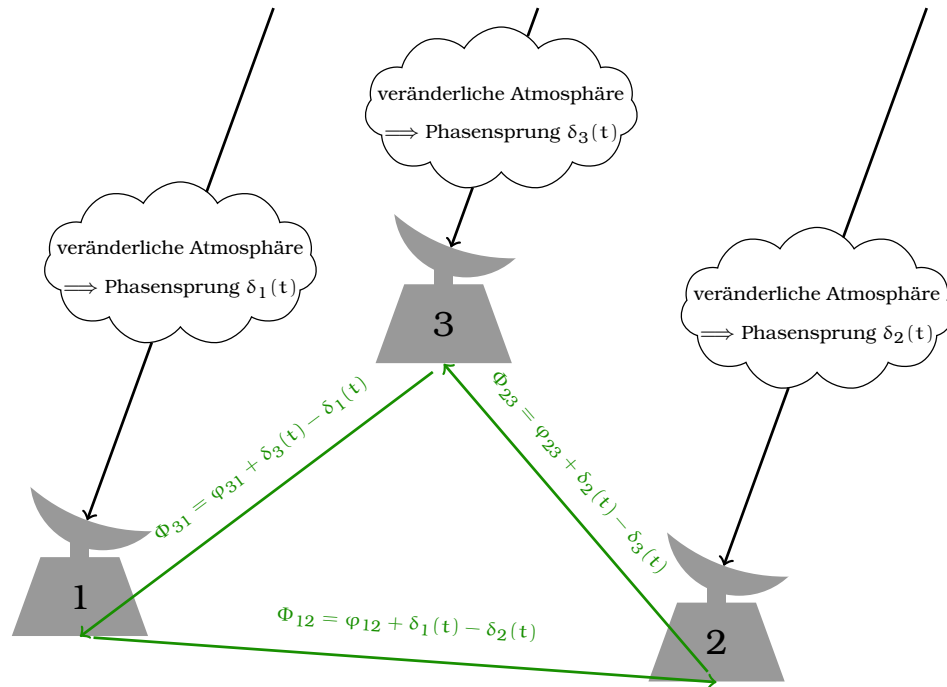


Abbildung 3.2 Die Dreiecksphase ist die Kombination der drei gemessenen Fourier-Phasen Φ_{12} , Φ_{23} und Φ_{31} . Da atmosphärische Schwankungen die gemessene Phase für jedes Teleskop individuell und unvorhersehbar ändern, ist eine direkte Aussage über die intrinsische Phase des Objekts nicht möglich. Durch Addition der gemessenen Phasen zur Dreiecksphase wird jedoch der Einfluss der Atmosphäre beseitigt (siehe Gleichung 3.4).

Teleskopen ist durch

$$n_V = \binom{N}{2} = \frac{N(N-1)}{2} \quad (3.7)$$

gegeben. Ein Zweistrahlinterferometer hat demnach nur eine einzige Basislinie, ein Interferometer aus drei Teleskopen hat drei und ein Vierstrahlinterferometer – wie die Instrumente Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging Experiment (**PIONIER**), GRAVITY oder Multi-Aperture mid-infrared Spectroscopic Experiment (**MATISSE**) am **VLTI** – besitzt sechs Basislinien.

Die relativen Positionen der Teleskope zueinander auf der Erdoberfläche seien durch die Koordinaten (O, N, z) gegeben. Dabei ist O der Abstand in Ost-Richtung, N der Abstand in Nord-Richtung und z bezeichnet den Höhenunterschied der Teleskope. Die Position eines Sterns am Himmel wird hier mit dem Koordinatenpaar Deklination δ – der Winkelabstand zum Himmelsäquator – und dem Stundenwinkel HA ¹⁰ angegeben. Ein Stundenwinkel von $HA = 0h$ bedeutet, der Stern ist gerade in seiner oberen Konjunktion und steht auf dem Meridian in Nord-Süd-Richtung, bei $HA < 0h$ steht der Stern östlich und bei $HA > 0h$

¹⁰engl.: hour angle

westlich des Meridians. Seine untere Konjunktion findet bei $HA = 12\text{ h}$ statt. Da die Höhe des Himmelsäquators – und damit die des Sterns – vom Beobachtungsstandort abhängt, muss dessen geographische Breite φ bekannt sein. Es ergibt sich folgende Koordinatentransformation vom (O, N, z) -System zum benötigten (u, v, w) -System:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda} \begin{pmatrix} BL \sin PA \\ BL \cos PA \\ BL_z \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda} R_1(\delta) \cdot R_2(HA) \cdot R_1(\varphi) \begin{pmatrix} O \\ N \\ z \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

mit den Drehmatrizen

$$R_1(\gamma) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \gamma & -\sin \gamma \\ 0 & \sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad R_2(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos \gamma & 0 & \sin \gamma \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \gamma & 0 & \cos \gamma \end{pmatrix}. \quad (3.9)$$

Es handelt sich im Einzelnen um drei hintereinander ausgeführte Drehungen des Koordinatensystems. Zuerst wird die geographische Breite φ berichtigt, sodass die neue z -Achse nun auf den Himmelsäquator und die neue N -Achse parallel zur Erdachse zeigt. Diese Achse wird nun um den Stundenwinkel gedreht und anschließend wieder um die O -Achse, um die Deklination des Sterns auszugleichen. Des Weiteren erfolgt der Übergang zu Raumfrequenzen mit der Normierung der Basislinie auf die Beobachtungswellenlänge λ .

Die Koordinate w , bzw. BL_z , wird in der einschlägigen Literatur stets vernachlässigt. Das entspricht der Projektion des betrachteten Ausschnitts der Himmelskugel auf eine ebene Fläche (Buscher, 2015). Für sehr kleine Bildfelder, wie sie mit Interferometern beobachtet werden, – z. B. $\pm 1\text{ as}$ für das Mid-infrared Interferometric Instrument (MIDI) (Leinert, Graser, Przygodda et al., 2003; Leinert, Graser, Waters et al., 2003; Morel et al., 2004) – ist der Fehler dieser Projektion sehr gering und wird daher in den folgenden Betrachtungen vernachlässigt.

3.5 (u, v) -Abdeckung

Aus dem Zusammenhang zwischen der Intensitätsverteilung und der Visibilität erkennt man, dass eine große Raumfrequenz nur Aufschluss über kleine Strukturen gibt, nicht jedoch über die großskaligen Helligkeitsänderungen. Dafür ist eine kleine Raumfrequenz nötig (siehe Gleichung 3.1). Eine Kombination aus verschiedenen Frequenzen, sowohl in Betrag als auch in Richtung, ist nötig, um komplexe Strukturen analysieren zu können. Nur durch unendlich viele (u, v) -Punkte ergibt sich durch die inverse Fouriertransformation von Gleichung 3.1 die vollständige Helligkeitsverteilung.

Um viele Informationen über die Helligkeitsverteilung eines Objekts zu bekommen, ist es daher notwendig, die komplexe Visibilität \mathcal{V} an möglichst vielen (u, v) -Punkten auszuwerten. Eine Eigenschaft der Fouriertransformation einer reellwertigen Funktion, wie die Intensitätsverteilung am Himmel, ist, dass die komplexe Visibilität \mathcal{V} punktsymmetrisch ist. Das heißt, es gilt $\mathcal{V}(u, v) = \mathcal{V}(-u, -v)$, was einem Vertauschen der Teleskope entspricht. Um die (u, v) -Ebene weiter abzudecken, gibt es verschiedene Herangehensweisen:

- Zum einen ist es möglich, mehrere Teleskope gleichzeitig zu benutzen, da gemäß Gleichung 3.7 die Anzahl an Basislinien quadratisch mit der Anzahl an Teleskopen wächst. Da die Teleskope und die nötige Infrastruktur jedoch sehr aufwendig zu bauen und teuer sind, ist man im IR im Moment noch auf wenige Teleskope begrenzt: zwei beim Keck-Interferometer und dem Large Binocular Telescope Interferometer (LBTI), und vier beim VLTI.
- Eine einfachere und günstigere Alternative ist es, sich der Abhängigkeit von u und v vom Stundenwinkel zunutze zu machen. Bewegt sich ein Stern während einer Nacht über den Himmel, ändert sich die Basislinie kontinuierlich und vollführt in der (u, v) -Ebene eine Ellipse. Mehrere Beobachtungen pro Nacht mit denselben Teleskopen bringen bereits eine signifikante Verbesserung der (u, v) -Abdeckung.
- Für kleine Wellenlängenbereiche, in denen sich die optische Erscheinung des Beobachtungsobjekts nicht oder nur wenig ändert, wirkt sich eine Änderung der Beobachtungswellenlänge laut Gleichung 3.6 in erster Näherung als Änderung der Raumfrequenzen \bar{u} aus. Eine hohe spektrale Auflösung des Interferometers erhöht somit die Anzahl an (u, v) -Punkten. Diese Methode wurde z. B. in Kluska et al. (2016) verwendet.
- Das VLTI bietet außerdem noch die Möglichkeit, die vier Auxiliary Telescopes (ATs) an verschiedene Stellen zu platzieren, um damit die Teleskopanordnung zu verändern. Die Umstellung dauert in der Regel einige Tage und es stehen danach sechs neue Basislinien – bei der Verwendung von allen vier ATs – zur Verfügung. Man kann diese dann mit den Basislinien früherer Beobachtungen kombinieren. Diese Variante ist die meistgenutzte, wenn es um die Beobachtung von protoplanetaren Scheiben geht (z. B. Schegerer, Wolf, Hummel et al., 2009; Menu et al., 2015; Lazareff et al., 2017). Diese Methode ist jedoch nur dann zielführend, wenn sich das Objekt zwischen den verschiedenen Epochen nicht ändert (siehe dazu Kapitel 5).

3.6 Räumliches Auflösungsvermögen

Das räumliche Auflösungsvermögen eines Einzelteleskops ist durch die Beugung des Lichts am Hauptspiegel oder an der Linse begrenzt. Dabei wird das Licht einer Punktquelle zu einer ausgedehnten Scheibe mit konzentrischen Ringen verschmiert, die sogenannte Airy-Scheibe. Um einen konkreten Wert für das Auflösungsvermögen anzugeben, wird meist das Rayleigh-Kriterium benutzt. Dieses sagt aus, dass zwei Punktquellen gerade noch getrennt wahrgenommen werden können, wenn sich das Beugungsmaximum der einen Quelle und die erste Nullstelle der Beugungsscheibe des zweiten Objekts an derselben Stelle befinden. Das entspricht einem Winkelabstand von $\theta \approx 1,22 \frac{\lambda}{D}$, mit D als Spiegel-/Linsendurchmesser des Teleskops.

Für Interferometer kann man ein ähnliches Kriterium definieren. Eine Punktquelle erzeugt auf dem Detektor ein sinusförmiges Interferenzmuster, ein Doppelstern erzeugt eine Überlagerung von zwei Interferenzmustern. Trifft nun das Maximum der einen Komponente an der gleichen Stelle auf den Detektor wie das

Minimum der zweiten Komponente, ist die resultierende Visibilität V minimal. Mit der Fouriertransformierten der Helligkeitsverteilung eines Doppelsterns Gleichung 3.11 erhält man einen minimalen Winkelabstand von

$$\theta = \frac{0,5}{|\vec{u}|} = 0,5 \frac{\lambda}{BL} . \quad (3.10)$$

Das gleiche Ergebnis ergibt sich auch für das 1. Minimum beim Doppelspaltexperiment. Das räumliche Auflösungsvermögen eines Interferometers ist folglich in etwa um den Faktor 2,5 besser als ein herkömmliches Teleskop, dessen Durchmesser D der Basislänge BL entspricht. Dazu kommt, dass es deutlich günstiger ist, mehrere kleine Teleskope als Interferometer zu koppeln, als ein sehr großes Einzelteleskop zu bauen. Das momentan größte, optische Einzelteleskop der Welt, das Gran Telescopio Canarias auf La Palma, hat eine Apertur von 10,4 m, wohingegen das VLTI eine maximale Basislänge von 130 m hat und damit bei gleicher Wellenlänge eine 30-fach höhere Auflösung bieten kann. Gerade die hohe Auflösung, die durch die längsten Basislängen erreicht werden kann, ist das Hauptargument für Interferometer, trotz einiger Schwachpunkte, wie der geringe Informationsgehalt einer Einzelbeobachtung mit einem Zweistrahlinterferometer.

3.7 Beispiele für Visibilität und Phase

An dieser Stelle werden die Visibilitäten und Phasen einiger simpler Helligkeitsverteilungen gezeigt. Dieser Teil dient auch dazu, ein *Python*¹¹-Skript zu testen, das für alle nachfolgenden Visibilitätenberechnungen benutzt wird. Als Eingabeparameter benötigt es die Basislängen, Wellenlängen, ein pixelbasiertes Bild der Helligkeitsverteilung und die Größe des Bildes in Bogensekunden. Je größer das Gesichtsfeld, umso höher ist die Frequenzauflösung der diskreten Fouriertransformierten. Daher wird das Ursprungsbild an den Rändern um Pixel mit dem Wert „0“ erweitert¹². Da es sich um eine sogenannte schnelle Fourier-Transformation (FFT)¹³ handelt, wird zur erheblichen Verringerung der Rechenzeit die Pixelanzahl pro Achse auf eine Zweierpotenz erhöht. Um die komplexe Visibilität an genau den Raumfrequenzen auszuwerten, die durch die Beobachtungen vorgegeben werden, muss zwischen den berechneten Werten interpoliert werden. Dies geschieht für den Real- und Imaginärteil getrennt. Die Frequenzauflösung liegt für sämtliche nachfolgende Berechnungen bei mindestens $\frac{5 \cdot 10^5 \text{ m}}{\lambda} = 0,5 \text{ M}\lambda$ ¹⁴, das entspricht einer Basislängenauflösung von beispielsweise 5 m bei einer Wellenlänge von 10 μm .

¹¹www.python.org

¹²engl.: zero-padding

¹³engl.: fast Fourier transform

¹⁴Die Einheit Megalambda $M\lambda$ ist in der optischen Interferometrie sehr verbreitet und gibt die Raumfrequenzen in Einheiten des $1 \cdot 10^6$ -fachen der Beobachtungswellenlänge an. Diese liegt im Bereich von einigen μm , wohingegen die Basislängen im Meterbereich liegen.

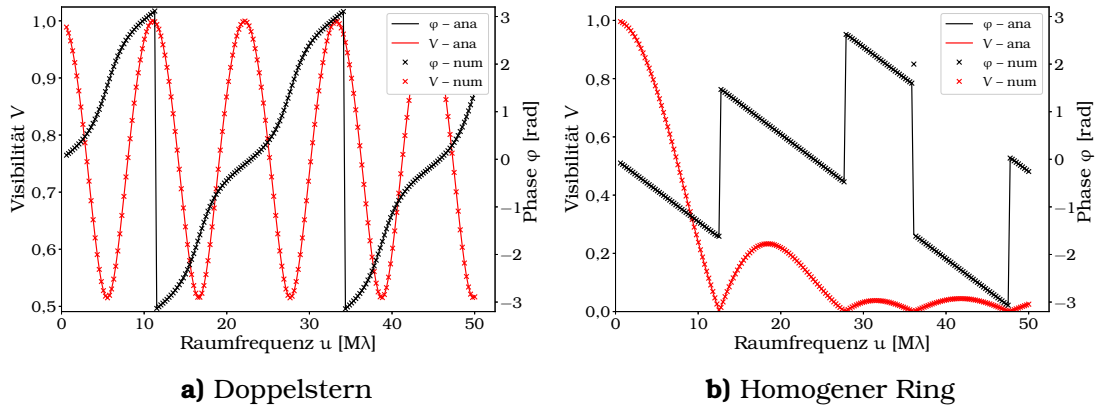


Abbildung 3.3 Vergleich zwischen den analytisch (durchgehende Linien) und numerisch berechneten (Kreuze) Werten für die GröÙen Visibilität V (rot) und Phase φ (schwarz) eines Doppelsternsystems (links) und eines homogenen Rings mit Zentralstern (rechts). Die Eigenschaften des Doppelsterns und des Rings sind in Tabelle 3.1 zu finden. Die Abweichungen bei der Berechnung der Phasen für den homogenen Ring kommen durch die endliche GröÙe der Pixel zustande.

Doppelstern

Das Doppelsternsystem ist der am meisten diskutierte Fall bei der Einführung von Visibilität und Phase. Dieser Fall ist sehr gut mit dem Doppelspaltexperiment vergleichbar. Die Helligkeitsverteilung wird aus zwei Punktquellen bestehend angenommen und ist eine Kombination aus zwei Diracschen δ -Distributionen:

$$I(\vec{\sigma}) = F_a \theta_p^2 \delta(x_a, y_a) + F_b \theta_p^2 \delta(x_b, y_b) = F_a \theta_p^2 \frac{\delta(r_a, \phi_a)}{r} + F_b \theta_p^2 \frac{\delta(r_b, \phi_b)}{r} .$$

Die GröÙe F ist der Strahlungsfluss, θ_p^2 der Raumwinkel eines Pixels und (r, ϕ) die Polarkoordinaten der Komponenten. Die Indices a und b bezeichnen die Primär- bzw. Sekundärkomponente. Aus Gleichung 3.1 erhält man für die komplexe Visibilität

$$\mathcal{V}^{(BL/\lambda, PA)} = \frac{F_a \Delta\varphi_a^{(BL/\lambda, PA)} + F_b \Delta\varphi_b^{(BL/\lambda, PA)}}{F_a + F_b} \quad (3.11)$$

mit der Phasenverschiebung

$$\Delta\varphi_i^{(BL/\lambda, PA)} = \exp \left[-2\pi i \frac{BL r_i}{\lambda} \cdot \cos(PA - \phi_i) \right] .$$

In Abbildung 3.3 a) ist der Vergleich zwischen theoretischer, komplexer Visibilität und den numerischen Berechnungen zu sehen. Der Kurvenverlauf der Visibilität ist wie erwartet eine Sinus-Funktion und die theoretischen und numerischen Ergebnisse stimmen sowohl für die Visibilität als auch für die Phase im Rahmen der numerischen Genauigkeit überein. Die verwendeten Parameter des Doppelsterns sind in der mittleren Spalte von Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Tabelle 3.1: Parameterwerte für den Doppelstern (*mittlere Spalte*) und des homogenen Rings mit Zentralstern (*rechte Spalte*).

Parameter	Doppelstern	homogener Ring
Flussverhältnis $\frac{F_a}{F_b}$	0,32	1
r_a, ϕ_a	10 mas, 180°	5 mas, 233,1°
r_b, ϕ_b	14,3 mas, 335,2°	5 mas, 233,1°
θ_i	–	3 mas
θ_a	–	9 mas
θ_p	0,125 mas	0,125 mas
Pixelanzahl	8192×8192	8192×8192
Bildfeldgröße	1024 mas×1024 mas	1024 mas×1024 mas

Homogener Ring mit Zentralstern

Die homogene Scheibe ist ein wichtiger Test, da sie eine gute Näherung für die später zu untersuchenden protoplanetaren Scheiben darstellt. Um diesen Test noch näher mit protoplanetaren Scheiben zu verknüpfen, wird aus der homogenen Scheibe ein Loch in der Mitte ausgeschnitten – die Scheibe wird so zum homogenen Ring. Zusätzlich wird mittig in dieses Loch eine Punktquelle gesetzt, um so den Zentralstern zu simulieren. Die Intensitätsverteilung lautet

$$I(r, \phi) = F_a \theta_p^2 \frac{\delta(r_a, \phi_a)}{r} + F_b \left[\text{rect} \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}_b}{\theta_a} \right) - \text{rect} \left(\frac{\vec{r} - \vec{r}_b}{\theta_i} \right) \right],$$

mit $\text{rect}()$ als zweidimensionale Rechteckfunktion, θ_i und θ_a als Innen- bzw. Außendurchmesser des Rings, F_a und F_b als Flüsse des Zentralsterns und des Rings. Sowohl Stern als auch Ring werden um $\vec{r}_a = (r_a, \phi_a)$, bzw. $\vec{r}_b = (r_b, \phi_b)$ aus der Bildmitte versetzt.

Die Fouriertransformierte dieser Helligkeitsverteilung ist

$$\mathcal{F}[I(r, \phi)] = F_a \theta_p^2 \cdot \Delta \varphi_a(\text{BL}/\lambda, \text{PA}) + F_b \Delta \varphi_b(\text{BL}/\lambda, \text{PA}) \cdot \frac{\theta_a J_1(2\pi\theta_a \text{BL}/\lambda) - \theta_i J_1(2\pi\theta_i \text{BL}/\lambda)}{\text{BL}/\lambda}$$

mit J_1 als Bessel-Funktion erster Ordnung. Die Normierung der Fouriertransformierten lautet

$$I_{\text{gesamt}} = F_a \theta_p^2 + F_b \pi (\theta_a^2 - \theta_i^2).$$

Der Vergleich zwischen der analytischen und numerischen Berechnung ist in Abbildung 3.3 b) zu sehen. Bei Nulldurchgängen der Visibilität kommt es zu Phasensprüngen. Bei großen Raumfrequenzen können dann an diesen Unstetigkeitsstellen geringfügige Abweichungen bei der Berechnung der Phase auftreten. Aufgrund der endlichen Größe eines Pixels erscheinen Stern und Ring bei sehr hoher räumlicher Auflösung nicht mehr als zirkuläre Quellen. Diese Abweichungen sind jedoch sehr gering und nur auf kleine Raumfrequenzbereiche begrenzt. Eine Verfälschung der Ergebnisse während der Anpassung der Scheibenmodelle an Beobachtungsdaten ist daher nicht zu erwarten.

Kapitel 4

Strahlungstransport in optisch dicken und dünnen Medien

Um Beobachtungsdaten von zirkumstellaren Scheiben zu reproduzieren oder Vorhersagen für zukünftige Beobachtungen zu machen, ist die genaue Berechnung der Staubtemperatur und der räumlichen Verteilung des Streu- und Reemissionsflusses essenziell. Für protoplanetare Scheiben ist dies besonders schwierig, da ihre Dichte sehr hoch ist und damit auch die optische Tiefe. Durch Absorption und Streuung an den Teilchen ist der Weg eines Photons nicht analytisch bestimmbar und muss durch numerische Lösung der Strahlungstransportgleichung berechnet werden. Eine kurze Einführung in den Strahlungstransport, sowie eine Beschreibung der Simulationssoftware für protoplanetare Scheiben ist in Abschnitt 4.1 gegeben. Da im Gegensatz dazu die gasfreien Trümmerscheiben eine eher geringe Masse haben, sind diese für alle relevanten Wellenlängen optisch dünn und sowohl Temperatur als auch Strahlungsfluss lassen sich als Funktion des Ortes in der Scheibe und der optischen Staubeigenschaften analytisch bestimmen. Diese Funktionen und die verwendete Software zur Berechnung der Observablen werden in Abschnitt 4.2 vorgestellt.

4.1 Optisch dicker Fall

Teile dieses Kapitels beruhen auf den Ausführungen in Chandrasekhar (1960) und Ober (2016) und den Referenzen darin.

Die Strahlungstransportgleichung ist eine Differentialgleichung für die frequenzabhängige Strahlungsintensität I_ν . Es wird die Bewegung von Photonen entlang eines Pfades durch ein statisches Medium betrachtet. Daher wird die eindimensionale, zeitunabhängige Form der Strahlungstransportgleichung verwendet:

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -(\kappa_\nu + \sigma_\nu)I_\nu + j_\nu(l) \quad (4.1)$$

mit l als Weg über den die Strahlung transportiert wird, $j_\nu(l)$ als Emissions-, κ_ν als Absorptions- und σ_ν als Streukoeffizient. Diese Koeffizienten hängen von der Frequenz ν der Photonen, der Dichte und Temperatur des Staubs, sowie von den Materialeigenschaften des Staubs – Absorptions- und Streuquerschnitt C_{abs} , bzw. C_{streu} – ab. Integration von Gleichung 4.1 entlang des Pfades l von l_1 nach l_2 liefert

$$I_\nu(l_2) = I_\nu(l_1)e^{-\tau_\nu(l_1, l_2)} + \int_{l_1}^{l_2} j_\nu(l)e^{-\tau_\nu(l, l_2)} dl \quad (4.2)$$

mit der optischen Tiefe

$$\tau_\nu(l_1, l_2) = \int_{l_1}^{l_2} (\kappa_\nu + \sigma_\nu) dl = \int_{l_1}^{l_2} (C_{\text{abs}} + C_{\text{streu}}) \cdot n(r) dl . \quad (4.3)$$

C_{abs} und C_{streu} sind die Absorptions- und Streuquerschnitte des Staubs und $n(r)$ die Teilchenanzahl pro Volumenelement an der Stelle r auf dem Pfad l . An dieser Stelle wird bereits verwendet, dass die optischen Eigenschaften des Staubs durch gemittelte Größen dargestellt werden können (siehe Abschnitt 2.2) und nur eine einzige Staubkorngröße in der Scheibe betrachtet wird. Für die optische Tiefe τ_ν sind zwei Fälle relevant: für $\tau_\nu \ll 1$ gilt das Medium als optisch dünn (siehe Abschnitt 4.2) und für $\tau_\nu \gg 1$ wird das Medium als optisch dick bezeichnet. Dieser Fall wird in diesem Kapitel beschrieben.

Geht man davon aus, dass sich der Staub in einem thermischen Gleichgewicht mit der Temperatur T_{staub} befindet, gilt das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz und damit lässt sich der Emissionskoeffizient beschreiben als

$$j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T_{\text{staub}}) \quad (4.4)$$

mit dem Planckschen Strahlungsgesetz

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

Fügt man nun die Definition der optischen Tiefe in Gleichung 4.1 ein und verwendet das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz, kann man die Strahlungstransportgleichung vereinfacht schreiben als

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + B_\nu(T_{\text{staub}}) . \quad (4.5)$$

Um eine Staubscheibe zu simulieren, muss diese Gleichung entlang des Pfads der Photonen gelöst werden.

Monte-Carlo-Methode

Die hier benutzten Strahlungstransport-Programme `MC3D` (Wolf, Henning und Stecklum, 1999; Wolf, 2003b) und `MO13D` (Ober et al., 2015; Ober, 2016) basieren auf dem Prinzip der Monte-Carlo-Simulation. Dabei wird ein Problem durch das mehrmalige Ausführen eines Zufallsexperiments gelöst. Zur Erläuterung der Monte-Carlo-Methode wird exemplarisch die Berechnung der Kreiszahl π gezeigt. Man zieht mehrmals jeweils zwei Zufallszahlen aus dem Bereich $[0, 1]$. Diese Zahlen werden als Koordinatenpaar (x, y) betrachtet und in ein Koordinatensystem eingetragen (siehe Abbildung 4.1). Zusätzlich wird ein Viertel des Einheitskreises in dieses Koordinatensystem eingezeichnet. Wiederholt man die Ziehung der Zahlen hinreichend oft, ergibt das Verhältnis aus Punkten, die sich innerhalb des Kreises befinden, zu den Gesamtpunkten in Näherung die Zahl $\pi/4$, da es sich um das Viertel eines Kreises handelt. Diese Näherung wird umso besser, je mehr Zufallszahlen gezogen werden – das Gesetz der großen Zahlen. Mit dieser Methode wird in den Strahlungstransport-Programmen die Tem-

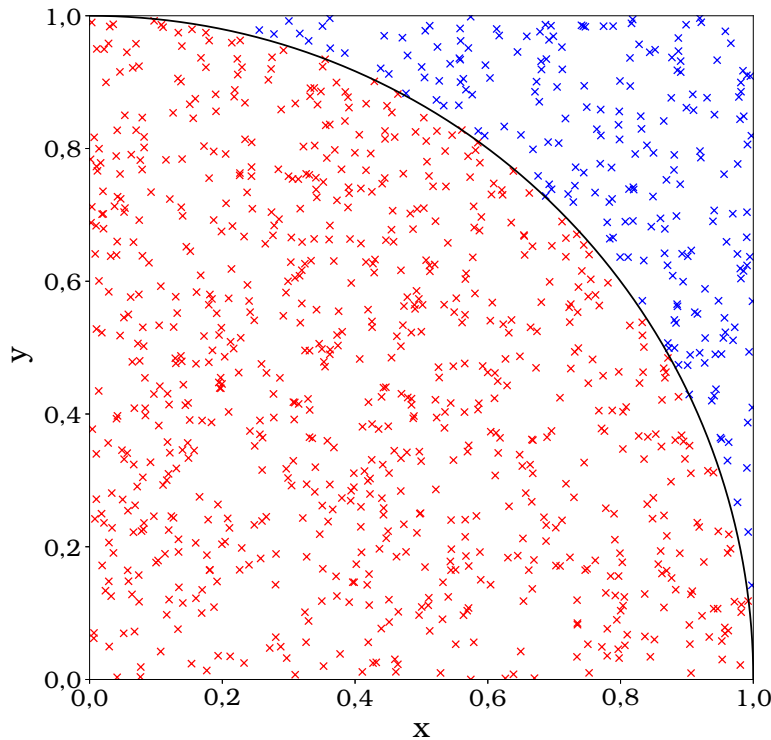


Abbildung 4.1 Veranschaulichung der Monte-Carlo-Methode. Der Anteil der Punkte, die sich innerhalb des Kreises befinden (rot), ergibt – bei hinreichend vielen Zufallszahlen – $\pi/4$. Für dieses Bild wurden 1000 Paare von Zufallszahlen gezogen und es ergibt sich $4 \cdot n_{\text{rot}}/n_{\text{gesamt}} = 3.136$.

peratur und Streuung berechnet. Dabei werden Photonenpakete in zufälliger Richtung und mit zufälliger Wellenlänge – jedoch mit der Planck-Funktion des Sterns gewichtet – vom Stern ausgesendet. Außerdem ist die Länge eines Photonenpfades durch den Staub bis zur nächsten Interaktion – Absorption oder Streuung – zufällig. Damit Temperaturverteilung und Streukarten konvergieren, muss eine große Anzahl an Photonen¹ ausgesandt werden.

Temperaturberechnung

Zunächst wird ausgehend von der stellaren Strahlung die Temperaturverteilung der Scheibe berechnet. Dafür muss zusätzlich zur Strahlungstransportgleichung noch der Energieübertrag von den Photonen auf den Staub durch Absorption (Erwärmung) und vom Staub an die Photonen durch Emission (Kühlung) berücksichtigt werden. Dies geschieht in beiden Strahlungstransportprogrammen mittels der sofortigen Temperaturanpassung (Bjorkman und Wood, 2001) und der kontinuierlichen Absorption (Lucy, 1999a; b)². Es wird Strahlung vom Stern isotrop ausgesandt und die Photonen werden mittels Strahlungs-

¹Die Wörter Photonen und Photonenpakete werden hier synonym verwendet, auch wenn es sich stets um Photonenpakete handelt.

²Da Mo13D zu weiten Teilen auf MC3D aufbaut, arbeiten beide Programme sehr ähnlich. Sollten Unterschiede in einigen Details des Programmablaufs vorhanden sein, wird hier stets die Funktionsweise des neueren Mo13D beschrieben.

transportgleichung und Mie-Streuung durch das Rechengebiet verfolgt. Dabei gibt das Photon, während es sich durch den Staub bewegt, eine bestimmte Menge an Energie an diesen ab. Die übertragene Energiemenge berechnet sich aus dem Absorptionsquerschnitt und der optischen Tiefe des zurückgelegten Wegs. Die Energie des Staubs erhöht sich und durch sofortige Reemission eines neuen Photons wird dieser erhöhte Energieeintrag teilweise korrigiert. Des Weiteren wird auch die vom Staub emittierte, thermische Strahlung zur Heizung der Gitterzellen verwendet. Es entsteht so bei genügend großer Anzahl von Photonen ein thermisches Gleichgewicht in jeder Zelle. Anschließend wird die Temperatur des Staubs aus der enthaltenen Energie und dem Absorptionsquerschnitt berechnet.

Stellare Streustrahlung

Die Berechnung der Streukarten erfolgt ähnlich wie die Temperaturberechnung. Die Photonen treffen isotrop vom Stern ausgehend auf die Scheibe und werden dort absorbiert oder gestreut. Welche Interaktion stattfindet, wird mittels Zufallszahlen entschieden. Ist die Zufallszahl größer als die Albedo – das Rückstrahlvermögen – des Staubs wird das Photon absorbiert, andernfalls gestreut. Eine Albedo von 1 bedeutet demnach, dass sämtliche Strahlung gestreut wird. Richtung und Polarisation des gestreuten Lichts errechnet sich über die Einträge der Müller-Matrix. Damit ein Photon, nachdem es gestreut wurde, auf den Detektor treffen kann, muss die Richtung des Photons mit der des Beobachters übereinstimmen. Da dieser sich aber sehr weit von der Scheibe entfernt befindet, ist der Raumwinkelbereich des Detektors extrem klein und die Wahrscheinlichkeit, dass das Photon in diese Richtung den Modellraum verlassen wird, ist sehr gering. Daher wird die sogenannte „Peel-Off“-Technik angewandt (Yusef-Zadeh, Morris und White, 1984; Ober, 2016). Nach jeder Interaktion eines Photons wird ein neues Photon – unter Einhaltung der Energieerhaltung – in Richtung des Beobachters ausgesandt. So verbessert sich das Signal-Rausch-Verhältnis der resultierenden Streukarten erheblich.

Reemission

Für die Reemission wird ein Strahlenverfolgungs³-Algorithmus verwendet. Dabei wird ein Detektor in Pixel aufgeteilt und ein identisches Gitter genau gegenüber des Detektors – hinter der Scheibe – platziert. Nun wird durch jeden Gitterpunkt hinter der Scheibe ein Strahl in Richtung Scheibe und Detektor geschickt. Entlang des Weges wird die emittierte Strahlung des Staubs aus dem Absorptionsquerschnitt und der Zelltemperatur berechnet und summiert, bis der Strahl schließlich auf den Detektorpixel trifft und dort die Gesamtstrahlung pro Pixel gespeichert wird. Diese Methode hat den Vorteil, dass alle Wellenlängen gleichzeitig berechnet werden können und der Algorithmus damit parallelisiert werden kann. Allerdings wird ein Teil des reemittierten Flusses an den Staubteilchen gestreut werden. Diese Selbststreuung wird vom Strahlenverfolgungs-Algorithmus nicht berücksichtigt. Das Programm MC3D

³engl.: ray-tracing

besitzt daher die Möglichkeit zwischen dem Strahlverfolger und einer Monte-Carlo-Methode, die ähnlich der Temperaturberechnung funktioniert, zu wählen. Diese Methode ist jedoch extrem rechenintensiv und muss für jede Wellenlänge einzeln angewandt werden. In den meisten Studien in denen Beobachtungsdaten von protoplanetaren Scheiben mit Strahlungstransport-Programmen simuliert und reproduziert wurden, wurde die Selbststreuung vernachlässigt (z. B. [Schegerer, Wolf, Ratzka et al., 2008](#); [Madlener et al., 2012](#); [Gräfe und Wolf, 2013](#)). In [Kataoka, Muto et al. \(2015\)](#), zeigten die Autoren, dass für die polarisierte Strahlung im (sub)-mm-Wellenlängenbereich, diese Selbststreuung einen Polarisationsgrad von einigen Prozent ausmachen kann. Betrachtet man also die Polarisation einer protoplanetaren Scheibe, sind die Auswirkungen der Selbststreuung demnach nicht vernachlässigbar. Weiterhin wurde in [D. Li et al. \(2016\)](#) gezeigt, dass auch im Mittelinfrarot (MIR) bei einer Wellenlänge von $10 \mu\text{m}$ polarisierte Strahlung von protoplanetaren Scheiben erwartet werden kann. Der Polarisationsgrad lag jedoch bei unter 2 % für den sehr hellen Herbig-Ae/Be-Stern AB Aur. Da in dieser Arbeit lediglich leuchtschwächere T Tauri-Sterne und nur die Gesamtintensität der Strahlung betrachtet wird, kann die Selbststreuung im weiteren Verlauf vernachlässigt werden.

4.2 Optisch dünner Fall

Ist die Teilchenanzahl gering und die optische Tiefe $\tau_v \ll 1$, sind Photonen, die auf ein Staubkorn treffen, nicht mehr durch die angrenzenden Staubkörner beeinflusst. Jedes Staubpartikel kann somit isoliert von allen anderen betrachtet werden. Unter Voraussetzung des thermischen Gleichgewichts gilt für Staub der Größe s mit der Temperatur T_{staub} in optisch dünnen Medien ([Backman und Paresce, 1993](#); [Wolf und Hillenbrand, 2003](#))

$$4r^2 \int_0^\infty Q_{\text{abs}}(s, \lambda) B_\lambda(T_{\text{staub}}) d\lambda = R_\star^2 \int_0^\infty Q_{\text{abs}}(s, \lambda) B_\lambda(T_\star) d\lambda, \quad (4.6)$$

mit dem Abstand vom Staub zum Stern r , der Effektivtemperatur des Sterns T_\star und des Sternradius R_\star . Aus Gleichung 4.6 lässt sich dann indirekt die Staubtemperatur bestimmen. Im Gegensatz zu den Studien, in denen optisch dicke protoplanetare Scheiben betrachtet werden, werden die Absorptions- und Streuquerschnitte, bzw. deren Effizienzfaktoren Q_{abs} und Q_{streu} , für optisch dünne Trümmerscheiben nicht über die Korngröße gemittelt.

Der thermische Strahlungsfluss $F'_{\text{thermisch}}$ eines Staubteilchens lautet nach dem Plankschen Strahlungsgesetz und dem Lambertschen Kosinusgesetz

$$F'_{\text{thermisch}}(s, r, \lambda) = 4\pi^2 s^2 Q_{\text{abs}}(s, \lambda) \cdot B_\lambda(T_{\text{staub}}(r, s)). \quad (4.7)$$

Um die Gesamtstrahlung der Scheibe $F_{\text{thermisch}}$ zu bestimmen, muss über alle Korngrößen und über das Scheibenvolumen integriert werden. Mit θ als Winkel oberhalb der Scheibenmittelebene ergibt sich

$$F_{\text{thermisch}}(\lambda) = \int_{s=0}^\infty \int_{r=0}^\infty \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=-\pi/2}^{\pi/2} n(s, r) \cdot F'_{\text{thermisch}}(s, r, \lambda) r^2 \cos \theta d\theta d\varphi dr ds. \quad (4.8)$$

Hier steht $n(s, r)$ für die radiale Anzahldichte- und Korngrößenverteilung. Dazu wird, wie für Trümmerscheiben üblich, eine geometrisch dünne Scheibe mit konstantem Öffnungswinkel ε angenommen, deren Dichte- und Größenverteilung je einem Potenzgesetz mit den positiven Exponenten α_r und q entsprechen. Des Weiteren ist der innere Radius der Scheibe mit R_i und der äußere Rand mit R_a gegeben:

$$n(s, r) = \begin{cases} C \cdot s^{-q} r^{-\alpha_r}, & \text{falls } s_{\min} \leq s \leq s_{\max}, R_i \leq r \leq R_a, -\varepsilon \leq \theta \leq \varepsilon \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.9)$$

Der konstante Faktor C lässt sich über die Scheibengesamtmasse M_{staub} berechnen:

$$M_{\text{gesamt}} = \int_{s=s_{\min}}^{s_{\max}} \int_{r=R_i}^{R_a} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=-\varepsilon}^{\varepsilon} n(s, r) \cdot \frac{4}{3} \pi s^3 \rho \cdot r^2 \cos \theta \, d\theta \, d\varphi \, dr \, ds$$

$$\implies C = \frac{M_{\text{gesamt}}}{\sin \varepsilon} \frac{3(3 - \alpha_r)(4 - q)}{16\pi^2 \rho \cdot (R_a^{3-\alpha_r} - R_i^{3-\alpha_r})(s_{\max}^{4-q} - s_{\min}^{4-q})} \quad (4.10)$$

Schließlich kann die gesamte thermische Reemission einer Trümmerscheibe mit Gleichung 4.10 und

$$F_{\text{thermisch}}(\lambda) = C \cdot \frac{32\pi^3 hc^2 \sin \varepsilon}{\lambda^5} \cdot \times$$

$$\times \int_{s=s_{\min}}^{s_{\max}} \left(s^{2-q} Q_{\text{abs}}(s, \lambda) \cdot \int_{r=0}^{\infty} \frac{r^{2-\alpha_r}}{\exp\left(\frac{hc}{k_B T_{\text{staub}}(r, s)\lambda}\right) - 1} \, dr \right) ds \quad (4.11)$$

berechnet werden.

Für die Streustrahlung geht man ähnlich vor. Jedoch muss beachtet werden, dass das Streuverhalten der Teilchen durch die S_{11} -Komponente der Müller-Matrix gegeben ist. Diese gibt an, in welche Richtung wie viel der ankommenden Strahlung gestreut wird. Die Gleichung für die Streustrahlung hängt demnach neben dem Abstand r auch vom Winkel Ψ zwischen Ortsvektor \vec{r} des Teilchens und dem Vektor \vec{i} zum Detektor und damit von der φ - und z -Komponente des Ortsvektors ab. Es ergibt sich

$$F_{\text{streu}}(\lambda) = C \cdot \pi^2 R_a^2 B_{\lambda}(T_{\star}) \cdot \frac{(R_a^{1-\alpha_r} - R_i^{1-\alpha_r})}{1 - \alpha_r} \cdot \int_{s=s_{\min}}^{s_{\max}} s^{2-q} Q_{\text{streu}}(s, \lambda) ds \times$$

$$\times \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=-\varepsilon}^{\varepsilon} S_{11}(\lambda, \Psi(\theta, \varphi)) \cos \theta \, d\theta \, d\varphi \quad (4.12)$$

mit dem Streuwinkel Ψ , für den bei Detektierung

$$\cos \Psi = -\frac{\vec{r} \cdot \vec{i}}{|\vec{r}|} = \sin \varphi \cos \theta \sin i - \sin \theta \cos i \quad (4.13)$$

gelten muss und der Inklination i der Scheibe.

Die in Kapitel 7 benutzten Beobachtungsdaten werden mit dem Programm `debris` (Ertel, Wolf, Metchev et al., 2011; Ertel, 2012) simuliert. Das Programm berechnet zunächst die Staubtemperaturen in Abhängigkeit des Abstands und führt dann die Integrationen – bzw. Summationen im diskreten Gitter – von Gleichung 4.8 und Gleichung 4.12 aus, um die SED der thermischen Reemission und der gestreuten Sternstrahlung zu bestimmen. Die Berechnung von Flusskarten ist ebenfalls möglich und geschieht ähnlich einem Strahlenverfolgungs-Algorithmus (siehe auch Abschnitt 4.1) mit adaptiver Gitterverfeinerung. Da die eigentliche Strahlungstransportgleichung nicht gelöst werden muss und damit keine Monte-Carlo-Simulation mit einer hohen Anzahl an Zufallsexperimenten nötig ist, ist die Simulation von optisch dünnen Scheiben mittels der oben genannten Gleichungen deutlich schneller als mit den Strahlungstransport-Programmen `MC3D` oder `Mo13D`. Dass eine typische Trümmerscheibe tatsächlich optisch dünn ist, kann mit der in Kapitel 7 verwendeten Dichte- und Korngrößenverteilung gezeigt werden. Der Einfachheit halber betrachtet man ein Teilchen mit volumen-gemitteltem Radius von $\bar{s} \approx 15,9 \mu\text{m}$. Der Extinktionsquerschnitt für Silikatpartikel dieser Größe beträgt $C_{\text{ext}} = C_{\text{abs}} + C_{\text{streu}} = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{m}^2$ bei einer Wellenlänge von $\lambda \approx 500 \text{nm}$, bei der ein Großteil der Sternstrahlung abgegeben wird. Die optische Tiefe, gemessen durch die gesamte Scheibe entlang der Mittelebene, beträgt bei einer Scheibenmasse von $1 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ lediglich $\tau = 6,3 \cdot 10^{-2}$ und ist damit optisch dünn.

Teil II

Zeitliche und räumliche Variationen der Helligkeitsverteilung von protoplanetaren Scheiben

Kapitel 5

DR Tau: zeitliche Variabilität der Helligkeitsverteilung auf Skalen des Sonnensystem

PROTOPLANETARE Scheiben besitzen eine typische Lebensdauer von höchstens 20 Millionen Jahren. Da in dieser Zeitspanne sowohl die Auflösungsprozesse der Scheibe als auch die Planetenentstehung ablaufen, ist eine Variabilität der Scheibenhelligkeit – sowohl in der SED als auch räumlich aufgelöst in der Helligkeitsverteilung – logische Konsequenz. Um bei interferometrischen Beobachtungen die (u, v) -Ebene besser abzudecken, werden oft Beobachtungen aus verschiedenen Epochen kombiniert und dabei mögliche Veränderungen der Scheibenstruktur zwischen den Epochen vernachlässigt. In der nachfolgenden Studie wird daher – erstmals für protoplanetare Scheiben – die Variabilität der Helligkeitsverteilung der protoplanetaren Scheibe um den klassischen TTauri-Stern DR Tau auf Skalen von wenigen Astronomischen Einheiten untersucht. Durch Anpassung eines einfachen, selbstkonsistenten Scheibenmodells ist es weiterhin möglich, die SED und Beobachtungen aus drei Epochen mit dem MIR-Interferometer MIDI am VLTI zu reproduzieren. Unter Zusammenarbeit mit Dr. Thorsten Ratzka (Karl-Franzens-Universität in Graz) und Dr. Florian Ober (Christian-Albrechts-Universität zu Kiel) wurde diese Studie in der Fachzeitschrift *Astronomy & Astrophysics* unter der Referenz [Brunngräber, Wolf, Ratzka et al. \(2016\)](#) veröffentlicht.

5.1 Einleitung und Motivation

Junge stellare Objekte (YSOs)¹, wie z. B. TTauri-Sterne, zeigen häufig Helligkeitsschwankungen. Man geht mehrheitlich davon aus, dass diese auf eine zeitlich veränderliche Akkretionsrate des Sterns zurückgeht. Wird mehr Material akkretiert, steigt die Akkretionsleuchtkraft L_{akkr} . Warum mehr Material auf den Stern fließt, kann durch mehrere Prozesse erklärt werden: Planet-Scheibe-Wechselwirkung ([Lodato und Clarke, 2004](#); [Ruge et al., 2014](#)), Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung ([Pfalzner, 2008](#)), thermische oder gravitative Instabilitäten ([Pringle, 1981](#); [Hartmann und Kenyon, 1996](#); [Lodato und Rice, 2004; 2005](#); [Zhu, Hartmann et al., 2009](#)) oder der Einfluss von Magnetfeldern auf ionisierte Staub- und Gasteilchen in der Scheibe ([C. R. D'Angelo und Spruit, 2010](#)). Dadurch ändert sich auch der Fluss, der durch die Scheibe abgestrahlt wird. Diese Fluss-Schwankungen können vom Ultraviolett (UV)- bis zum MIR-Bereich beobachtet werden und waren in der Vergangenheit häufig Gegenstand rein photometrischer Studien (z. B. [Lorenzetti et al., 2009](#); [Semkov et al., 2013](#); [Antoniucci et al., 2014](#); [Banzatti et al., 2014](#)). Mit bildgebenden Beobachtungen

¹engl.: young stellar objects

im NIR wurden bereits mehrfach lokale Helligkeitsasymmetrien, wie etwa Spiralarme oder Ring- und Lückenstrukturen, in verschiedenen protoplanetaren Scheiben entdeckt, z. B. bei HD 142527, HD 100546, HD 141569 und TWHya (Fukagawa et al., 2006; Garufi et al., 2016; Perrot et al., 2016; van Boekel et al., 2017). Diese Beobachtungen sind jedoch aufgrund der Beugung am Hauptspiegel der Teleskope auf eine räumliche Auflösung von einigen zehn bis hundert au limitiert. Für die längeren (sub-)mm-Wellenlängen kann mit Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) eine höhere räumliche Auflösung erreicht werden, da das Interferometer mit Basislinien von bis zu 16 km arbeitet. Beispielsweise wurde der TTauri-Stern HL Tau mit ALMA beobachtet und es zeigte sich eine Helligkeitsverteilung mit je sieben hellen und dunklen Ringen bei einer Auflösung von bis zu 20 mas, was in etwa 3,5 au entspricht (ALMA Partnership et al., 2015). In diesem Wellenlängenbereich stammt der detektierte Fluss von Staub mit Temperaturen von einigen zehn Kelvin und ist damit ungeeignet, die Prozesse, die für die Variabilität von YSOs verantwortlich sind, in den heißen, inneren Regionen der Scheibe zu untersuchen. Lediglich optische Interferometrie mit langen Basislängen erlaubt räumlich aufgelöste Beobachtungen im IR der inneren oder zirkumstellaren Scheiben.

Diese Studie untersucht die Variabilität der protoplanetaren Scheibe um DR Tau mittels selbstkonsistenten Scheibenmodellen, die in der Lage sind, Beobachtungen mit dem Interferometer MIDI aus drei verschiedenen Epochen und zusätzlich die SED zu reproduzieren. Ein Überblick über die Eigenschaften von DR Tau ist in Abschnitt 5.2 gegeben. In Abschnitt 5.3 werden die interferometrischen und photometrischen Beobachtungsdaten gezeigt und in Abschnitt 5.4 wird sowohl das Staub- und Scheibenmodell als auch die Verarbeitungskette bis zur Anpassung der Simulationen an die Daten vorgestellt. Die Ergebnisse werden in Abschnitt 5.5 besprochen. Eine Zusammenfassung samt Diskussion dieser Studie ist abschließend in Abschnitt 5.6 zu finden.

5.2 DR Tau

DR Tau ist ein klassischer TTauri-Stern und Mitglied der Taurus-Auriga-Molekülwolke in einer Entfernung von 140 pc (Kenyon, Dobrzycka und Hartmann, 1994). Die scheinbare Helligkeit im sichtbaren Bereich des Spektrums, also im B- ($\lambda_{\text{zentral}} = 445 \text{ nm}$) und V-Band ($\lambda_{\text{zentral}} = 551 \text{ nm}$), stieg in den 1970-er Jahren stark an (Bertout et al., 1977; Chavarría-K., 1979) und liegt seitdem bei $V \approx 10\text{--}11 \text{ mag}$. DR Tau zeigt ein hohes Maß an Variabilität, sowohl spektroskopisch als auch photometrisch (Kenyon und Hartmann, 1995; Alencar, Johns-Krull und Basri, 2001; Eiroa et al., 2002; Banzatti et al., 2014). Dabei können photometrische Änderungen von bis zu 3 mag in wenigen Tagen auftreten (Bertout et al., 1977). Auch in Studien über die Variabilität von YSOs mit mehreren untersuchten Sternen, sticht DR Tau aufgrund der starken und teils sehr schnellen Variation hervor (z. B. K. W. Smith et al., 1999). Eine Erklärung dafür können Sternflecken sein, sowohl welche die heißer als auch solche, die kühler als die mittlere Sternoberfläche sind (Ultchin, Regev und Bertout, 1997; Grankin et al., 2007). Aktive Sonnenflecken können dabei auch die zirkumstellare Scheibe lokal aufheizen und somit eine Asymmetrie in der Helligkeitsverteilung erzeugen, die an die Sternrotation gekoppelt ist

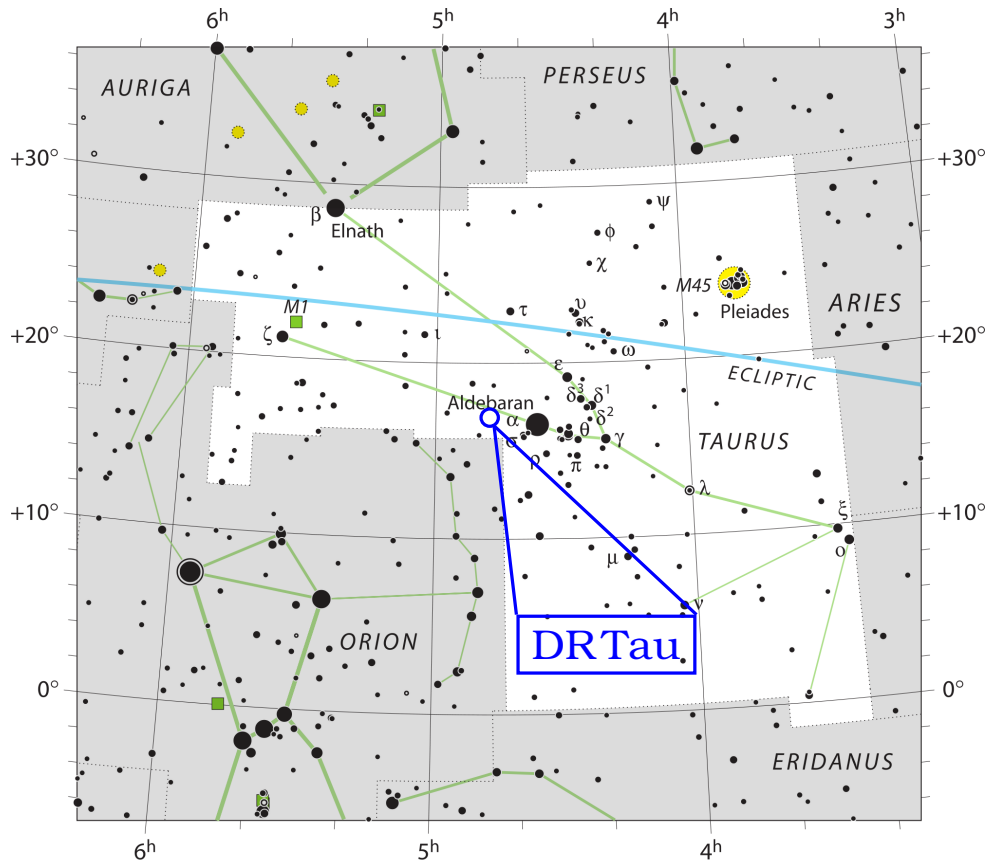


Abbildung 5.1 Aufsuchkarte für DR Tau im Sternbild Stier. Bild: IAU und Sky & Telescope, verändert

und somit durch die Scheibe wandert (Ultchin, Regev und Bertout, 1997). Da einige Emissionslinien im Spektrum von DR Tau ständig aber ohne eine erkennbare Periodizität variieren, haben Alencar, Johns-Krull und Basri (2001) geschlussfolgert, dass Turbulenzen in der Magnetosphäre des Sterns eine unsteady Akkretion des Scheibenmaterials auf den Stern verursachen, was auch zu teils kollimierten Gasausflüssen an den Polen des Sterns führt.

Aufgrund dieser Variabilität haben auch die Stern- und Scheibenparameter, die in der Literatur zu finden sind, große Unsicherheiten. Für das Alter wird eine Obergrenze von 4 Millionen Jahren angenommen (Siess, Forestini und Bertout, 1999; Thi et al., 2001; Isella, Carpenter und Sargent, 2009) und die Spektralklasse liegt vermutlich im Bereich von K5 bis K7 (Mora et al., 2001; Mohanty, Jayawardhana und Basri, 2005; Petrov et al., 2011), wobei einige Studien auch auf M0 hindeuten (Basri und Batalha, 1990; Kenyon, Hartmann et al., 1994; Alencar, Johns-Krull und Basri, 2001). Durch die Analyse der Höhe des sogenannten Balmer-Sprungs im UV-Bereich bei ca. 365 nm, haben Banzatti et al. (2014) gezeigt, dass sich die daraus abgeleitete Akkretionsleuchtkraft L_{akkr} innerhalb von 5 Tagen von $3,44 L_{\odot}$ auf $1,53 L_{\odot}$ verringert hat. Eine Zusammenfassung der stellaren Eigenschaften ist in Tabelle 5.1 gegeben.

Tabelle 5.1: Eigenschaften von DR Tau.

Parameter	Wert	Ref.
RA (J2000)	04 ^h 47 ^m 06 ^s .2	1
Dec (J2000)	+16°58'42".8	1
Abstand	140 pc	2
Spektraltyp	K5–7	3, 4
Visuelle Extinktion	1,6 mag	5
Masse	0,4–1 M _☉	5, 6, 7
Gesamtleuchtkraft	1–5,5 L _☉	7, 8, 9
Alter	≲4·10 ⁶ a	6, 7, 10

Referenzen: (1) 2MASS All Sky Catalog of Point Sources (Cutri et al., 2003); (2) Kenyon, Dobrzycka und Hartmann (1994); (3) Mora et al. (2001); (4) Petrov et al. (2011); (5) Beckwith, Sargent et al. (1990); (6) Siess, Forestini und Bertout (1999); (7) Isella, Carpenter und Sargent (2009); (8) Muzerolle et al. (2003); (9) Banzatti et al. (2014); (10) Thi et al. (2001)

5.3 Beobachtungsdaten

Beobachtung und Reduzierung

Die protoplanetare Scheibe um DR Tau wurde zu drei verschiedenen Epochen mit dem interferometrischen Instrument MIDI (Leinert, Graser, Przygodda et al., 2003; Leinert, Graser, Waters et al., 2003; Morel et al., 2004) am VLTI beobachtet. In Tabelle 5.2 sind die Beobachtungen, die für diese Studie benutzt werden, zusammengefasst. Für alle Messungen wurde das Instrument mit dem Licht aus zwei 8,2 m großen Unit Telescopes (UTs) gespeist. Das Instrument wurde im Prisma-Modus betrieben und die Daten haben eine geringe spektrale Auflösung von ungefähr 30. Die (u, v)-Abdeckung der Beobachtungen ist in Abbildung 5.2 gezeigt.

Die Daten von MIDI wurden mithilfe des MIA+EWS Software-Pakets² von Dr. Thorsten Ratzka reduziert. Die Visibilitäten für die erste Epoche am 1. Januar 2005 (E1) entsprechen der Mittelung der beiden Beobachtungen in dieser Nacht. Die Unsicherheiten der Visibilitäten betragen im Durchschnitt 0,07 und sind hauptsächlich durch die Stabilität der Transferfunktion gegeben. Für die Kalibration wurden jeweils alle Kalibrationsmessungen herangezogen, die in derselben Nacht und im selben Modus (Prisma) wie DR Tau beobachtet wurden. Kalibrationssterne mit ungewöhnlichen Visibilitäten wurden dabei jedoch nicht verwendet. Für die weitere Analyse der Daten werden die Visibilitäten benutzt, die mit MIA berechnet wurden. Ein Vergleich mit den Ergebnissen von EWS bestätigen jedoch die Visibilitäten von MIA. Für den 20. Dezember 2013 (E3) sind die Visibilitäten von EWS für die kurzen Wellenlängen des N-Bandes sogar noch um etwa 0,1 niedriger als die Daten von MIA. Die kalibrierten Visibilitäten für die drei Epochen sind in Abbildung 5.3 gezeigt.

Die Basislinie der ersten Epoche E1 ist der von E3 sehr ähnlich. Der Positionswinkel ist um lediglich 9,3° verschieden und die Basislänge sogar nur um

²<http://www.strw.leidenuniv.nl/~nevec/MIDI/>

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der Beobachtungen mit MIDI am VLT von DRTau und den Kalibrationssternen.

Datum	Uhrzeit [UT]	Objekt	N-Band Fluss [Jy]	proj. Basislinie [m]	proj. Basislinie [°]
U3-U4 (Hohe Sensitivität / Prisma)					
E1					
01.01.2005	01:42 – 01:54	HD 37160 ^{a,b}	6,5	60,4	112,5
01.01.2005	02:41 – 02:48	DRTau	–	61,0	106,1
01.01.2005	02:51 – 03:00	DRTau	–	60,4	105,6
01.01.2005	03:19 – 03:26	HD 31421	9,4	59,3	105,7
01.01.2005	03:59 – 04:07	HD 31421	9,4	55,2	104,4
01.01.2005	05:24 – 05:31	HD 49161	7,2	58,7	107,2
U2-U4 (Hohe Sensitivität / Prisma)					
E2					
20.10.2013	07:10 – 07:54	HD 25604	5,1	89,4	82,3
20.10.2013	07:45 – 07:52	HD 37160 ^a	6,5	86,7	84,2
20.10.2013	08:01 – 08:08	HD 31421	9,4	89,4	82,1
20.10.2013	08:16 – 08:24	DRTau	–	89,2	80,4
20.10.2013	08:33 – 08:41	HD 69142	5,7	82,0	55,5
U3-U4 (Hohe Sensitivität / Prisma)					
E3					
20.12.2013	01:02 – 01:08	HD 31421	9,4	57,2	117,9
20.12.2013	01:30 – 01:37	DRTau	–	60,6	115,2
20.12.2013	01:54 – 02:03	HD 33554	7,7 ^c	60,4	115,0
20.12.2013	02:55 – 03:03	HD 25604 ^b	5,1	60,1	104,3
20.12.2013	03:41 – 03:48	HD 37160 ^a	6,5	62,4	108,9

Anmerkungen: ^(a) Spektro-photometrischer Kalibrator; ^(b) Ungewöhnliche instrumentelle Visibilität; ^(c) N-Band Fluss von *CalVir*³

0,1 m. Beide Beobachtungen haben also die gleiche räumliche Auflösung und sind annähernd in dieselbe Raumrichtung sensitiv. Trotzdem unterscheiden sich die kalibrierten Visibilitäten beider Epochen um durchschnittlich 0,15.

Die differentiellen Phasen weichen nicht signifikant von 0° ab. Die maximale differentielle Phase beträgt etwa 10° für die zweite Epoche am 20. Oktober 2013 (E2). Das Maximum hängt jedoch stark vom benutzten Kalibrator ab, weshalb die Unsicherheiten hier sehr hoch sind. Obwohl die intrinsische Phase einer interferometrischen Beobachtung sehr empfindlich auf nicht rotationssymmetrische Helligkeitsverteilungen reagiert (Millour, 2014), ist eine differentielle Phase von 0° nicht gleichbedeutend mit Rotationssymmetrie, da sowohl konstante als auch lineare Terme der intrinsischen Phase nicht betrachtet werden können

³<http://www.eso.org/observing/etc/bin/gen/form?INS.NAME=CALVIN+INS.MODE=CFP>

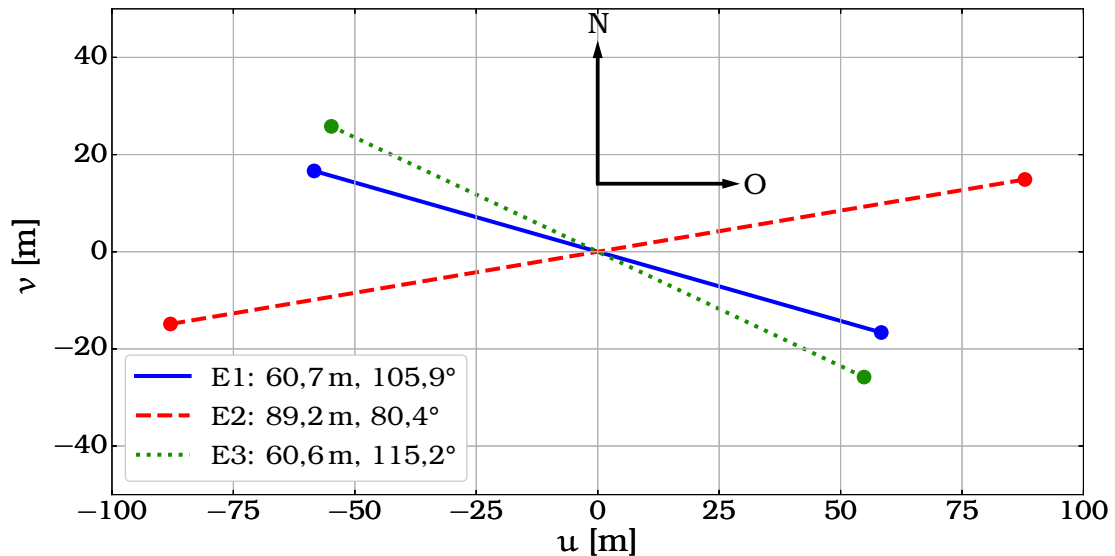


Abbildung 5.2 (u, v) -Ebene der MIDI-Beobachtungen von DR Tau für die drei Epochen Januar 2005 (E1, blau durchgezogen), Oktober 2013 (E2, rot gestrichelt) und Dezember 2013 (E3, grün gepunktet).

(Ratzka et al., 2009, Kapitel B).

Für DR Tau befinden sich noch weitere MIDI-Beobachtungen vom Oktober und November 2004, sowie vom Dezember 2013 im Archiv der europäischen Südsternwarte (ESO). Diese Daten wurden jedoch aufgrund ihrer geringen Qualität von dieser Studie ausgeschlossen.

Variabilität

Die Basislinien der ersten (E1) und dritten Epoche (E3) liegen sehr nah beieinander. Die Basislängen weichen um weniger als 0,2% ab und der Positionswinkel ist nur um 9,3° verschieden. Vergleicht man jedoch die kalibrierten Visibilitäten, stellt man deutliche Unterschiede fest. Fast neun Jahre liegen zwischen den Beobachtungen und die Visibilität bei E1 besitzt höhere Werte als bei E3. Für einfache Helligkeitsverteilungen gilt, dass die Visibilität höhere Werte annimmt, wenn eine Punktlichtquelle einen höheren Anteil an der Gesamtstrahlung einnimmt. Bei ausgedehnten Quellen hat die Visibilität eher geringere Werte. Die Kurven suggerieren demnach, dass die Strahlung der Scheibe um DR Tau im Januar 2005 einen höheren Punktquellen-Anteil besaß als im Dezember 2013. Gründe dafür könnten ein genereller Anstieg der Scheibenleuchtkraft durch variable Akkretion auf den Zentralstern sein oder azimuthale Helligkeitsschwankungen, die ihre Position innerhalb der Scheibe zwischen den beiden Epochen signifikant geändert haben.

Auf der anderen Seite hat die Beobachtung während der zweiten Epoche (E2) vom Oktober 2013 eine um 50% größere Basislänge als die von E3, nur zwei Monate später. Eine größere Basislänge sollte, wieder einfache Helligkeitsverteilungen vorausgesetzt, eine geringere Visibilität zeigen, da die Punktquellen-Anteile durch die höhere räumliche Auflösung immer geringer werden. Dies ist hier nicht der Fall. Die Visibilität von E2 ist höher als die von E3. Die Beob-

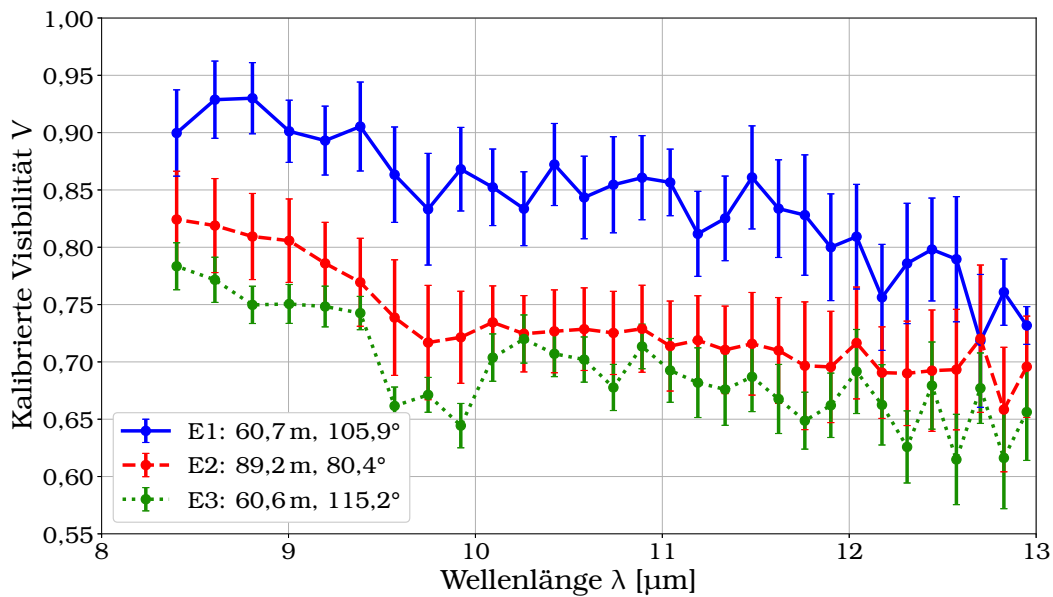


Abbildung 5.3 Kalibrierte MIDI-Visibilitäten von DR Tau für die drei Epochen Januar 2005 (E1, blau durchgezogen), Oktober 2013 (E2, rot gestrichelt) und Dezember 2013 (E3, grün gepunktet).

achtungen unterscheiden sich auch im Positionswinkel, was die unerwarteten Visibilitätenkurven erklären könnte. Eine statische, rotationssymmetrische, inklinierte Scheibe kann stark unterschiedliche Visibilitäten produzieren, falls eine der Basislinien genau entlang der großen oder kleinen Halbachse der Scheibe zeigt. Die Unterschiede zwischen den Visibilitäten wird dann größer, je größer die Inklination der Scheibe und die Differenz der Positionswinkel ist. Unsere Beobachtungen haben jedoch nur eine Differenz von 35° und es gibt keinen Hinweis auf eine Scheibeninklination von mehr als 60° (Kenyon, Hartmann et al., 1994; Alencar, Johns-Krull und Basri, 2001; Brown, Troutman und Gibb, 2013; Eisner, Hillenbrand und Stone, 2014). Die Visibilitäten von E2 und E3 können demnach auf Variationen in der Helligkeits- und damit Dichteverteilung auf kleinen Zeitskalen in der Größenordnung der beobachteten UV-Variationen von Banzatti et al. (2014) hindeuten oder auf eine nicht-rotationssymmetrische Scheibe, also z. B. auf Dichteansammlungen, die zu verschiedenen Zeitpunkten auf ihrem Orbit um den Stern beobachtet wurden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass bereits mit einem minimalen, interferometrischen Datensatz auf eine nicht-achsensymmetrische Scheibe und/oder einer zeitlichen Variation der Scheibenstruktur in der im MIR hellen Region geschlossen werden kann.

Photometrie

Neben den hochauflösenden, räumlich begrenzten, interferometrischen Beobachtungsdaten, wird auch ein Satz globaler, photometrischer Daten benutzt, um möglichst viele Informationen des DR Tau-Systems für die Anpassung des Scheibenmodells zu verwenden. In Tabelle 5.3 sind die verwendeten Flussmessungen aus der Literatur angegeben.

Tabelle 5.3: Veröffentlichte photometrische Daten von DR Tau.

λ [μm]	Fluss F [Jy]	Ref.	λ [μm]	Fluss [Jy]	Ref.
0,36	$0,037 \pm 0,029$	1	12	$3,16 \pm 0,03$	5
0,44	$0,048 \pm 0,031$	1	25	$4,30 \pm 0,05$	5
0,55	$0,083 \pm 0,045$	1	60	$5,51 \pm 0,04$	5
0,64	$0,128 \pm 0,072$	1	100	$5,73 \pm 0,63$	6
0,78	$0,20 \pm 0,13$	1	200	$4,10 \pm 0,85$	7
1,25	$0,46 \pm 0,01$	2	443	$2,38 \pm 0,17$	8
1,65	$0,78 \pm 0,04$	2	600	$0,61 \pm 0,05$	9
2,17	$1,22 \pm 0,02$	2	769	$0,40 \pm 0,08$	10
3,6	$1,86 \pm 0,20$	3	863	$0,533 \pm 0,007$	8
4,5	$1,89 \pm 0,15$	3	1056	$0,23 \pm 0,02$	10
5,8	$1,824 \pm 0,013$	4	1300	$0,109 \pm 0,011$	11
8	$1,985 \pm 0,024$	4	1300	$0,159 \pm 0,011$	12

Referenzen: (1) [Kenyon und Hartmann \(1995\)](#); (2) 2MASS All Sky Catalog of Point Sources ([Cutri et al., 2003](#)); (3) [Robitaille et al. \(2007\)](#); (4) [Hartmann, Megeath et al. \(2005\)](#); (5) [Weaver und Jones \(1992\)](#); (6) IRAS Point Source Catalog (PSC) v2.1; (7) ISO Data Archive; (8) [Andrews und Williams \(2005\)](#); (9) [Mannings und Emerson \(1994\)](#); (10) [Beckwith und Sargent \(1991\)](#); (11) [Isella, Carpenter und Sargent \(2009\)](#); (12) [Beckwith, Sargent et al. \(1990\)](#)

5.4 Scheibenmodellierung

Staub- und Scheibenmodell

Das zugrundeliegende Modell für die protoplanetare Scheibe entspricht einer α -Scheibe nach [Shakura und Sunyaev \(1973\)](#). Sie besteht zu etwa 99% aus Gas und zu 1% aus Staub, einer Mischung aus Silikat und Graphit. Da das Gas nur durch die Untersuchung von Spektrallinien Einfluss auf die Erscheinung der protoplanetaren Scheibe hat, ist es in diesem Fall ausreichend nur den Staub und dessen optische Eigenschaften zu betrachten. Die Korngrößen des Staubs liegen im Bereich von 5 nm bis 250 nm und die Größenverteilung folgt dem Potenzgesetz $n(s) \propto s^{-3,5}$. Eine detailliertere Beschreibung sowohl des Staubs- als auch des Scheibenmodells ist in Abschnitt 2.2 gegeben.

Strahlungsquellen

Der Zentralstern wird von einem idealen Schwarzen Körper repräsentiert. Die Temperatur der Quelle ist auf 4050 K festgelegt ([Mohanty, Jayawardhana und Basri, 2005](#)) und die Leuchtkraft L_* wird aufgrund der hohen Unsicherheit als freier Parameter behandelt. Da das DR Tau-System starke Akkretion zeigt ([Robitaille et al., 2007](#); [Edwards et al., 2013](#); [Eisner, Hillenbrand und Stone, 2014](#)), wird außerdem eine Akkretionsheizung berücksichtigt. Dazu wird ein simples, statisches Akkretionsmodell verwendet, indem ein zweiter, punktförmiger Schwarzkörper als zusätzliche Strahlungsquelle in der Scheibenmitte platziert wird. Die Effektivtemperatur der Akkretionsheizung T_{akkr} ist konstant und beträgt in diesem Modell 8000 K. Dieses einfache Modell ist bereits erfolg-

Tabelle 5.4: Umrechnung von A_V auf Extinktionskoeffizienten anderer Wellenlängen durch die Verwendung einer mittleren Extinktionskurve. Aus [Savage und Mathis \(1979\)](#).

λ [μm]	0,344	0,40	0,44	0,55	0,70	0,90	1,25	2,2	3,4
A_λ [A_V]	1,581	1,419	1,323	1,0	0,748	0,484	0,281	0,123	0,052

reich bei der Simulation von T-Tauri-Sternen verwendet wurden (z. B. in [Akeson et al., 2005](#); [Schegerer, Wolf, Ratzka et al., 2008](#); [Schegerer, Wolf, Hummel et al., 2009](#)). Die Akkretionsleuchtkraft L_{akkr} ist, wie die stellare Leuchtkraft, ein freier Parameter. Die Gesamtleuchtkraft des Systems $L_{\text{gesamt}} = L_\star + L_{\text{akkr}}$ wird jedoch als konstant angenommen mit $L_{\text{gesamt}} = 1,9 L_\odot$ ([Muzerolle et al., 2003](#); [Schegerer, Wolf, Hummel et al., 2009](#); [Eisner, Hillenbrand und Stone, 2014](#)).

Strahlungstransport

Um aus dem Modell Beobachtungsgrößen zu erhalten, werden Simulationen mit dem Programm `MC3D` ([Wolf, Henning und Stecklum, 1999](#); [Wolf, 2003b](#)) durchgeführt. Es ist ein Strahlungstransportprogramm, das auf der Monte-Carlo-Methode beruht (siehe Kapitel 4). Die analytische Dichtefunktion der Scheibe wird auf ein sphärisches Gitter projiziert, in dessen Ursprung sich der Zentralstern und die Akkretionsheizung befinden. Innerhalb jeder Gitterzelle ist Temperatur und Dichte konstant und es herrscht ein thermisches Gleichgewicht. Nach den Berechnungen des Strahlungstransport-Programms werden die beiden simulierten Flusskarten für gestreute Sternstrahlung und thermische Reemission des Staubs addiert, da ein Detektor den Ursprung der Strahlung nicht unterscheiden kann. Die Flusskarten werden für sämtliche Wellenlängen in Tabelle 5.3 und für fünf weitere Wellenlängen zwischen $8 \mu\text{m}$ und $13 \mu\text{m}$ für die Anpassung der Visibilitäten berechnet.

Stellare Extinktion

Da die interstellare Extinktion nicht Teil der Simulationen ist, müssen die simulierten Flüsse F_{simu} im Nachhinein um die Extinktion A_λ für alle Wellenlängen korrigiert werden, um mit den beobachteten Flüssen F_{beob} verglichen zu werden:

$$F_{\text{beob}}(\lambda) = F_{\text{simu}}(\lambda) \cdot 10^{-0,4 A_\lambda} . \quad (5.1)$$

Für das V-Band findet man in der Literatur einen Wert für die Extinktion von $A_V = 1,6 \text{ mag}$; siehe Tabelle 5.1. Um die Extinktion für die weiteren Wellenlängen zu bestimmen, wird eine mittlere Extinktionskurve verwendet (siehe Tabelle 5.4). Diese Korrektur wird nur für Wellenlängen bis etwa $3,4 \mu\text{m}$ angewandt, da für größere Wellenlängen die Extinktion auf Werte vergleichbar mit den Messunsicherheiten abfällt. Für Wellenlängen, die nicht in Tabelle 5.4 gegeben sind, wird eine lineare Interpolation verwendet.

Berechnung der Visibilitäten

Um aus den Flusskarten Visibilitäten zu berechnen, wird das in Abschnitt 3.7 besprochene und getestete *Python*-Skript verwendet. Auf den Karten wird eine Fouriertransformation angewandt und an den Basislängen, die durch die MIDI-Beobachtungen vorgegeben sind, ausgewertet. Die Ausrichtung der großen Halbachse der inklinierten Scheibe am Himmel wird hier mit Φ bezeichnet und wird, wie auch der Positionswinkel PA der Basislinie, von Nord nach Ost gemessen³. Die Orientierung der Basislinie zur Scheibe $\Psi := PA - \Phi$ ist nicht bekannt und daher ein freier Parameter. Es werden sieben Wellenlängen zwischen $8\ \mu\text{m}$ und $13\ \mu\text{m}$ zur Berechnung der Visibilitäten benutzt. Obwohl die Beobachtungsdaten von MIDI eine spektrale Auflösung von ca. 30 haben, bringt eine Berechnung der Flusskarten an weiteren Wellenlängen keinen Informationszuwachs, da die Absorptions- und Streuquerschnitte des verwendeten Staubs im Wellenlängenbereich um $10\ \mu\text{m}$ keine steilen, auf kleine Wellenlängenbereiche begrenzte Gradienten zeigen (siehe Abbildung 6.3). Des Weiteren ist die Berechnung von Streu- und Reemissionskarten mit der nötigen, hohen räumlichen Auflösung sehr rechenintensiv und zeitaufwendig und skaliert linear mit der Anzahl an verwendeten Wellenlängen.

Parameterraum

Um eine gute Anpassung des Modells an die Beobachtungsdaten zu finden, werden einige der Scheiben- und Sternparameter variiert. Der Parameterraum wird mit einer iterativ verfeinerten Gittersuche durchsucht. Die Grenzen des Parameterraums und die Anzahl verwendeter Werte sind in Tabelle 5.5 gegeben. Da die Gesamtleuchtkraft auf $1,9L_{\odot}$ festgelegt ist, wird nur das Verhältnis der beiden Leuchtkräfte verändert. Beobachtungen im (sub-)mm-Bereich haben die Staubmasse M_{staub} recht gut auf etwa $1 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ begrenzt (Hildebrand, 1983) und es werden daher nur zwei verschiedene Werte verwendet. Die untere Grenze des Innenradius R_i ist näherungsweise durch die Sublimationsgrenze bestimmt ($T_{\text{staub}} \approx 1500\ \text{K}$ bis $2000\ \text{K}$; Pollack, Hollenbach et al. 1994). Die Variation des Positionswinkels ist notwendig, da die Orientierung der Scheibe – also die Lage am Himmel der großen Halbachse einer inklinierten Scheibe – unbekannt ist und daher ebenfalls bestimmt werden muss.

Anpassungsprozedur

Normalerweise werden die photometrischen und interferometrischen Daten gleichzeitig für die Anpassung der Parameterwerte an die Beobachtungsdaten benutzt (z. B. Schegerer, Wolf, Hummel et al., 2009; Matter, Labadie et al., 2014; Kreplin et al., 2016). Die SED ist eine globale, also über die gesamte Scheibe integrierte Größe. Das bedeutet jedoch, dass es möglich ist, durch verschiedene Dichteverteilungen die gleiche SED zu erhalten. Visibilitäten beschreiben die Struktur der Scheibe hingegen auf räumlich sehr kleinen Skalen. Durch eine Kombination von beiden ist es daher möglich, etwaige Entartungen, die durch

³Dieser Winkel wird in der Literatur meist ebenfalls als *position angle* PA bezeichnet. Um Verwechslungen mit dem Positionswinkel der Basislinie zu vermeiden, wird diese Nomenklatur hier nicht verwendet.

Tabelle 5.5: Grenzen des untersuchten Parameterraums.

Scheibenparameter	Min. Wert	Max. Wert	n
L_* [L_\odot]	0,25	1,9	9
L_{akkr} [L_\odot]	0	1,65	9
M_{staub} [M_\odot]	$8 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	2
R_i [au]	0,065	2	23
R_a [au]	70	350	5
β	0,65	1,3	14
h_{100} [au]	10	20	13
Inklination i [°]	8	62	14
Beobachtungswinkel Ψ [°]	0	175	36

eine alleinige SED-Anpassung auftreten würden, zu beseitigen und die Wertebereiche der Scheibe stark einzugrenzen. Da die gemessenen Visibilitäten bereits eindeutig zeigen, dass sich das Erscheinungsbild von DRTau zwischen den Epochen verändert hat und das verwendete, statische Modell dementsprechend nicht alle Daten gleichzeitig reproduzieren kann, ist die übliche Vorgehensweise hier nicht angebracht. Die vier simulierten Datensätze – SED plus die Visibilitäten aus drei Epochen – werden jeweils einzeln an die vorhandenen Beobachtungsdaten angepasst. Die so gewonnen Parametersätze aus den Visibilitäten sind im Allgemeinen jedoch ungeeignet, die komplette Scheibe korrekt zu beschreiben und repräsentieren die Dichteverteilungen lediglich auf räumlich begrenzten Strukturen im Scheibeninnern.

Als Maß der Qualität einer Anpassung wird der χ^2 -Wert genutzt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^m \left(\frac{F_{\text{beob}}(\lambda_i) - F_{\text{simu}}(\lambda_i)}{\sigma_{\text{beob}}(\lambda_i)} \right)^2,$$

wobei m die Anzahl an Wellenlängen in Tabelle 5.3 ist und σ_{beob} die Messunsicherheit einer photometrischen Flussbestimmung. Die Bestimmung der Qualität für die Visibilitätenanpassung erfolgt nach dem gleichen Prinzip.

5.5 Ergebnisse

Modell A

Die beste Anpassung an die photometrischen Beobachtungsdaten (Modell A) ist im oberen Teil von Abbildung 5.4 zu sehen. Im unteren Teil finden sich die Differenzen der dazugehörigen, simulierten Visibilitäten V_{simu} von den gemessenen Visibilitäten V_{beob} . Dieselben Parameterwerte wurden ebenfalls für die beste Reproduzierung der Visibilitäten der dritten Epoche gefunden, obwohl die Beobachtungsdaten unabhängig voneinander angepasst wurden. In der zweiten Spalte von Tabelle 5.6 sind die Parameterwerte dieser Scheibe angegeben. Die ermittelten Werte passen zu denen aus früheren Studien zu DRTau (z. B. Muzerolle et al., 2003; Schegerer, Wolf, Hummel et al., 2009; Isella, Carpenter und Sargent, 2009; Eisner, Hillenbrand und Stone, 2014; Banzatti et al.,

Tabelle 5.6: Parameterwerte der Scheiben, die am besten für die Reproduzierung der Beobachtungen geeignet sind. *Zweite Spalte:* Modell A, beste Anpassung an SED und E3; *dritte Spalte:* Modell B, beste Anpassung an E1 und E2. Zum Vergleich sind in der letzten Spalte die Werte von Modell III aus Schegerer, Wolf, Hummel et al. (2009) angegeben.

Scheibenparameter	Geeignetster Wert		
	Modell A	Modell B	Modell III
L_* [L_\odot]	0,9	0,9	0,9
L_{akkr} [L_\odot]	1,0	1,0	1,0
T_* [K]	4050 ^a	4050 ^a	4050
T_{akkr} [K]	8000 ^a	8000 ^a	8000
M_{staub} [M_\odot]	$3 \cdot 10^{-3b}$	$3 \cdot 10^{-3b}$	$1 \cdot 10^{-3}$
R_i [au]	0,065 ^c	0,065 ^c	0,05
R_a [au]	90	350 ^d	90
β	1,025	1,025	0,75
h_{100} [au]	17,5	10 ^c	15
Inklination i [°]	44	44	20
Ausrichtung Φ [°]	75	15	–

Anmerkungen: ^(a) Fester Wert; ^(b) Nur zwei Werte untersucht; ^(c) Untere Grenze; ^(d) Obere Grenze

2014). Bisher veröffentlichte Parameterwerte überdecken jedoch einen relativ großen Wertebereich, was direkt auf die kurz- und langskaligen Variationen der Scheibenstruktur zurückzuführen ist.

Die Residuen der Visibilitäten in Abbildung 5.4 sind für den Beobachtungswinkel $\Psi = 30^\circ$ gezeigt. Das entspricht einer Ausrichtung der großen Halbachse von $\Phi = 75^\circ$ von Nord nach Ost. Wie in Abschnitt 5.3 bereits vermutet, werden die Visibilitäten von E1 und E3 trotz sehr ähnlicher Basislinie nicht von einem einzigen Parametersatz reproduziert. Obwohl der Beobachtungswinkel Ψ ein freier Parameter ist, ist die Positionswinkeldifferenz von nur 10° zu gering, um die Unterschiede in den Visibilitäten zu erklären. Wegen der moderaten Inklination von $i = 44^\circ$, ist die Visibilität nicht sehr sensitiv auf Änderungen des Beobachtungswinkels. Die berechneten Visibilitäten für die Basislänge $BL = 60,6 \text{ m}$ (E3, grün gepunktete Linie im unteren Teil von Abbildung 5.4) variieren um lediglich 3 % bis 6,7 % bei verändertem Beobachtungswinkel. Außerdem unterscheiden sich die simulierten Visibilitäten von E3 mit $\Phi = 75^\circ$ kaum – weniger als 0,1 % – von denen mit $\Phi = 155^\circ$. Diese Unsicherheit wird ebenfalls durch frühere Studien bestätigt. So fanden Pontoppidan et al. (2011) eine Scheibenausrichtung von $\Phi \approx 0^\circ$, Isella, Carpenter und Sargent (2009) fanden 100° , Brown, Troutman und Gibb (2013) veröffentlichten 140° und Akeson et al. (2005) haben $\Phi = 160 \pm 55^\circ$ abgeleitet.

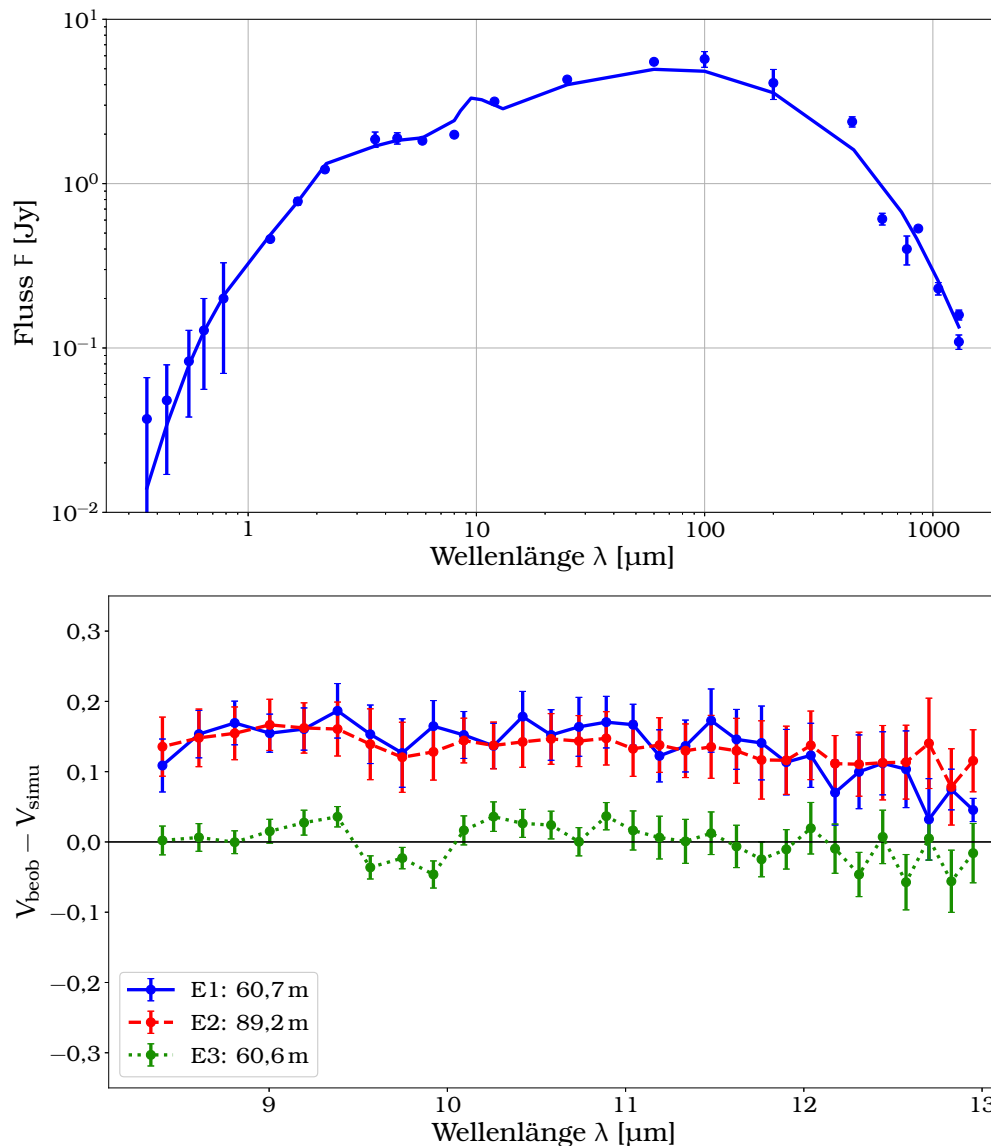


Abbildung 5.4 SED (oben) und Residuen der Visibilitäten (unten) für das Modell A, dass sowohl die photometrischen Daten als auch die Visibilitäten von E3 am besten reproduzieren kann.

Modell A mit kurzfristigem Anstieg der Akkretionsrate

Ein plausibles Szenario, dass die gefundenen Unterschiede zwischen den Visibilitäten von E1 und E3 erklären kann, sind kurzfristige Änderungen der Akkretionsleuchtkraft, wie bereits in Abschnitt 5.2 erwähnt. Um das zu untersuchen, wird das Modell A, welches sowohl SED als auch E3 am besten reproduziert, in der Art modifiziert, dass die Akkretionsleuchtkraft auf $L_{\text{akkr}} = 1,9L_{\odot}$ erhöht wird. Die Gesamtleuchtkraft beträgt damit $L_{\text{gesamt}} = 2,8L_{\odot}$. Als Konsequenz wird die Heizung des Staubs für alle Entfernungen zum Stern und in allen Ebenen der Scheibe deutlich stärker. Das führt zu einer für alle Wellenlängen erhöhten SED und zu Visibilitäten, die für alle drei Basislinien um etwa 0,08 niedriger sind als beim Modell A. Wird die Akkretionsleuchtkraft verringert oder

sogar komplett ausgeschaltet – also $L_{\text{gesamt}} = 0,9 L_{\odot}$ –, erhöhen sich die Visibilitäten um etwa 0,08 für die längsten Wellenlängen. Damit liegen die Visibilitäten für E2 und E3 jedoch für den größten Wellenlängenbereich immer noch unter den gemessenen Werten. Eine verringerte Akkretion kann die Beobachtungen demnach nicht erklären. Das heißt, es wird ein weiterer Parametersatz benötigt.

Modell B

Das Modell B reproduziert die Visibilitäten von E1 im Rahmen des betrachteten Parameterraums am besten. Es ist gleichzeitig auch die beste Anpassung für die Visibilitäten von E2, obwohl auch hier wieder beide Sätze unabhängig voneinander betrachtet wurden. Die Parameterwerte dieser Scheibe stehen in der dritten Spalte von Tabelle 5.6. Die entsprechende SED und die Visibilitäten sind in Abbildung 5.5 zu finden. Durch den größeren Außenrand von Modell B und der gleichbleibenden Masse ist die Anzahldichte im heißen Innenbereich, im Vergleich zu Modell A, geringer. Auf der anderen Seite ist die Skalenhöhe h_{100} um fast 50% verringert, was einen signifikanten Anstieg der Dichte in der Scheibenmittelebene zur Folge hat. Dadurch ergibt sich eine höhere optische Tiefe und die thermische Reemission des Staubs erscheint kompakter. Das heißt, die Visibilitäten im MIR steigen im Vergleich zu Modell A und reproduzieren damit die Beobachtungen für E1 und E2. Da es sich um ein global definiertes Scheibenmodell handelt, das an hochauflösende, räumlich begrenzte Visibilitäten angepasst wurde, ist es nicht überraschend, dass die ebenfalls globale SED nicht reproduziert werden kann. Scheibengebiete, die mehr als etwa 10 au vom Stern entfernt sind, haben einen zu geringen MIR-Fluss, da sie über eine zu geringe Temperatur besitzen und sich das Strahlungsmaximum dieser Regionen zu noch größeren Wellenlängen verschiebt. Die Beobachtung mit MIDI – und damit die mit Modell B beschriebene Dichteverteilung der Scheibe – ist also auf die heißen Bereiche nah am Innenrand begrenzt. Durch die geringe Skalenhöhe ist das Modell B vertikal sehr kompakt mit einer hohen optischen Tiefe und die Staubheizung ist dadurch weniger effizient. Daraus folgt, dass der Fluss für fast alle Wellenlängen deutlich unterhalb der beobachteten SED liegt.

5.6 Diskussion und Zusammenfassung

In dieser Studie wurden MIR-Visibilitäten aus drei Epochen des TTauri-Sterns DR Tau gezeigt, die mit MIDI am VLTI aufgenommen wurden. Bereits aus diesen Daten ist ersichtlich, dass die Helligkeitsverteilung der protoplanetaren Scheibe zeitlich variabel ist und/oder die Scheibe eine nicht-rotationssymmetrische Dichteverteilung besitzt. Die SED und Visibilitätenkurven der drei Beobachtungen wurden modelliert, um die zugrundeliegenden Variationen der Dichteverteilung der Scheibe zu bestimmen. Da das Modell A sowohl die photometrischen Daten als auch die Visibilitäten der dritten Epoche E3 reproduziert, ist es wahrscheinlich, dass dieses Modell die Scheibe um DR Tau im Allgemeinen gut beschreibt und die bestimmten Parameterwerte nah an den tatsächlichen Werten liegen. Zudem werden diese durch frühere Studien bestätigt.

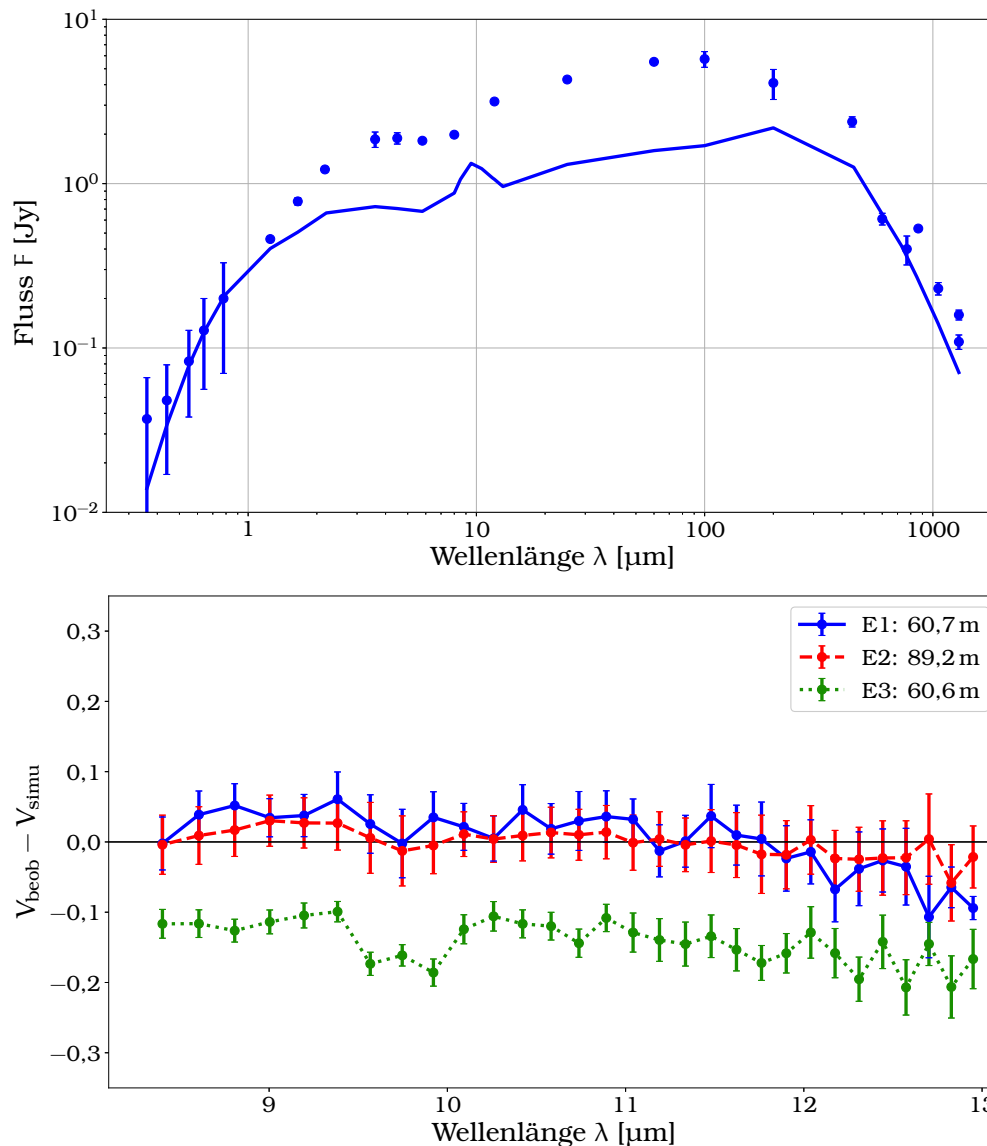


Abbildung 5.5 SED (oben) und Residuen der Visibilitäten (unten) für das Modell B, dass die Visibilitäten sowohl von E1 als auch von E2 am besten reproduzieren kann. Dass die SED stark von den Messwerten abweicht, liegt am globalen Scheibenmodell und dem lokalen Charakter der Visibilitäten, an die das Modell angepasst wurde, siehe Text.

Variabilität

Die Strahlungstransportsimulationen deuten darauf hin, dass die inneren, heißen Bereiche im Januar 2005 (E1) kompakter waren, als fast neun Jahre später im Dezember 2013 (E3). Das gilt vor allem für die Regionen nah an der Mittelebene. Eine Möglichkeit, wie dieser strukturelle Unterschied zustande gekommen sein kann, ist die Präsenz einer lokalen Dichteveriation. Da die Beobachtungen E1 und E3 mit einer nahezu identischen Basislinie durchgeführt wurden, ist es möglich, dass diese lokale Dichteveriation an verschiedenen Punkten auf ihrer Umlaufbahn um den Zentralstern beobachtet wurde. Dazu

müsste der Positionswinkel von E1 nahezu mit der Orientierung dieser Dichteanomalie zusammentreffen, während bei E3 diese zwei Winkel deutlich weiter auseinander liegen müssten. Des Weiteren zeigen die Simulationen, dass das Modell B, welches die Visibilitäten von E1 reproduziert, auch die beste Anpassung an die Daten von E2 liefert. Wenn die kompakt erscheinende Emission der ersten Epoche tatsächlich auf eine Dichtevariation zurückgeht, so kann dieselbe Variation auch in der zweiten Epoche beobachtet worden sein. Lagen zwischen den beiden Epochen entweder ein oder zwei Umläufe, also ein Orbit von 4,5 bzw. 9 Jahren, so müsste diese Region – Keplerrotation vorausgesetzt – eine große Halbachse von etwa 2,5 au oder 4 au besitzen. Da die Visibilitäten für $PA = 0^\circ$ und $PA = 180^\circ$ nicht unterscheidbar sind, würde man das gleiche Interferenzmuster zweimal pro Umlauf detektieren. Demnach wäre auch ein Orbit mit etwa 6 au und 18 Jahren Umlaufzeit vorstellbar. Bei einer Entfernung von ca. 140 pc, entspricht der Bereich von 2 au bis 7 au genau der räumlichen Auflösung von MIDI bei einer Basislänge von $BL \approx 60$ m. Des Weiteren ist es auch die Region, die bei $\lambda = 10 \mu\text{m}$ den meisten Fluss ausstrahlt. Es kann daher nicht ausgeschlossen werden, dass dieselbe Dichtevariation an beiden Epochen E1 und E2 beobachtet wurde. Geht man von einem Orbit mit 2,5 au aus, würde sich die Region im Laufe von zwei Monaten um etwa 13° bis 14° weiterbewegen. In Verbindung mit der Positionswinkeldifferenz von 35° zwischen E2 und E3, ist diese Hypothese ebenfalls in der Lage, die Nichtdetektierung während der dritten Epoche zu erklären.

Über den Ursprung dieser potenziellen Dichteansammlung lässt sich nur spekulieren. Die noch aktive Akkretion von DR Tau kann ein Hinweis auf Planetenentstehung sein (Lodato und Clarke, 2004; Ruge et al., 2014; Baruteau et al., 2014). Ein gerade entstehender Planet ist von einer eigenen, kleineren Akkretionsscheibe umgeben, die eine deutlich höhere Dichte als der Rest der Scheibe aufweist. Solche eingebetteten Planeten sind Gegenstand zahlreicher aktuellen, theoretischen Untersuchungen (z. B. Mordasini, 2013; Zhu, 2015; Marleau et al., 2017; Szulágyi und Mordasini, 2017; Mordasini, Marleau und Mollière, 2017). Auch wurden bereits einige Kandidaten für solche jungen Planeten gefunden. Das bekannteste Beispiel ist HD 100546b, der durch direkte Bildgebung⁴ am VLT entdeckt wurde (Quanz, Amara, Meyer, Kenworthy et al., 2013; Currie et al., 2014; Quanz, Amara, Meyer, Girard et al., 2015). Weitere Kandidaten sind HD 169142b, der ebenfalls durch direkte Bildgebung – jedoch am Gemini-Observatorium – entdeckt wurde (Reggiani et al., 2014) und LkCa 15b und c, die durch interferometrische Beobachtungen am LBTI gefunden wurden (Sallum et al., 2015).

Ausblick

Das Modell A baut hauptsächlich auf der SED auf, da die gleichen Visibilitäten von mehreren, verschiedenen Dichteverteilungen erzeugt werden können. Dies trifft im Allgemeinen natürlich auch auf die SED zu. Jedoch ist die mögliche Spannweite bei einer geometrisch dünnen, aber optisch dicken Staubscheibe deutlich geringer. Allerdings ist durch die in Abschnitt 5.3 gezeigte und bereits in vielen Veröffentlichungen bestätigte Variabilität von DR Tau, eine Auswer-

⁴engl.: direct imaging

tung von photometrischen Daten potenziell problematisch. Die Daten, die in Tabelle 5.3 gegeben sind, entstammen verschiedenen Photometrie-Studien, die sich auf mehrere Jahrzehnte verteilen und damit auf verschiedene Stadien der temporären Entwicklung der Scheibe. Detaillierte Untersuchungen auf verschiedenen Zeitskalen sind notwendig, um ein besseres Verständnis für die zeitlichen Variationen von protoplanetaren Scheiben und die zugrundeliegende Scheibenphysik zu erlangen. Um den Einfluss der Variationen auf die SED zu untersuchen, sind beispielsweise zeitlich koordinierte, photometrische Beobachtungen über einen großen Wellenlängenbereich nötig. Diese Vorreiterstudie soll auf dieses Problem hinweisen, das bis jetzt gemeinhin bei Scheibenmodellierungen vernachlässigt wird.

Mit MATISSE, einem Instrument der zweiten Generation am VLTI, wird eine deutlich bessere (u, v) -Abdeckung erreicht werden als mit MIDI (Lopez et al., 2014). MATISSE ist ein Vierstrahlinterferometer und wird daher in der Lage sein, bis zu sechs Visibilitäten sowie drei Dreiecksphasen gleichzeitig zu messen. Damit ist eine deutlich detailliertere Untersuchung protoplanetarer Scheiben zu einem festen Zeitpunkt möglich. Weiterhin kann die Untersuchung der zeitlichen Entwicklung von kleinskaligen Strukturen dafür sorgen, dass die physikalischen Prozesse in der potenziellen Planetenentstehungsregion stärker eingeschränkt werden (Kley, Bitsch und Klahr, 2009; Flock et al., 2015; Bitsch et al., 2015). Zusammen mit den MIDI-Daten, die bereits im Archiv der ESO zur Verfügung stehen, werden neue Beobachtungen mit derselben Wellenlänge dafür sorgen, dass man die Scheibenentwicklung über einen Zeitraum von über 15 Jahren hinweg untersuchen kann. Obwohl MATISSE einen größeren spektralen Bereich abdeckt – zusätzlich zum N -Band noch das L - ($3\ \mu\text{m}$ bis $4\ \mu\text{m}$) und M -Band ($4,5\ \mu\text{m}$ bis $5\ \mu\text{m}$) –, ist es trotzdem nötig, protoplanetare Scheiben mit anderen interferometrischen Instrumenten in weiteren Wellenlängen zu beobachten. Hochauflösende Beobachtungen im NIR und (sub-)mm-Bereich, wie sie mit PIONIER am VLTI und mit ALMA durchgeführt werden, helfen dabei, die Dichteverteilung von Staub unterschiedlicher Temperaturen – also in unterschiedlichen Scheibenregionen – zu bestimmen.

Kapitel 6

Asymmetrische Helligkeitsverteilungen durch eingebettete Begleiter in protoplanetaren Scheiben

DAMIT Theorien, die die Entstehung und Entwicklung von Planeten beschreiben, überprüft werden können, müssen Beobachtungen in der Lage sein, Vorhersagen zu überprüfen. Da es sich bei der Planetenentstehung um kleinräumige Prozesse handelt, muss eine hohe räumliche Auflösung erreicht werden. Das interferometrische Instrument **MATISSE**, das derzeit am **VLT** installiert wird, wird es ermöglichen, protoplanetare Scheiben auf Dichtestrukturen in der Größe unseres Sonnensystems zu untersuchen, die auf Planetenentstehung hindeuten. Dieses Kapitel basiert auf der Veröffentlichung unter der Referenz **Brunngräber und Wolf (2018)** im Fachjournal *Astronomy & Astrophysics*. Es wird untersucht, ob **MATISSE** in der Lage sein wird, Asymmetrien in den Helligkeitsverteilungen von protoplanetaren Scheiben zu entdecken, die potenziell von eingebetteten, sehr jungen Planeten stammen können. Dazu werden Beobachtungen von Scheiben mit und ohne Asymmetrie simuliert und die Unterschiede in den Visibilitäten und Dreiecksphasen auf die notwendige Genauigkeit von **MATISSE** hin untersucht.

6.1 Einleitung und Motivation

Basierend auf theoretischen Modellen geht man allgemein davon aus, dass sich Planeten innerhalb von dichten, gasreichen protoplanetaren Scheiben bilden. Das Vorhandensein von komplexen, ausgewählten, großskaligen Strukturen, die in einer großen Anzahl protoplanetarischer Scheiben beobachtet wurden, werden mit Planet-Scheibe-Wechselwirkungen in Verbindung gebracht (**Baruteau et al., 2014**). Mehrere Szenarien über die Entstehung und Entwicklung von Planeten werden in der Literatur diskutiert. Für jupiterähnliche Planeten sind die zwei meist benutzten, konkurrierenden Theorien als kalter und heißer Start¹ bekannt, und sind mit der Entstehung und Evolution der Planeten mittels Kernakkretion bzw. Gravitationskollaps verknüpft (**Pollack, Hubickyj et al., 1996; Boss, 1997; A. Burrows, M. Marley et al., 1997; M. S. Marley et al., 2007**, siehe auch Abschnitt 2.3). Mit der Leuchtkraft eines entstehenden – und damit noch in der Scheibe eingebetteten – Planeten wird dessen Entropie abgeschätzt, welche als diagnostisches Mittel für die zwei Entstehungsprozesse genutzt werden kann. Jedoch haben aktuelle Studien gezeigt, dass die Entropie nicht immer eindeutig zu einem der beiden Prozesse zugeordnet werden kann (**Mordasini,**

¹engl.: cold/hot start scenario

Alibert, Klahr et al., 2012; Mordasini, 2013; Szulágyi und Mordasini, 2017). Die Beobachtung von Planeten in einer sehr frühen Phase ihrer Entwicklung ist daher nötig, um eines der bekannten Szenarien zu bestätigen, oder neue Theorien zu den Mechanismen der Planetenentstehung zu entwickeln.

In den letzten Jahren wurden einige Kandidaten solcher Protoplaneten entdeckt. Diese wurden mittels sehr kontrastreicher Bildgebung² (HD 100546b: Quanz, Amara, Meyer, Kenworthy et al. 2013; Currie et al. 2014; Quanz, Amara, Meyer, Girard et al. 2015; HD 169142b: Reggiani et al. 2014) oder mit der Apertur-Maskierungs-Technik³ entdeckt (LkCa 15b und c: Sallum et al. 2015). Dies sind die ersten direkten Beobachtungen von potenziellen Planeten, die sich in einer sehr frühen Phase ihrer Entwicklung befinden und noch in ihrer Mutterscheibe eingebettet sind. Diese Beobachtungen sind jedoch auf eine räumliche Auflösung von etwa 150 mas bis 350 mas begrenzt. Da sich der Großteil der protoplanetaren Scheiben in den Sternentstehungsgebieten der Taurus-Auriga-Molekülwolke oder der ρ -Ophiuchi-Wolke befinden, die etwa 140 pc von uns entfernt liegen (Torres et al., 2007; Mamajek, 2008), entspricht das Auflösungselement dieser Beobachtungen nur 20 au bis 50 au. Optische Interferometrie mit langen Basislängen – $BL \gtrsim 100$ m – im NIR und MIR erhöht die räumliche Auflösung auf (sub-)au-Skalen. Diese Beobachtungen sind demnach geeignet, Planetenentstehung in Regionen zu untersuchen, die mit den Skalen des Sonnensystems übereinstimmen.

Wie bereits in Kapitel 5 gezeigt, ist es möglich, mit Daten von MIDI aus drei Epochen Hinweise auf zeitliche Helligkeitsveränderungen sowie nicht-radialsymmetrische Strukturen im Bereich von nur 1 au bis 4 au in der protoplanetaren Scheibe um DR Tau zu finden. Es wurde gezeigt, dass Asymmetrien in der Helligkeitsverteilung, die potenziell durch Planet-Scheibe-Wechselwirkungen entstanden sein können, mit einem MIR-Zweistrahlinterferometer identifiziert werden können. Das Multi-Aperture mid-infrared Spectroscopic Experiment (MATISSE), ein Instrument der zweiten Generation am Very Large Telescope Interferometer (VLTI), wird es erlauben, die Beobachtungen im Millibogensekunden-Bereich im MIR (N-Band: 8 μ m–13 μ m) weiterzuführen (Lopez et al., 2014). Des Weiteren werden die Wellenlängenbänder L (3 μ m–4 μ m) und M (4,5 μ m–5 μ m) erstmals für hochauflösende Beobachtungen zur Verfügung stehen. Da MATISSE ein Vierstrahlinterferometer ist, wird es in der Lage sein, bis zu sechs Basislinien gleichzeitig zu nutzen und außerdem die Möglichkeit zur erstmaligen Analyse von Dreiecksphasen im MIR zu bieten.

Das Ziel dieser Studie ist es, zu untersuchen, inwieweit es mit MATISSE möglich sein wird, Asymmetrien der Helligkeitsverteilung auf Skalen des Sonnensystems in protoplanetaren Scheiben zu entdecken, die von eingebetteten Protoplaneten verursacht worden sein können. Eine Beschreibung dieser Asymmetrien und der Aufbau des zugrundeliegenden Scheibenmodells sind in Abschnitt 6.2 und Abschnitt 6.2 gegeben. Die Bearbeitungsschritte vom Scheibenmodell hin zu Visibilitäten und Dreiecksphasen wird in Abschnitt 6.3 beschrieben. In Abschnitt 6.4 sind die Ergebnisse der Studie gezeigt und eine Zusammenfassung mit Diskussion ist schließlich in Abschnitt 6.5 zu finden.

²engl.: high-contrast imaging

³engl.: non-redundant aperture masking technique

6.2 Modellbeschreibung

In diesem Abschnitt werden der geometrische Aufbau, die chemische Zusammensetzung und die optischen Eigenschaften der protoplanetaren Scheibe, des Staubs und der Heizquellen – also des Zentralsterns und des eingebetteten Planeten – beschrieben.

Heizquellen und Helligkeitsasymmetrie

Der Zentralstern der protoplanetaren Scheibe ist ein massearmer Vor-Hauptreihenstern (**VHS**). Er wird als schwarzer Strahler realisiert, dessen Effektivtemperatur ($T_{\text{eff}} = 4050 \text{ K}$), Leuchtkraft ($L_{\star} = 0,9 L_{\odot}$), Abstand ($d = 140 \text{ pc}$) und Deklination ($\delta = +17^{\circ}$) denen von DR Tau – einem klassischen TTauri-Stern – entsprechen, der als prototypischer **VHS** angesehen werden kann. Der Parameterraum ist auf diesen TTauri-Stern begrenzt. Ein heißerer und leuchtkräftiger Stern, wie beispielsweise ein Herbig Ae/Be-Stern, würde – bei gleicher Scheibengeometrie – den Innenrand der Staubscheibe deutlich stärker aufheizen, und sowohl der Streu- als auch Reemissionsfluss würden in diesem Bereich steigen. Der Kontrast zwischen Innenrand und Asymmetrien, die in dieser Studie mindestens doppelt so weit vom Stern entfernt sind wie der Innenrand, würde ebenfalls steigen. Damit wäre es noch schwieriger diese Helligkeitsanomalie zu beobachten, da **MIR**-Interferometer hauptsächlich kontrast-limitiert sind und der Innenrand die dahinterliegende Helligkeitsanomalie überstrahlen würde. Mit der Wahl der Sternparameter wird weiterhin sichergestellt, dass die Helligkeit aller Scheiben oberhalb der Mindestflüsse für **MATISSE** liegen.

Zusätzlich zum Zentralstern wird ein zweiter Schwarzkörper in der Mittelebene der Scheibe platziert. Dieser repräsentiert einen Begleiter, der sich noch in einer frühen Entwicklungsphase befindet und damit noch in der Scheibe eingebettet ist. Die Effektivtemperatur T_{B} und Leuchtkraft L_{B} des Begleiters sind aus den Entwicklungspfaden für Planeten und Braune Zwerge, die von [A. Burrows, Hubbard et al. \(1993\)](#) und [A. Burrows, M. Marley et al. \(1997\)](#) berechnet wurden, entnommen. Diese Pfade wurden bis zu einem Alter von 20 Millionen Jahren berücksichtigt, da man davon ausgehen kann, dass sich bis zu diesem Zeitpunkt protoplanetare Scheiben aufgrund von Akkretion, Photoevaporation und Staubentwicklung aufgelöst haben werden (siehe Abschnitt 2.1). Die Gesamtleuchtkraft einer Asymmetrie in der Scheibe, die durch einen Planeten hervorgerufen wird, wird hauptsächlich von der Akkretionsleuchtkraft und der hellen zirkumplanetaren Scheibe dominiert ([Zhu, 2015](#); [Marleau et al., 2017](#)). Gas-Stoßwellen, die durch die Akkretion auf den Planeten hervorgerufen werden, können sich auf ein Gebiet von mehreren hundert Planetenradien ausbreiten. Die dadurch verursachte Emission ist signifikant heller als die reine Strahlung des Planeten ([Szulágyi und Mordasini, 2017](#)). Aktuelle Studien zeigen, dass die Gesamtleuchtkraft von sehr schweren Planeten ($10 M_{\text{J}}$), inklusive der Strahlung durch planetare Akkretion und der Gas-Stoßwellen, auf bis zu einige Prozent der Sonnenleuchtkraft steigen kann ([Mordasini, 2013](#); [Szulágyi und Mordasini, 2017](#); [Mordasini, Marleau und Mollière, 2017](#)). Eine räumlich nicht aufgelöste zirkumplanetare Scheibe könnte die abgeleitete Leuchtkraft sogar noch steigern. Daher werden nachfolgend planetare Leuchtkäfte von bis zu $1 L_{\odot}$

Tabelle 6.1: Effektivtemperatur T_B und Leuchtkraft L_B des eingebetteten Begleiters an verschiedenen Punkten des Parameterraums. Siehe auch Abbildung 6.1.

	T_B [K]	L_B [L_\odot]		T_B [K]	L_B [L_\odot]		T_B [K]	L_B [L_\odot]
\mathcal{A}	4400	1,0	\mathcal{F}	2500	$2,9 \cdot 10^{-2}$	\mathcal{K}	1500	$3,0 \cdot 10^{-4}$
\mathcal{B}	4000	$4,0 \cdot 10^{-1}$	\mathcal{G}	2500	$1,4 \cdot 10^{-3}$	\mathcal{L}	1500	$7,7 \cdot 10^{-5}$
\mathcal{C}	3500	$1,5 \cdot 10^{-1}$	\mathcal{H}	2120	$2,8 \cdot 10^{-2}$	\mathcal{M}	1000	$1,0 \cdot 10^{-4}$
\mathcal{D}	3000	$5,0 \cdot 10^{-2}$	\mathcal{J}	2000	$9,1 \cdot 10^{-4}$	\mathcal{N}	1000	$1,8 \cdot 10^{-5}$
\mathcal{E}	3000	$4,5 \cdot 10^{-3}$	\mathcal{I}	2000	$3,0 \cdot 10^{-4}$	\mathcal{O}	500	$5,0 \cdot 10^{-6}$

untersucht. Diese Leuchtkraft muss jedoch als Kombination von intrinsischer, Akkretions-, Schock- und zirkumplanetarer Scheibenleuchtkraft verstanden werden.

In Abbildung 6.1 sind die Entwicklungspfade der Begleiter gezeigt, die die oben genannten Voraussetzungen erfüllen. Zusätzlich zu den Entwicklungspfaden sind Konturlinien eingezeichnet, die das Flussverhältnis im NIR von sekundärer zu primärer Strahlungsquelle – also von Begleiter zu Zentralstern – zeigt. Für die nachfolgenden Simulationen werden 15 T_B - L_B -Kombinationen verwendet, die die repräsentativen Regionen des Parameterraums abdecken. Diese Punkte sind mit roten Rauten markiert und mit Buchstaben von \mathcal{A} bis \mathcal{O} indiziert. Die dazugehörigen Leuchtkräfte und Temperaturen sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt. Da es keinen eindeutigen – also Modell unabhängigen – Zusammenhang zwischen planetarer Leuchtkraft, der Temperatur und Planetenmasse gibt, werden für die 15 betrachteten Begleiter keine expliziten Massen angegeben. Für die Entwicklungspfade geben die Autoren [A. Burrows, Hubbard et al. \(1993\)](#) und [A. Burrows, M. Marley et al. \(1997\)](#) allerdings Massen im Bereich von $1 M_\oplus$ bis $80 M_\oplus$ an. Diese Werte gelten jedoch nur im Zusammenhang mit den Berechnungen dieser Pfade, die den Einfluss von zirkumplanetaren Scheiben und Akkretion vernachlässigt haben.

Die Begleiter werden innerhalb der Scheibe an vier verschiedenen Abständen zum Stern r positioniert. Die Distanzen von 1 au, 2 au, 5 au und 10 au wurden so gewählt, dass sie gut mit den großen Halbachsen der Planeten Erde, Mars, Jupiter und Saturn des Sonnensystems übereinstimmen.

Scheiben- und Staubmodell

Die geometrischen Eigenschaften des Scheibenmodells sind – wie bereits in Kapitel 5 – aus dem α -Modell von [Shakura und Sunyaev \(1973\)](#) abgeleitet (siehe Abschnitt 2.2). Auch der Staub ist, wie im vorherigen Kapitel, eine Mischung aus astronomischen Silikat und Graphit mit Staubteilchen im Größenbereich von 5 nm bis 250 nm (siehe Abschnitt 2.2). In Tabelle 6.2 sind die Parameterwerte des verwendeten Modells sowohl für die Staubscheibe als auch für den Zentralstern aufgelistet.

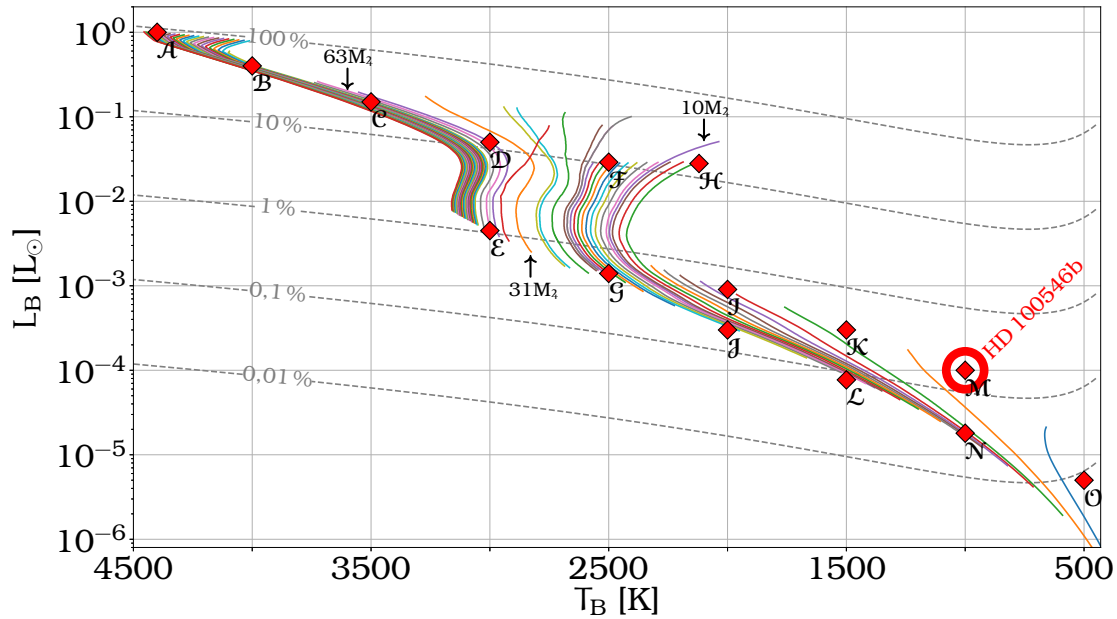


Abbildung 6.1 Parameterraum der ausgewählten Effektivtemperaturen T_B und Leuchtkräfte L_B des eingebetteten Begleiters. Die farbigen, durchgezogenen Linien zeigen die Entwicklungspfade von Planeten und Braunen Zwergen, berechnet von [A. Burrows, Hubbard et al. \(1993\)](#) und [A. Burrows, M. Marley et al. \(1997\)](#). Die Quellen, die in den Simulationen benutzt werden, sind im Bild mit roten Rauten gekennzeichnet und mit Buchstaben indiziert (A – O). In Tabelle 6.1 sind die entsprechenden Werte für T_B und L_B zusammengetragen. Die grauen, gestrichelten Konturlinien zeigen das Flussverhältnis zwischen der primären und sekundären Quelle im M-Band ($\lambda = 5 \mu\text{m}$). Zum Vergleich sind die abgeleiteten Eigenschaften von HD 100546b aus [Quanz, Amara, Meyer, Girard et al. \(2015\)](#) ebenfalls eingezeichnet.

Tabelle 6.2: Die Parameter des Scheibenmodells und des Zentralsterns.

Parameter	Wert
$L_\star [L_\odot]$	0,9
$T_\star [\text{K}]$	4050
Deklination δ	+17°00'00''
$\log M_{\text{staub}}/M_\odot$	-7 .. -3 ($\Delta = 0,5$)
$R_i [\text{au}]$	0,5
$R_a [\text{au}]$	100
β	1,1
$h_{100} [\text{au}]$	14
Inklination $i [^\circ]$	0
Distanz $d [\text{pc}]$	140
Radialer Abstand des Begleiters $r [\text{au}]$	{1, 2, 5, 10}

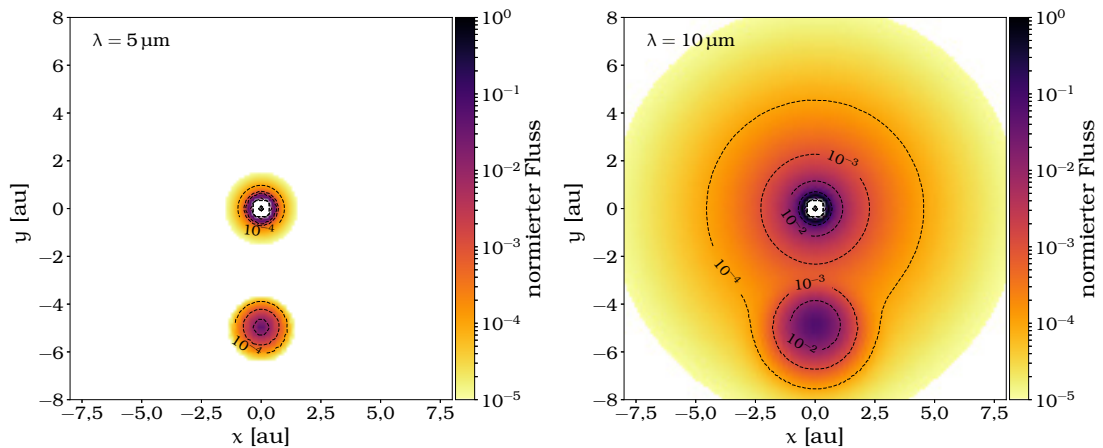


Abbildung 6.2 Exemplarische, kombinierte Reemissions- und Streukarten des Stern-Begleiter-Scheibe-Modells. Hierfür wurde verwendet: Staubmasse $1 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$, Objekt C aus Tabelle 6.1, $r = 5$ au. Links: $\lambda = 5 \mu\text{m}$ (M-Band). Rechts: $\lambda = 10 \mu\text{m}$ (N-Band).

6.3 Berechnung der Observablen

Strahlungstransportsimulationen

Zunächst müssen die Temperaturverteilung und daraus die Reemissionskarten sowie die Streukarten der Staubscheibe berechnet werden. Dafür wird das Strahlungstransportprogramm `Mo13D` verwendet (Ober et al., 2015), welches – als Nachfolger des in Kapitel 5 benutzten `MC3D` – ebenfalls auf der Monte-Carlo-Methode beruht. Zusätzlich zum Zentralstern wird der Begleiter als zweite Strahlungsquelle in der Mittelebene der Scheibe positioniert. Der Staub wird also von beiden Quellen geheizt und so entsteht eine nicht-rotationssymmetrische Helligkeitsverteilung, die exemplarisch für zwei Wellenlängen in Abbildung 6.2 gezeigt ist.

Die Flusskarten werden für insgesamt 29 Wellenlängen berechnet, die sich nahezu linear auf die drei Wellenlängenbänder *L* ($2,78 \mu\text{m}$ bis $4,05 \mu\text{m}$), *M* ($4,52 \mu\text{m}$ bis $4,99 \mu\text{m}$) und *N* ($8,01 \mu\text{m}$ bis $13,07 \mu\text{m}$) verteilen. Damit beträgt die spektrale Auflösung R 4, 1,5 bzw. 6 bis 10 für die verschiedenen Bänder und ist somit geringer als der Instrumentenmodus mit der geringsten spektralen Auflösung⁴ von `MATISSE` ($R = 30$). Eine höhere Auflösung der Simulationen würde jedoch keine zusätzlichen Informationen liefern, da sowohl die Absorptions- als auch die Streuquerschnitte des zugrundeliegenden Staubmodells keine steilen, auf kleine Wellenlängenbereiche begrenzte Gradienten zeigen (siehe Abbildung 6.3).

Simulation des Interferometers

Basierend auf diesen simulierten, wellenlängenabhängigen Intensitätskarten werden die Visibilitäten und Dreiecksphasen über eine schnelle Fourier-Transformation

⁴engl.: low-res mode

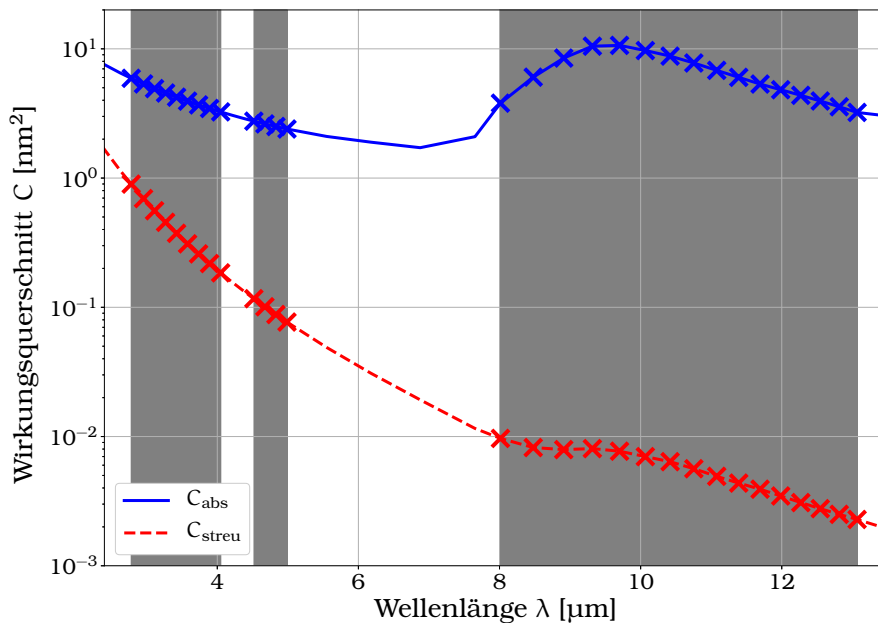


Abbildung 6.3 Die gemittelten Wirkungsquerschnitte C_{abs} (blau) und C_{streu} (rot) des verwendeten Staubmodells als Funktion der Wellenlängen λ . Die Kreuze markieren die Wellenlängen, die bei der Berechnung der Flusskarten benutzt werden. Die grauen Bereiche zeigen die drei Wellenlängenbänder L , M und N . Als Vergleich: der geometrische Querschnitt $C_{\text{geo}} = \pi s_{\text{mittel}}^2$ liegt bei 764 nm^2 .

(FFT)⁵ bestimmt. Die Karten werden an den Rändern mit Pixeln des Werts „0“ aufgefüllt. Dadurch erhöht sich die Raumfrequenzauflösung – die minimale Auflösung beträgt $5 \cdot 10^5 \text{ M}\lambda$. Eine ausführlichere Behandlung der Visibilitätenberechnung ist in Kapitel 3 zu finden.

Die Ausrichtung der Achse Stern-Begleiter am Himmel wird mit Φ bezeichnet und wird, wie auch der Positionswinkel PA der Basislinie, von Nord nach Ost gemessen. Die Orientierung der Basislinie zu dieser Achse, $\Psi := PA - \Phi$, ist im Allgemeinen zunächst nicht bekannt. Liegen Basislinie der Beobachtung und die Verbindungslinie Stern-Begleiter parallel zueinander, ist der Beobachtungswinkel $\Psi = 0^\circ$, sind sie senkrecht zueinander, gilt $\Psi = 90^\circ$. Die Beobachtbarkeit einer Asymmetrie wird stark von diesem Winkel abhängen. Daher werden die Fouriertransformationen für jeweils alle Beobachtungswinkel zwischen 0° und 90° mit einer Auflösung von 1° berechnet und die Signale der Visibilitäten und Dreiecksphasen anschließend über diese Winkel gemittelt. Somit wird jede Möglichkeit der Orientierung der Asymmetrie gleich bewertet.

Für die Berechnungen der interferometrischen Daten werden die Basislinien des UT-Quadruplets benutzt, wobei die geographischen Daten von der Internetseite der ESO benutzt werden⁶. Da der Beobachtungszeitpunkt – also der Stundenwinkel HA ⁷ – nicht festgelegt ist, werden die Stundenwinkel zwischen -3 h und $+3 \text{ h}$ mit einer 5-Minuten-Auflösung gewählt. Die Deklination

⁵engl.: fast Fourier transform

⁶<https://www.eso.org/observing/etc/doc/viscalc/vltistations.html>

⁷engl.: hour angle

des Objekts wird auf $\delta = +17^{\circ}00'00''$ festgelegt, um mit dem Taurus-Auriga-Sternentstehungsgebiet übereinzustimmen. Damit wird ebenfalls sichergestellt, dass sich das Beobachtungsobjekt für alle betrachteten Stundenwinkel mindestens 30° über dem Horizont befindet und nicht durch die dicke Schicht der Atmosphäre nah am Horizont beobachtet werden muss und daher die volle Funktionsfähigkeit des Instruments und des Teleskops gegeben ist.

Die Fouriertransformation wird für alle Scheibe-Begleiter-Kombinationen und für die ungestörten Referenzscheiben durchgeführt und anschließend werden die Visibilitäten und Dreiecksphasen verglichen. Der Parameterraum überspannt 549 Scheiben \times (6 Visibilitäten + 3 Dreiecksphasen) \times 29 Wellenlängen $\lambda \times 73$ Stundenwinkel $HA \times 91$ Beobachtungswinkel Ψ . Um diese große Menge an Daten auf die Machbarkeit der Detektion von Helligkeitsasymmetrien mit [MATISSE](#) zu untersuchen, werden die Visibilitäten und Dreiecksphasen wie folgt nachbearbeitet:

1. Berechnen der Differenzen der Visibilitäten und Dreiecksphasen zwischen asymmetrischer und ungestörter Scheibe.
2. Berechnen des Mittelwertes dieser Differenzen für alle Beobachtungswinkel Ψ , da die Orientierung des Begleiters vor der Beobachtung nicht bekannt ist.
3. Finden des Maximums für alle Stundenwinkel HA , d. h., es wird angenommen, man beobachte zu der Zeit mit der geeignetsten (u, v) -Abdeckung.
4. Finden des Maximums für alle sechs Basislinien und Wellenlängen pro Band. Dieser Ansatz wird dadurch gerechtfertigt, dass die Informationen aller Wellenlängen und Basislinien gleichzeitig mit nur einer Beobachtung gewonnen werden.

Zusätzlich werden auch die erwarteten Flusslimitierungen von [MATISSE](#) berücksichtigt. Diese liegen bei mindestens $0,05$ Jy im L -Band bzw. $0,12$ Jy im N -Band ([Matter, Lagarde et al., 2016](#)). Erreicht eine Scheibe diesen Fluss nicht, werden die Differenzen der Visibilitäten und Dreiecksphasen auf null gesetzt und damit nicht weiter berücksichtigt.

Messungengenauigkeiten

Die Beobachtbarkeit von Helligkeitsanomalien hängt stark von der erwarteten Genauigkeit des Messinstruments ab. Da [MATISSE](#) jedoch noch nicht in Betrieb ist, sind keine verlässlichen Daten darüber bekannt, was unter Einsatzbedingungen von [MATISSE](#) zu erwarten sein wird. Während der Testphase für die Fertigstellung des Instruments⁸ wurde festgestellt, dass die Visibilitäts- und Dreiecksphasenmessungen sehr stabil sind. In Laborexperimenten lagen die Unsicherheiten für die Visibilitäten bei $0,005$ (L -Band), $0,004$ (M -Band) und $0,025$ (N -Band). Die Dreiecksphasen hatten Unsicherheiten im Bereich von $18'$ (L - und N -Band) und $9'$ (M -Band) (private Kommunikation mit A. Matter und S. Lagarde). Diese Werte entsprechen dem quadratischen Mittelwert der Fluktuationen über einen Zeitraum von vier Stunden für das L - und M -Band,

⁸engl.: Preliminary Acceptance in Europe (PAE)

und für das N -Band sogar über drei Tage, was deutlich länger ist, als die erwarteten 30 Minuten zwischen den Beobachtungen des eigentlichen Ziels und des Kalibrationssterns. Da diese Werte jedoch nur die intrinsischen, instrumentellen Fehler repräsentieren und weder Photonenrauschen lichtschwacher Ziele, thermisches Hintergrundrauschen noch Kalibrationsfehler in Betracht ziehen, sind diese Werte nur als ideale untere Grenzen zu verstehen, im Vergleich zu den tatsächlich erreichbaren Werten im laufenden Betrieb. Die folgende Analyse wird sich daher auf die notwendige Leistung von **MATISSE** – oder jedem anderen, zukünftigen Interferometer im selben Wellenlängenbereich – konzentrieren, die nötig ist, um Asymmetrien, die auf eingebettete Begleiter zurückzuführen sind, zu detektieren. Es werden die $2\text{-}\sigma$ -Niveaus der gemessenen L - und M -Band-Unsicherheiten der Visibilitäten und Dreiecksphasen aus den Laborexperimenten – 1 % und $18'$ ($\approx 5 \text{ mrad}$) – als untere Detektionsgrenze verwendet.

6.4 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Strahlungstransport-Simulationen einer protoplanetaren Scheibe mit eingebetteten Planeten präsentiert, sowie die anschließende Analyse der Helligkeitsverteilung hinsichtlich einer Machbarkeitsstudie für **MATISSE** am **VLTI**. Die folgenden Ergebnisse beruhen auf den nachbearbeiteten Visibilitäten und Dreiecksphasen, wie in Abschnitt 6.3 beschrieben. Die Abbildung 6.4 und 6.5 zeigen die Visibilitäten- und Dreiecksphasendifferenzen für diejenigen Begleiter, bei denen die Differenzen mindestens 1 %, bzw. 5 mrad übersteigen. Die Einflüsse des radialen Abstands vom Begleiter zum Stern, der Scheibenmasse, der Begleitereigenschaften und der Wellenlängenbänder sind in den nachfolgenden Unterkapiteln beschrieben.

Stellarer Abstand r

Aufgrund der zusätzlichen Heizung durch den eingebetteten Begleiter ist die Temperatur des Staubs in der Umgebung dieser Quelle im Vergleich zur Referenzscheibe stark erhöht. Die Anzahldichte des Staubs nimmt mit zunehmendem Abstand zum Stern ab und als Ergebnis dessen, nimmt die optische Tiefe pro Längeneinheit ebenfalls ab. Die mittlere freie Weglänge von Photonen, die vom Begleiter emittiert werden, steigt und die Photonen werden ihre Energie über einen größeren räumlichen Bereich abgeben. Daher ist der Temperaturanstieg in der Umgebung der eingebetteten Quelle für kleine stellare Abstände r höher als für größere Abstände. Allerdings entspringt der Fluss im Wellenlängenbereich des **NIR** und **MIR**, der vom Beobachter detektiert wird, den oberen Schichten der Scheibe. Die optische Tiefe von der Scheibenmittelebene bis zu diesen Schichten nimmt für größer werdende radiale Abstände ab. Daraus folgt, dass die unmittelbar vom Begleiter geheizte Region für große Abstände bis in diese Emissions-Schichten reichen kann. Als Illustration dieses Effekts soll Abbildung 6.6 dienen. Auf der linken Seite von Abbildung 6.7 ist das radiale Profil des Temperaturanstiegs zwischen ungestörter und gestörter Scheibe mit Begleiter \mathcal{F} und $\log M_{\text{staub}}/M_{\odot} = -3,5$ für die $\tau = 1$ -Ebene zu sehen – das entspricht im N -Band etwa der Ebene 18° über der Mittelebene. In dieser Schicht ist der Temperaturanstieg für $r = 2$ au deutlich geringer als für $r = 5$ au. Das

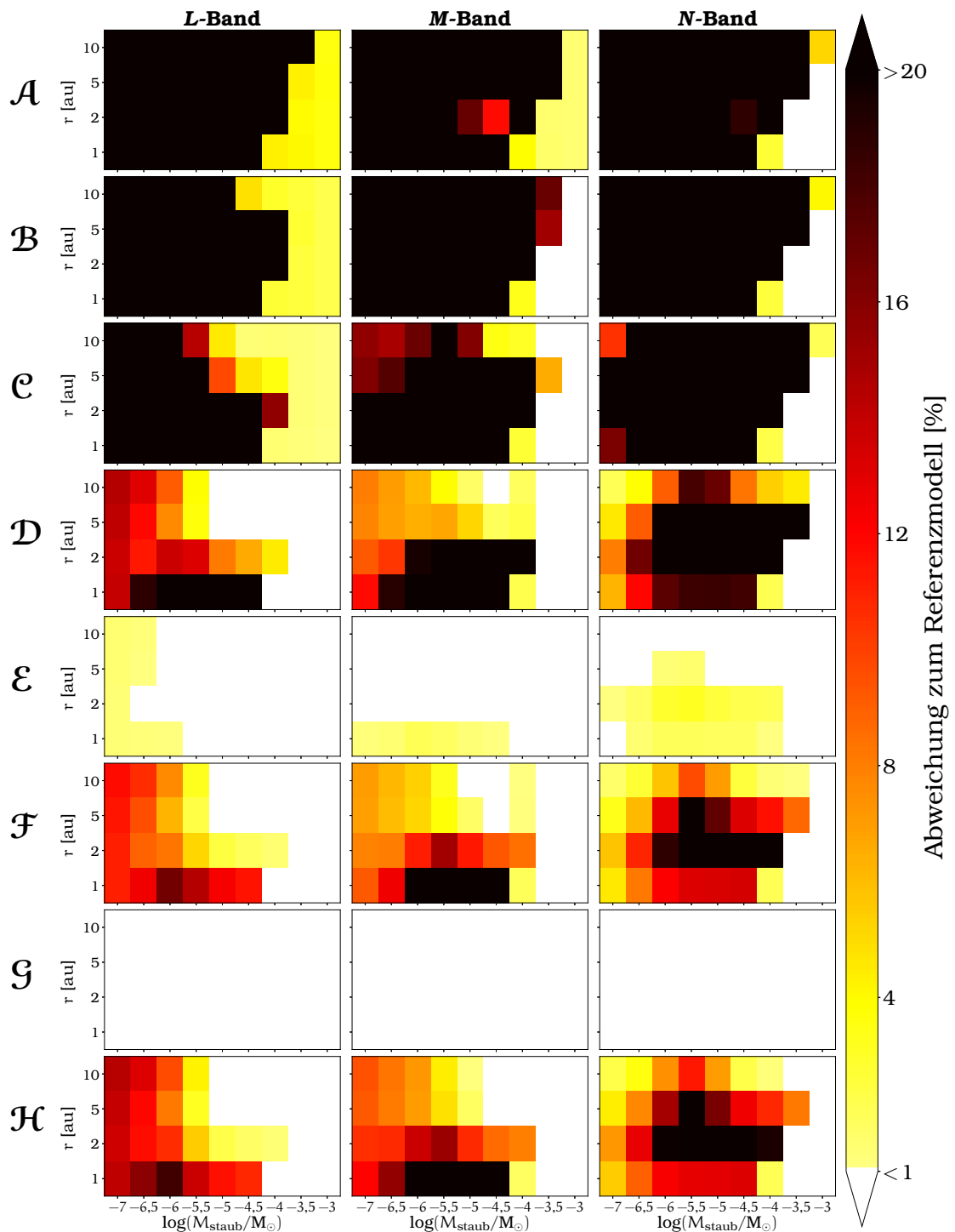


Abbildung 6.4 Maximale Differenzen der Visibilitäten von gestörten und ungestörten Scheiben (siehe Abschnitt 6.3) in den Bändern *L* (links), *M* (mitig) und *N* (rechts) für 8 der 15 Scheiben-Begleiter-Kombinationen, deren Detektionslimit mindestens über 0,01, bzw. 5 mrad liegt. Eine Detektion über diesen Grenzen ist für die Begleiter *J* bis \emptyset nicht realisierbar und die entsprechenden Grafiken werden daher nicht gezeigt.

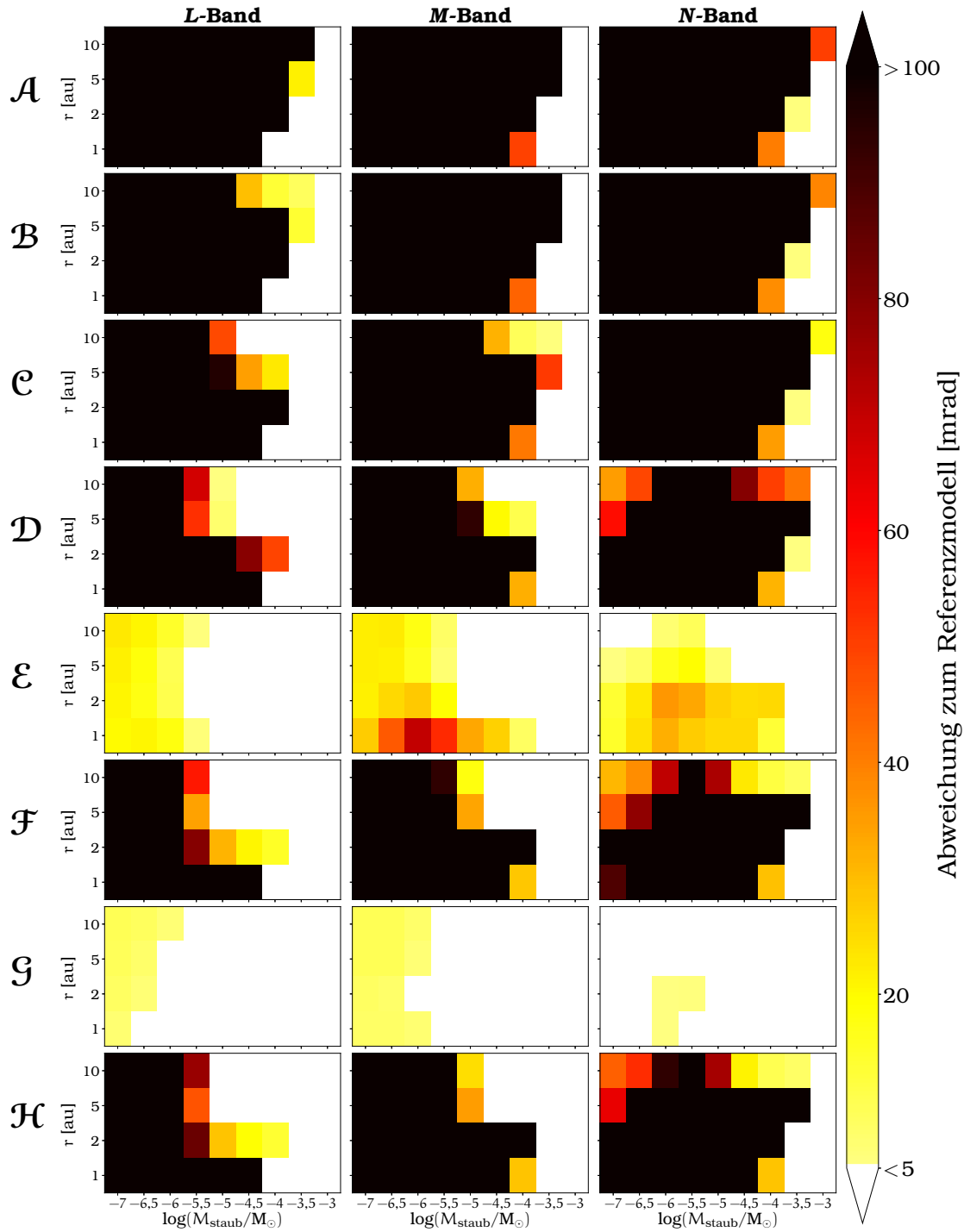


Abbildung 6.5 Wie Abbildung 6.4, aber für die Messungen der Dreiecksphasen.

kann durch die geringere vertikale optische Tiefe erklärt werden. Weiterhin nimmt der Temperaturanstieg für $r = 10$ au wieder ab, da die Photonenenergie auf einen größeren Bereich verteilt wird. Dies hat einen direkten Einfluss auf den beobachteten Fluss. Radiale Profile der Flusskarten dieser Scheiben sind auf der rechten Seite von Abbildung 6.7 gezeigt. Dieser Effekt ist in Bezug auf die Detektierbarkeit im N -Band sehr deutlich für die Begleiter \mathcal{C} , \mathcal{D} , \mathcal{F} und \mathcal{H} in Abbildung 6.4 und 6.5 zu sehen.

Zusätzlich wurden Simulationen mit festem radialen Abstand von $r = 50$ au und der Scheibenmasse $\log M_{\text{staub}}/M_{\odot} = -4$ gerechnet, um die Machbarkeit einer Detektion von bereits bekannten Protoplanetenkandidaten – wie etwa HD 100546b – zu untersuchen. Abgesehen vom sehr leuchtkräftigen Begleiter \mathcal{A} im N -Band liegen alle Visibilitätsunterschiede zwischen asymmetrischer und Referenzscheibe unter 4% (siehe Abbildung 6.8). Signifikant von null verschiedene Dreiecksphasen können ebenfalls nur im N -Band und den zwei leuchtkräftigsten Begleitern \mathcal{A} und \mathcal{B} erwartet werden.

Leuchtkraft und Effektivtemperatur des Begleiters

Die Leuchtkraft des Planeten L_B ist der entscheidende Faktor, wenn es um die Machbarkeit einer Detektierung der Asymmetrie geht, während die Effektivtemperatur T_B im Rahmen des untersuchten Parameterraums nur einen geringen Einfluss hat. Die Objekte \mathcal{E} und \mathcal{G} sind sehr viel schwieriger zu detektieren als die Objekte \mathcal{D} , \mathcal{F} und \mathcal{H} , obwohl sie alle eine ähnliche Temperatur aufweisen. Vor allem die Unterschiede zwischen dem Begleiter \mathcal{E} und dem fast 1000 K kühleren, aber fast 10-mal leuchtkräftigeren Begleiter \mathcal{H} ist auffallend. Die Absorptionsquerschnitte C_{abs} des Staubs variieren im Wellenlängenbereich der größten Abstrahlung der Begleiter $\lambda_{\text{max}} = 0,97 \mu\text{m}$ (\mathcal{E}) und $\lambda_{\text{max}} = 1,37 \mu\text{m}$ (\mathcal{H}) nur um einen Faktor von unter zwei. Bei höheren Leuchtkräften steht mehr Energie zur Verfügung, um den Staub zu heizen, was wiederum zu einer helleren – und damit einfacher zu detektierenden – Asymmetrie führt.

Scheibenmasse

Für die meisten Scheibe-Begleiter-Kombinationen findet man, dass die Scheibenmasse kaum Einfluss auf die Detektierbarkeit der Asymmetrie hat, solange $\log M_{\text{staub}}/M_{\odot} \leq -4$ gilt. Es gibt jedoch einige Ausnahmen:

- Für Distanzen von $r = 5$ au und $r = 10$ au ist die Scheibenmasse, bei welcher die Asymmetrie noch detektiert werden kann, erhöht, bzw. verringert. Die Begründung ist in Abschnitt 6.4 zu finden und liegt darin, dass bei $r = 10$ au ein größerer Bereich geheizt wird als bei $r = 5$ au und damit der Temperaturanstieg bei gleichbleibender Leuchtkraft geringer ausfällt.
- Durch die ansteigende vertikale optische Tiefe für massereiche Scheiben sind für $\log M_{\text{staub}}/M_{\odot} > -4$ nur noch die hellsten Objekte \mathcal{A} , \mathcal{B} und \mathcal{C} zu detektieren. Diese Ergebnisse ändern sich, wenn die Planeten bereits ihre Bahn in der Scheibe von Material befreit haben und somit Lücken entstanden sind, da sich dadurch der Kontrast zwischen Scheibe und Planet (mit zirkumplanetarer Scheibe) erhöht und es so ermöglicht wird, leuchtschwächere Begleiter zu detektieren (Wolf und G. D'Angelo, 2005).

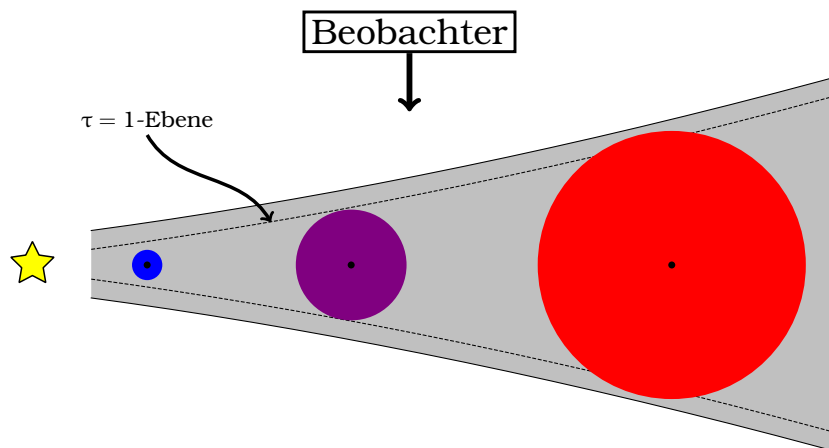


Abbildung 6.6 Illustration der aufgeheizten Region in der Umgebung des Begleiters für drei verschiedene Abstände zum Stern. Die gestrichelte Linie zeigt die $\tau = 1$ -Ebene vom Beobachter aus gemessen, der sich senkrecht zur Mittelebene befindet. Diese Linie entspricht ungefähr dem Bereich, in dem der detektierte Fluss emittiert wird. Die Begleiter sind als schwarze Punkte auf der Mittelebene der Scheibe gekennzeichnet. Die durch die planetare Strahlung geheizten Regionen sind als farbige Kreise gezeichnet, wobei blau die heißeste Region darstellt, rot die kühlfte und lila dazwischen liegt. Da die optische Tiefe mit dem stellaren Abstand abnimmt, wird das Volumen, das der Begleiter heizt, größer. Dadurch wird die Energie der Photonen auf mehr Partikel aufgeteilt und der Temperaturanstieg ist geringer als für kleinere stellare Abstände. Gleichzeitig nähert sich die Region, die signifikant durch die Heizung beeinflusst wird, der $\tau = 1$ -Ebene und wird diese Ebene auch schließlich überschreiten (siehe auch Abbildung 6.7). Die thermische Strahlung des heißen Staubs kann die Scheibe in Richtung Beobachter weniger geschwächt verlassen als im Vergleich zu Regionen unterhalb der $\tau = 1$ -Ebene.

Für einen Überblick über die vertikale optische Tiefe – von der Scheibenmittelebene zum Beobachter gemessen – der untersuchten Scheibenkonfigurationen (siehe Abbildung 6.9). In Abbildung 6.4 und 6.5 kann kein direkter Hinweis darauf gefunden werden, dass der Übergang von optisch dick ($\tau > 1$) zu optisch dünn ($\tau < 1$) die Detektierbarkeit von eingebetteten Planeten beeinflusst.

Visibilitäten und Dreiecksphasen

Berücksichtigt man die angewandten unteren Grenzen, sind die Dreiecksphasenmessungen dazu geeignet, einen größeren Bereich des Parameterraums mit einem höheren Signal-Rausch-Verhältnis zu detektieren als die Visibilitätenmessungen. Das trifft besonders für die leuchtschwächeren Objekte \mathcal{E} , \mathcal{G} und \mathcal{H} zu. Die Phaseninformation einer Fouriertransformation ist im Allgemeinen sensitiver auf Asymmetrien im Originalbild als die Visibilität (Millour, 2014). Nur für die Kombination aus massereichen Scheiben und sehr leuchtkräftigen Begleitern stellt die Visibilität eine höhere Wahrscheinlichkeit zur Detektion

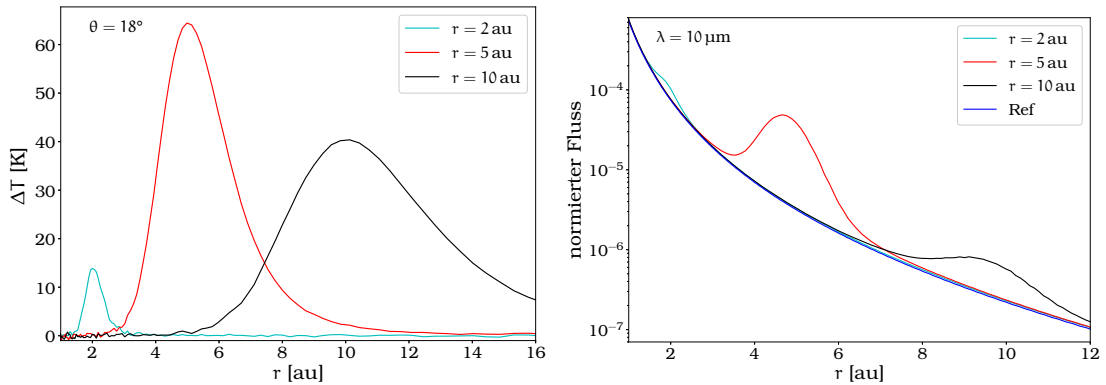


Abbildung 6.7 Temperaturdifferenz zwischen gestörter und ungestörter Scheibe 18° oberhalb der Mittelebene (*links*) und das radiale Profil der Flusskarte bei $\lambda = 10 \mu\text{m}$ (*N*-Band; *rechts*) einer massereichen Scheibe ($\log M_{\text{staub}}/M_\odot = -3.5$) mit dem Begleiter \mathcal{F} als zweite Strahlungsquelle bei Abständen von 2 au, 5 au und 10 au. Für größere Abstände vom Stern wird die geheizte Region größer, aber der Temperaturanstieg ist geringer als für kleinere Abstände. Gleichzeitig übersteigt die Region die $\tau = 1$ -Ebene für wachsende Abstände und es bildet sich ein Maximum des Temperaturanstiegs aus. Aus Richtung des Beobachters ist 18° oberhalb der Mittelebene sehr dicht an der $\tau = 1$ -Ebene. Der Flussexzess im Vergleich zur Referenzscheibe hat daher bei $r = 5$ au ebenfalls sein Maximum.

bereit.

Wellenlänge

Für den Großteil des Parameterraums liefern die drei Wellenlängenbänder ähnliche Differenzen der Visibilitäten und Dreiecksphasen von gestörter und ungestörter Scheibe. Allerdings können die leuchtstarken Begleiter \mathcal{A} , \mathcal{B} und \mathcal{C} in den massereichsten Scheiben nur im *L*-Band detektiert werden. Aufgrund der hohen Temperaturen der Begleiter liegt das Maximum der planetaren Strahlung – und damit auch der Streustrahlung – bei kurzen Wellenlängen und die Möglichkeit, die Streuung zu beobachten, verringert sich mit zunehmender Wellenlänge. Für die leuchtschwächeren Begleiter bis einschließlich \mathcal{D} ergibt sich, dass diese eher bei längeren Wellenlängen detektiert werden können, da die thermische Strahlung des umgebenden Staubs die Erscheinung der Begleiter dominiert. Die Staubtemperatur in den relevanten Regionen ist im Bereich von einigen Hundert Kelvin und daher erreicht die Reemission ihr Maximum eher im *MIR* als im kurzwelligeren *NIR*. Außerdem verringert sich die optische Tiefe mit zunehmender Wellenlänge, wodurch die Strahlung bei Austritt aus der Scheibe weniger abgeschwächt wird. Hiervon ausgenommen ist die Silikatbande bei $\lambda = 10 \mu\text{m}$, bei der die optische Tiefe in einem schmalen Wellenlängenbereich stark ansteigt.

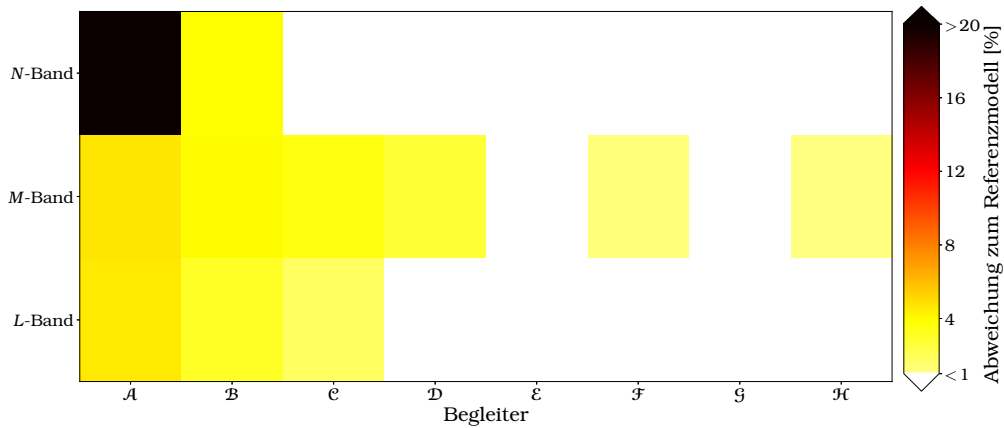


Abbildung 6.8 Wie Abbildung 6.4, aber für einen radialen Abstand von $r = 50$ au und einer Staubmasse von $M_{\text{staub}} = 1 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$. Eine Beobachtung bereits bekannter Kandidaten für Protoplaneten – z. B. HD 100546b – wäre mit MATISSE nicht möglich, außer für extrem leuchtkräftige Begleiter.

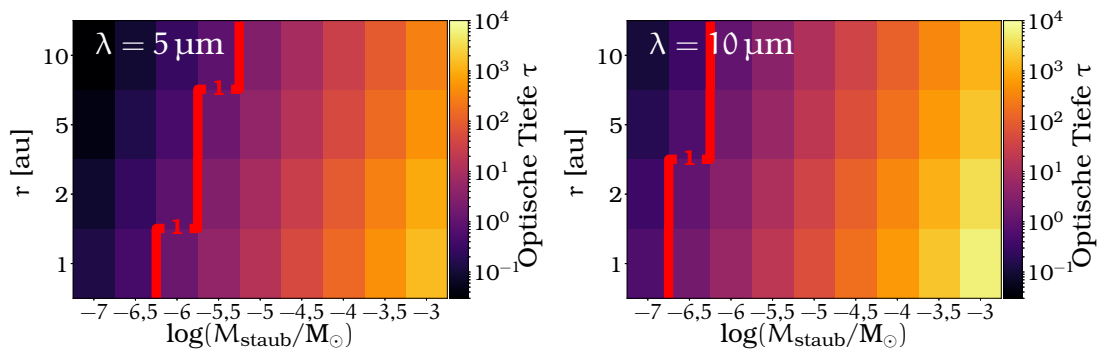


Abbildung 6.9 Vertikale optische Tiefe von der Scheibenmittelebene in Richtung Beobachter für die Wellenlängen $\lambda = 5 \mu\text{m}$ (links) und $\lambda = 10 \mu\text{m}$ (rechts). Der Übergang von optisch dick ($\tau > 1$) zu optisch dünn ($\tau < 1$) ist durch die rote Konturlinie markiert.

6.5 Diskussion und Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Detektierung von Helligkeitsasymmetrien in protoplanetaren Scheiben, hervorgerufen durch eingebettete, selbst strahlende Begleiter, mit dem Instrument der zweiten Generation am VLT MATISSE auf die Machbarkeit hin untersucht. Folgende Ergebnisse wurden aus den Simulationen gewonnen:

- Die Unterschiede der Visibilitäten und Dreiecksphasen zwischen Scheiben mit und ohne Asymmetrie überstiegen für 8 der insgesamt 15 untersuchten Begleiter die unteren Detektionsgrenzen von 1 %, bzw. 5 mrad. Dies entspricht einem minimalen Flussverhältnis zwischen Begleiter und Zentralstern von etwa 0,5 % bis 0,6 %. Dieses Flussverhältnis entspricht in etwa dem, was für einen jupiterähnlichen Planeten mit mittlerer bis hoher Masse aus den aktuellsten Planetenentstehungssimulationen erwartet wird (z. B. Mordasini, 2013; Szulágyi und Mordasini, 2017; Mordasini,

Marleau und Mollière, 2017).

- Innerhalb der angenommenen Messunsicherheiten bieten die Dreiecksphasen eine höhere Chance die eingebetteten Begleiter zu detektieren, als im Falle der Visibilitätsmessungen. Das liegt daran, dass die Phasenmessungen generell sensitiver auf radiale Asymmetrien in der Helligkeitsverteilung reagieren.
- Der Abstand vom Begleiter zum Stern sollte für eine erhöhte Detektionswahrscheinlichkeit in der Region von $r \approx 2\text{--}5$ au liegen. Für kleinere Abstände steigt die optische Tiefe rasch an und damit sinkt die mittlere freie Weglänge der emittierten Photonen und weniger Photonen erreichen die oberen Scheibenschichten. Für Abstände im Bereich von $r \approx 10$ au können die Photonen größere Distanzen zurücklegen, was die geheizte Region vergrößert, aber den Temperaturanstieg verkleinert. Dadurch ist auch der Fluss geringer und die Asymmetrie weniger ausgeprägt.
- Für sehr massereiche Scheiben sinkt die Detektierbarkeit sogar für die hellsten Begleiter rapide. Die höchste Wahrscheinlichkeit, solch eingebettete Planeten zu entdecken, liegt bei Staubmassen von $1 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ und weniger.

Diese Ergebnisse sind natürlich stark vom zugrundeliegenden Scheibe-Asymmetrie-Modell abhängig. Massereiche, jupiterähnliche Planeten würden sehr wahrscheinlich mit dem umliegenden Gas und Staub wechselwirken und dadurch Spiralarme, Lücken, zirkumplanetare Scheiben oder andere großskalige Strukturen erzeugen. Diese Strukturen helfen, Schlussfolgerungen zu ziehen, ob Planeten in der Scheibe vorhanden sind oder nicht, obwohl Planeten nicht die einzige Ursache für solche Anordnungen sind. Des Weiteren könnte die Beobachtbarkeit von Planeten steigen, sollten sie bereits eine Lücke in der Scheibe geöffnet haben, da sich dadurch der Kontrast zwischen Planet mit der zirkumplanetaren Scheibe und dem staubfreien Bereich der Lücke erhöht (Wolf und G. D'Angelo, 2005). Weiterhin würde der heiße Staub in der Nähe des Begleiters dafür sorgen, dass sich die Skalenhöhe der Scheibe vergrößert, um das hydrodynamische Gleichgewicht wieder herzustellen. Dadurch würde dieser Bereich aus der Scheibe herausragen und die Streuung des stellaren Lichts wäre dort besonders ausgeprägt, was die Detektionswahrscheinlichkeit erhöht.

Ausblick

Während kontrastreiche NIR-Kameras wie Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch (SPHERE) am VLTI oder Gemini Planet Imager (GPI) am Gemini-Observatorium in der Lage sind, die oben genannten großskaligen Strukturen, die durch Planet-Scheibe-Wechselwirkungen entstehen, zu detektieren, wird MATISSE den Beobachter womöglich erlauben, die Präsenz eines Planeten zu bestätigen und seine Lage durch die punktförmige Emission des Planeten, bzw. des nahegelegenen heißen Staubs, zu bestimmen. Der entscheidende Vorteil von MATISSE gegenüber den Kameras der Einzelteleskopen

ist die extrem hohe räumliche Auflösung von einigen zehn Millibogensekunden über einen großen Wellenlängenbereich. Zum Vergleich, die bekannten Protoplanet-Kandidaten HD 100546b – durch direktes Fotografieren entdeckt – und LkCa 15b – durch das LBTI (BL \approx 20 m) entdeckt – besitzen einen Abstand zum jeweiligen Zentralstern von etwa 500 mas, bzw. 80 mas.

Obwohl ALMA sehr lange Basislinien von bis zu mehreren Kilometern bietet, ist die räumliche Auflösung aufgrund der langen Wellenlängen dennoch um den Faktor 3 bis 10 schlechter als ein NIR/MIR-Interferometer mit 130 m Basislänge. Gleichwohl haben Wolf und G. D'Angelo (2005) gezeigt, dass ALMA theoretisch in der Lage ist, Planeten durch ihre zirkumplanetare Akkretionsregion zu entdecken. Aktuellere Studien deuten ebenfalls darauf hin, dass man mit ALMA zirkumplanetare Scheiben im Abstand von 5 au bei einer Wellenlänge von $\lambda = 400 \mu\text{m}$ (Szulágyi, van der Plas et al., 2017) und im Abstand von 20 au bis 50 au bei $\lambda = 870 \mu\text{m}$ (Zhu, Andrews und Isella, 2017; Szulágyi, van der Plas et al., 2017) beobachten kann. Für Abstände von $r = 50$ au, wie für HD 100546b bestimmt, wären Detektionen zusätzlich mit hoch aufgelösten Linienbeobachtungen von ^{12}CO und ^{13}CO möglich (Perez et al., 2015). Zukünftig sollte also auf eine Kombination aus Infrarot- und Millimeterwellenlängenbeobachtungen von MATISSE und ALMA gesetzt werden, um eine hohe Detektionswahrscheinlichkeit von eingebetteten Planeten zu erreichen und sich damit die Möglichkeit zu schaffen, präzise Informationen über die Eigenschaften des Planeten selbst und die physikalischen Vorgänge während der Planetenentstehung zu erhalten, um heutige Theorien bestätigen, ergänzen oder widerlegen zu können.

Teil III

Auswirkungen porösen Staubs in Trümmerscheiben

Kapitel 7

Einfluss von porösem Staub auf die Analyse von Trümmerscheibenbeobachtungen

NEBEN der chemischen Zusammensetzung von Staub, spielt auch dessen Form und Kompaktheit eine wichtige Rolle in der Bestimmung der optischen Eigenschaften der Staubkörner. Im nachfolgenden Kapitel wird die Abhängigkeit der aus Beobachtungen von Trümmerscheiben abgeleiteten Parameter, wie Scheibengröße, Staubkorngrößenverteilung oder Dichteverteilung, von der Porosität des Staubs untersucht. Diese Arbeit ist in Zusammenarbeit mit Dr. Florian Kirchschräger (Christian-Albrechts-Universität zu Kiel) und Dr. Steve Ertel (Steward-Observatorium der Universität von Arizona, Europäische Südsternwarte [ESO](#)) entstanden und wurde im Fachjournal *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* unter der Referenz [Brunngräber, Wolf, Kirchschräger et al. \(2017\)](#) veröffentlicht.

7.1 Einleitung und Motivation

Bei der Analyse von Trümmerscheibenbeobachtungen geht man meistens davon aus, dass die Staubteilchen homogene, kompakte Kugeln sind (z. B. [Ertel, Wolf, Marshall et al., 2012](#); [Ertel, Marshall et al., 2014](#); [Schüppler et al., 2014](#); [Marshall et al., 2014](#); [Pawellek, Krivov et al., 2014](#); [Kral et al., 2015](#)), obwohl erwartet wird, dass Staubteilchen in zirkumstellaren Scheiben weder kompakt noch homogen oder kugelförmig sind, sondern komplexe, irreguläre Formen und Einschlüsse unterschiedlicher Materialien und Hohlräume besitzen ([Dominik und Tielens, 1997](#); [Blum, Wurm et al., 2000](#); [Krügel, 2003](#); [Ormel, Cuzzi und Tielens, 2008](#)). Außerdem zeigen aktuelle Studien, die mit hochauflösenden, kontrastreichen, polarimetrischen, bildgebenden Instrumenten, wie [SPHERE](#) am [VLT](#) oder [GPI](#) des Gemini-Observatoriums gemacht wurden, dass die gemessenen Daten nicht durch kompakte, sphärische Teilchen reproduziert werden können ([Milli et al., 2015](#)). Unregelmäßigkeiten in Form oder Dichte des Staubkorns haben verschiedenste Auswirkungen auf die optischen Eigenschaften des Korns, wie etwa auf die Absorptions- und Streuquerschnitte und damit auf die Fähigkeit polarisierte Strahlung zu emittieren und zu streuen, und damit auch auf das Erscheinungsbild von Trümmerscheiben ([Min, Canovas et al., 2012](#)). Neben den optischen Eigenschaften hängt das Erscheinungsbild auch von der räumlichen Dichteverteilung ab. Im Normalfall können nur schwache Einschränkungen der Staubkorneigenschaften direkt aus den Beobachtungen abgeleitet werden – also unabhängig vom zugrundeliegenden Scheibenmodell. Deshalb wird ein sehr simples Staubmodell gewählt. Außerdem ist dieser Ansatz weniger rechenintensiv als ein Staubmodell mit komplexeren Formen und/oder

chemischen Zusammensetzungen. Der Einfluss dieser vereinfachenden Annahmen auf die Ergebnisse der Scheibenmodellierung muss jedoch untersucht werden.

In vielen früheren Arbeiten wurde der Einfluss von porösen Körnern auf die interstellare Extinktion, Absorptions- und Streueffizienz, Staubtemperatur, Opazität oder die Form und Position von Infrarotbanden betrachtet. Es wurde dabei gefunden, dass diese Größen – zumindest prinzipiell – dazu genutzt werden können, um zwischen porösen und kompakten Körnern sowohl in protoplanetaren Scheiben als auch in Trümmerscheiben zu unterscheiden (Voshchinnikov, Il'in, Henning und Dubkova, 2006; Voshchinnikov, Videen und Henning, 2007; Min, Hovenier et al., 2008; Kataoka, Okuzumi et al., 2014; Kirchschrager und Wolf, 2013; 2014). Allerdings existieren nur wenige Modellierungsstudien zu Trümmerscheiben, in denen poröse Staubkörner Verwendung finden (J. C. Augereau, Lagrange, Mouillet, Papaloizou et al., 1999; J. C. Augereau, Lagrange, Mouillet und Ménard, 1999; A. Li und Lunine, 2003; Churcher et al., 2011; Acke, Min et al., 2012; Lebreton et al., 2012; Donaldson et al., 2013; Seok und A. Li, 2015), obwohl die Ergebnisse vielversprechend sind. Der Effekt von Porosität auf die abgeleiteten Scheibenparameter wurde jedoch bis jetzt noch nicht untersucht.

Des Weiteren beeinflusst Porosität auch das physikalische Verhalten und damit den Orbit der Partikel. In einer optisch dünnen Scheibe kann der Strahlungsdruck so groß sein, dass kleinere Teilchen aus dem System ausgestoßen werden (Burns, Lamy und Soter, 1979). Die kritische Staubkorngröße wird Blowout-Größe genannt und wird allgemein als untere Grenze der Korngrößenverteilung einer Trümmerscheibe betrachtet. Einige Versuche, Trümmerscheibenbeobachtungen zu modellieren, deuten auf eine minimale Staubkorngröße hin, die 5- bis 10-mal größer ist, als die berechnete Blowout-Größe (Roccatagliata et al., 2009; Ertel, Wolf, Metchev et al., 2011; Löhne et al., 2012), obwohl Kollisionstheorien nur in der Lage sind, einen Faktor von 2 bis 3 zu erklären (Krivov, Löhne und Sremčević, 2006; Thébault und J.-C. Augereau, 2007; Thébault und Wu, 2008). In der Arbeit von Pawellek, Krivov et al. (2014) analysierten die Autoren 34 Trümmerscheiben, die mit dem Weltraumteleskop *Herschel* aufgelöst beobachtet wurden und fanden, dass die Minimalgröße des Staubs für Sterne mit einer Leuchtkraft, die mit der, der Sonne vergleichbar ist, bis zu 10-mal größer war als erwartet. Sie fanden außerdem, dass die Abweichung zwischen minimaler Korngröße und Blowout-Größe mit zunehmender Leuchtkraft abnimmt. Pawellek und Krivov (2015) fanden in einer anschließenden Studie, dass dieser Trend auch bei unterschiedlichen Staubzusammensetzungen und einfachen Porositätsmodellen vorhanden ist.

In der folgenden Abhandlung soll der Einfluss von Porosität auf die Analyse von Beobachtungen optisch dünner Trümmerscheiben quantifiziert werden. In Abschnitt 7.2 wird das poröse Staubmodell beschrieben. Abschnitt 7.3 befasst sich mit der Blowout-Größe als Funktion der Leuchtkraft und Porosität und den Abweichungen im Vergleich zu häufig verwendeten, vereinfachten Modellen. Die systematischen Fehler während einer Scheibenmodellierung, die durch die Einführung eines kompakten Staubmodells entstehen, werden in Abschnitt 7.4 behandelt. Es wird gezeigt, ob durch Porosität Unterschiede in den abgeleiteten Scheibenparametern entstehen und wenn ja, wie groß diese Unterschiede sind. Zum Schluss wird in Abschnitt 7.5 eine Zusammenfassung und Diskussion der

gefundenen Ergebnisse präsentiert.

7.2 Porosität und optische Eigenschaften des Staubs

Porositätsmodell

In dieser Studie wird davon ausgegangen, dass der Staub eine sphärische Grundform mit Radius s besitzt und aus reinem astronomischen Silikat (AstroSil, siehe auch Abschnitt 2.2) zusammengesetzt ist, mit einer Massendichte von $\rho_0 = 3,5 \text{ g cm}^{-3}$ (Draine, 2003a). Bezeichnet man mit V_{staub} , V_{Vakuum} und V_{gesamt} die Volumina, die durch Staub und Vakuumeinschlüsse sowie durch die gesamte Kugel eingenommen werden, ist die Porosität \mathcal{P} dieser Körner definiert als

$$\mathcal{P} = 1 - \frac{V_{\text{staub}}}{V_{\text{gesamt}}} = \frac{V_{\text{Vakuum}}}{V_{\text{gesamt}}}, \quad (7.1)$$

wobei $\mathcal{P} = 0$ gleichbedeutend mit kompakten, sphärischen Teilchen aus AstroSil ist, und $\mathcal{P} = 1$ mit reinem Vakuum (siehe Abschnitt 2.4.2). Die Masse m eines Partikels mit Radius s ist demnach

$$m = \frac{4}{3}\pi s^3 \rho_0 (1 - \mathcal{P}).$$

Es werden Porositäten zwischen 0,0 und 0,9 im Abstand von 0,1 betrachtet, um den Einfluss auf die beobachtbare Erscheinung von Trümmerscheiben zu analysieren.

Optische Eigenschaften poröser Staubkörner

Um die Brechungsindizes n und k für porösen Staub zu bestimmen, wird die Effektivmedium-Theorie (EMT) benutzt, mit welcher die Permittivität eines Effektivmediums berechnet wird, das als homogene Mischung von AstroSil und Vakuum betrachtet wird. Die Mischung der beiden Einzelkomponenten erfolgt über die Bruggeman-Mischungsregel aus Gleichung 2.16 (Bruggeman, 1935). Die Absorptions- und Streuquerschnitte C_{abs} , bzw. C_{streu} und der Asymmetriefaktor g werden anschließend mithilfe des Mie-Formalismus (Mie, 1908) mit dem Programm `miex` (Wolf und Voshchinnikov, 2004) berechnet. Siehe Abschnitt 2.4.2 für eine genauere Erläuterung der chemischen Zusammensetzung der betrachteten Trümmerscheiben.

7.3 Blowout-Grenze

Wie bereits in Abschnitt 7.1 erwähnt, ist die minimale Korngröße, die in Trümmerscheiben entdeckt werden, meist größer als der Wert, der durch theoretische Überlegungen erwartet wird. Das deutet entweder auf nicht vollständig verstandene Zerstörungsmechanismen oder einer nicht korrekten Behandlung des Strahlungsdrucks. In diesem Abschnitt wird der Einfluss von Porosität auf den Strahlungsdruck, der auf die Staubkörner wirkt, und damit auch auf die minimale Staubkorngröße, die in einer Trümmerscheibe erwartet werden kann,

berechnet. Weiterhin werden die gefundenen Ergebnisse mit einer oft genutzten, vereinfachten Formel für die Berechnung der Blowout-Größe verglichen.

Durch Strahlungsdruck ändert sich der Orbit von kleinen Partikeln im Vergleich zu Partikeln, auf denen lediglich die Gravitation wirkt (Burns, Lamy und Soter, 1979, siehe auch Abschnitt 2.4.1). Das sogenannte β -Verhältnis, der Quotient aus Strahlungsdruck und Gravitationskraft, lautet für poröse Teilchen (Burns, Lamy und Soter, 1979; Köhler und Mann, 2002; Kirchschrager und Wolf, 2013)

$$\beta := \frac{F_{\text{rp}}}{F_{\text{grav}}} = \frac{C_{\star}}{s^3 \rho_0 (1 - \mathcal{P})} \int_0^{\infty} C_{\text{rp}}(s, \mathcal{P}, \lambda) \cdot B_{\lambda}(T_{\star}) d\lambda \quad (7.2)$$

mit

$$C_{\star} = \frac{3}{4c} \frac{R_{\star}^2}{GM_{\star}}, \quad (7.3)$$

wobei $C_{\text{rp}} = C_{\text{abs}} + C_{\text{streu}}(1 - g)$ der Querschnitt des Teilchens für den Strahlungsdruck ist, c die Lichtgeschwindigkeit, G die Gravitationskonstante, B_{λ} die Planck-Funktion und R_{\star} , M_{\star} und T_{\star} die stellaren Eigenschaften Radius, Masse und Temperatur. Um die Masse des Sterns zu bestimmen, wird die übliche Relation für Hauptreihensterne $M_{\star} \propto L_{\star}^{\frac{1}{3.8}}$ (Eddington, 1924; Kippenhahn, Weigert und Weiss, 2012) verwendet.

Wie in Abschnitt 2.4.1 gezeigt, werden kleine Teilchen mit großem β -Verhältnis, die sich von einem großen Mutterkörper – etwa einem Asteroiden oder Kometen – lösen, unter Umständen durch den hohen Strahlungsdruck aus dem System gedrängt. Betrachtet man zirkulare Bahnen der Mutterkörper, startet dieser Prozess bei $\beta = 0,5$ (Burns, Lamy und Soter, 1979). Zu dieser Blowout-Grenze gehört eine spezifische Korngröße – die Blowout-Größe s_{blow} . Sie ist in erster Näherung die minimale Staubkorngröße in einer Trümmerscheibe und indirekt durch Gleichung 7.2 gegeben.

In Abbildung 7.1 ist das β -Verhältnis für zwei verschiedene Sterne gezeigt, einem sonnenähnlichen Stern vom Spektraltyp G2 und einem Fomalhaut-ähnlichen Stern vom Spektraltyp A4. Für große Teilchen steigt β mit zunehmender Porosität an, was hauptsächlich am Faktor $(1 - \mathcal{P})^{-1}$ in Gleichung 7.2 liegt. Bei den kleineren Teilchen – ungefähr im Bereich der Wellenlänge maximaler stellarer Strahlung (vgl. Wiensches Verschiebungsgesetz) – verringert sich der Strahlungsdruck-Querschnitt C_{rp} und damit auch β mit steigender Porosität. Für kältere Sterne führt das zu einer Vergrößerung der Blowout-Größe bei geringen Porositäten, aber zu einer Verringerung der Blowout-Größe für stark poröse Teilchen. Im Falle eines sonnenähnlichen Sterns liegt die maximale Blowout-Größe bei $s_{\text{blow}} \approx 0,48 \mu\text{m}$ für eine Porosität von etwa $\mathcal{P} = 0,2$. Steigt die Porosität über 0,5, gibt es überhaupt keine Blowout-Grenze mehr, da für Teilchen aller Radien der β -Wert unter 0,5 liegt. Für heiße Sterne steigt die Blowout-Größe monoton mit zunehmender Porosität an.

Eine oft genutzte Näherung für die Berechnung der Blowout-Größe (z. B. in Burns, Lamy und Soter, 1979; Artymowicz, 1988; Deller und Maddison, 2005; Hahn, 2010; Pawellek, Krivov et al., 2014; Veras, Eggl und Gänsicke, 2015) soll nun mit der aus Gleichung 7.2 bestimmten Größe verglichen werden. Die

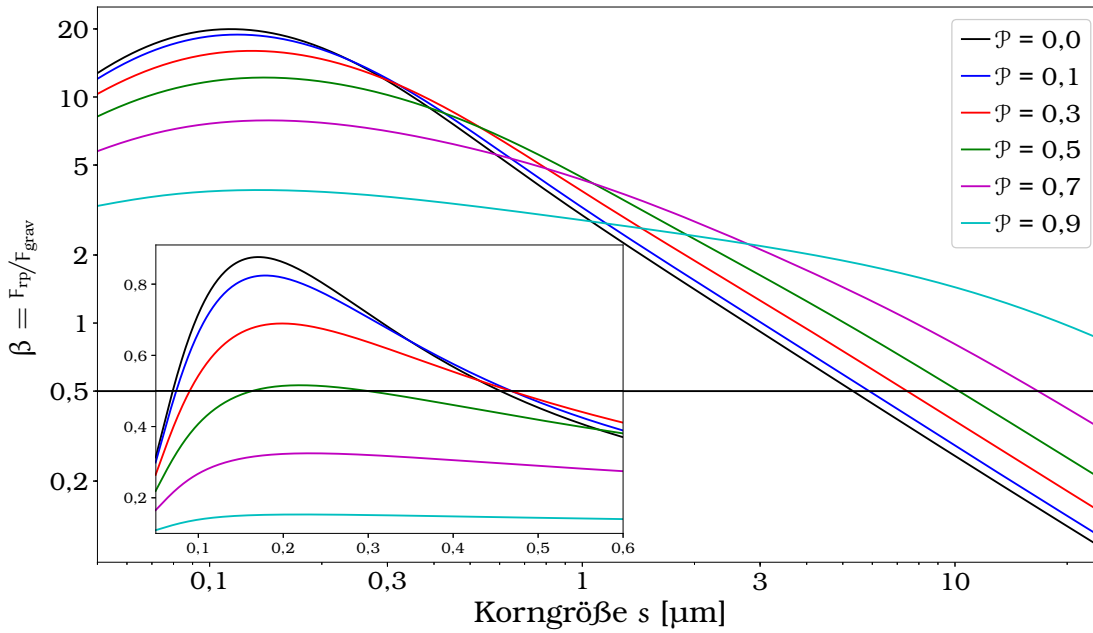


Abbildung 7.1 Verhältnis zwischen Strahlungsdruck und Gravitation $\beta = F_{rp}/F_{grav}$ in Abhängigkeit der Korngröße s für zwei verschiedene Spektraltypen. Im großen Bild wurden die Daten von Fomalhaut verwendet: Spektraltyp A4, $T_{\star} = 8195 \text{ K}$, $L_{\star} = 15,5 L_{\odot}$. Im kleineren, eingebetteten Bild wurde ein sonnenähnlicher Stern verwendet: Spektraltyp G2, $T_{\star} = 5770 \text{ K}$, $L_{\star} = 1 L_{\odot}$. Verschiedene Farben zeigen verschiedene Staubkornporositäten \mathcal{P} . Durch die schwarze, horizontale Linie ist die Blowout-Grenze $\beta_{\text{blow}} = 0,5$ gekennzeichnet.

Näherung lautet

$$\frac{s_{\text{blow}}}{1 \mu\text{m}} = 0,33 \cdot \left(\frac{3,5 \text{ g cm}^{-3}}{\rho_0} \right) \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right) \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{-1}, \quad (7.4)$$

wobei der Strahlungsdruck-Koeffizient $Q_{rp} = \frac{C_{rp}}{\pi s^2} \equiv 1$ gesetzt wurde, womit alle Informationen über die Wellenlängenabhängigkeit der optischen Eigenschaften verworfen werden. Um die Blowout-Größe zu berechnen, werden die Eigenschaften von Hauptreihensternen mit Leuchtkräften zwischen $0,012 L_{\odot}$ und $73,8 L_{\odot}$ benutzt, die aus Tabelle 2 von Pawellek, Krivov et al. (2014) stammen. Die berechneten Blowout-Größen werden als Funktion der Leuchtkraft in Abbildung 7.2 dargestellt. Die Werte, die mit Gleichung 7.4 berechnet wurden – in der Legende als „ $Q_{rp} \equiv 1$ “ bezeichnet –, unterschätzen die tatsächliche Blowout-Größe teils erheblich, auch für kompakte Körner. Bei Leuchtkräften von etwa einer Sonnenleuchtkraft liegt der Wert nur bei 72 % des Wertes, der über Gleichung 7.2 bestimmt wurde. Für die hellsten Sterne, die hier betrachtet werden, schwindet dieser Unterschied jedoch auf unter 2%. Dadurch ergibt sich, dass der Anstieg der Kurve der Näherungsformel für kompakte Partikel systematisch zu hoch ist im Vergleich zu der etwas genaueren Definition aus Gleichung 7.2. In der kleineren Darstellung unten rechts in Abbildung 7.2 sieht man die Blowout-Größe ohne den Faktor $(1 - \mathcal{P})^{-1}$ aus Gleichung 7.2, der durch die ge-

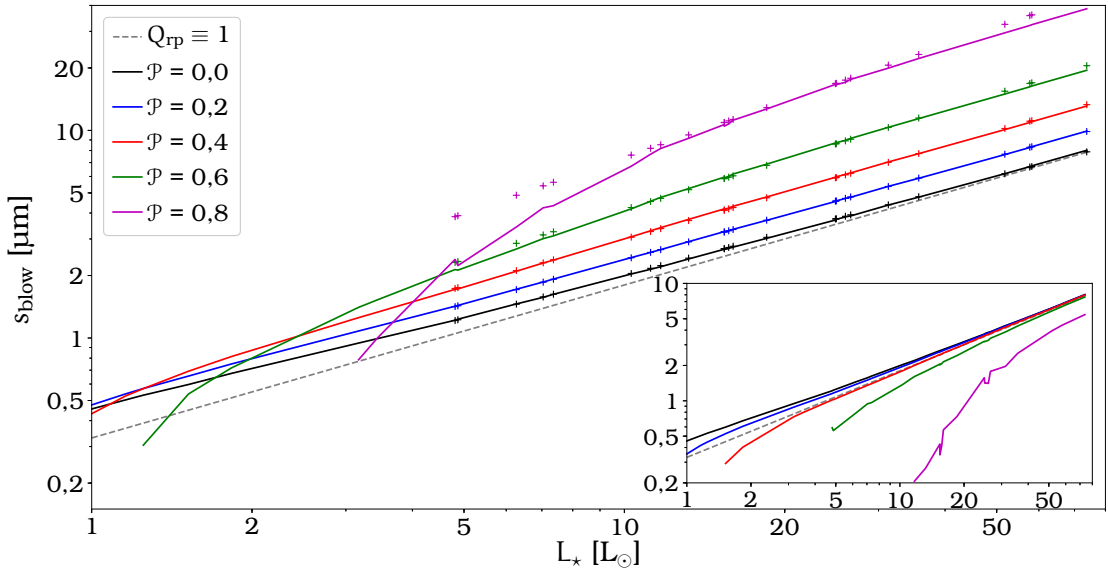


Abbildung 7.2 Blowout-Größe s_{blow} berechnet über Gleichung 7.2 als Funktion der stellaren Leuchtkraft. Verschiedene Farben zeigen verschiedene Porositäten \mathcal{P} . Als Vergleich zeigt die gestrichelte, graue Linie die Blowout-Größe, die sich aus der Näherungsformel Gleichung 7.4 ergibt. Zusätzlich sind durch Kreuze die Blowout-Größen gekennzeichnet, die mittels der analytischen Gleichung Gleichung 7.5 berechnet wurden. *Eckeinsatz:* die Blowout-Größe mit Korrektur der verringerten Massendichte bei erhöhter Porosität, der Faktor $(1 - \mathcal{P})^{-1}$ in Gleichung 7.2 wurde demnach nicht berücksichtigt.

ringere Massendichte für porösere Teilchen zustande kommt. Unterschiede der Blowout-Größe sind nun einzig auf veränderte Strahlungsdruck-Querschnitte C_{rp} zurückzuführen. Besonders für geringe Leuchtkräfte können die Abweichungen der beiden Formeln 200 % übersteigen. Für die leuchtkräftigsten Sterne ist die Wellenlänge der maximalen Emission viel kleiner als die Ausdehnung der Teilchen. Daher findet hier der Übergang zur geometrischen Optik statt, der unter anderem durch $Q_{\text{rp}} = 1$ für alle Porositäten gekennzeichnet ist. Daher konvergieren die Kurven für hohe Leuchtkräfte zu den Ergebnissen der Näherungsformel Gleichung 7.4.

Um eine einfache Parametrisierung der Blowout-Größe als Funktion der Leuchtkraft und Porosität zu bestimmen, wird das Potenzgesetz $s_{\text{blow}} = a \cdot L_{\star}^b$ an die Ergebnisse von Gleichung 7.2 angepasst, mit den Anpassungsparametern a und b . Die Anpassung wurde nur für den Bereich $L_{\star} \gtrsim 5 L_{\odot}$ und $\mathcal{P} \leq 0,5$ durchgeführt, da die Ergebnisse nahelegen, dass für geringere Leuchtkräfte, bzw. höhere Porositäten kein einfaches Potenzgesetz mehr vorliegt (siehe Abbildung 7.2). Weiterhin hat sich gezeigt, dass die Parameter a und b wiederum Funktionen der Porosität \mathcal{P} sind. Die Blowout-Größe lässt sich demnach schreiben als

$$\frac{s_{\text{blow}}}{1 \mu\text{m}} = \left(\frac{3,5 \text{ g cm}^{-3}}{\rho_0} \right) a_1 (1 - \mathcal{P})^{b_1} \cdot \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right)^{a_2 (1 - \mathcal{P})^{b_2}} \quad (7.5)$$

mit

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,414 \pm 0,004 , \\ b_1 &= -0,508 \pm 0,025 , \\ a_2 &= 0,685 \pm 0,002 , \\ b_2 &= -0,168 \pm 0,008 . \end{aligned}$$

Die Blowout-Größen, die mit Gleichung 7.5 berechnet wurden, sind in Abbildung 7.2 mit Kreuzen markiert und stimmen sehr gut mit den Ergebnissen aus Gleichung 7.2 in den genannten Grenzen überein. Für Porositäten über $\approx 0,6$ reproduziert diese Gleichung nicht mehr die aufwendiger bestimmten Blowout-Größen aus Gleichung 7.2. Die Werte für a_i und b_i wurden nur für AstroSil bestimmt und können bei anderen chemischen Zusammensetzungen durchaus stark variieren. Außerdem stimmt die Blowout-Grenze $\beta = 0,5$ nur für die Teilchen, die von einem Mutterkörper mit zirkularem Orbit ausgestoßen wurden. Für exzentrische Bahnen liegt die Blowout-Grenze darüber oder darunter, je nachdem, an welcher Position des Orbits, das Teilchen den Mutterkörper verlässt (Burns, Lamy und Soter, 1979).

Eine weitere Annahme, die zu Gleichung 7.2 geführt hat, ist die, dass die Sterne als perfekte, schwarze Strahler angenommen wurden und die ausgestrahlte Energie pro Wellenlängeneinheit durch eine Planck-Funktion beschrieben werden kann. Um die Abweichungen, die durch diese Annahme eingeführt wurden, zu bestimmen, werden synthetische Sternspektren aus der Datenbank *Göttingen Spectral Library* (Husser et al., 2013) genommen und die Blowout-Größe numerisch berechnet. Dazu werden die Spektren eines sonnenähnlichen Sterns – $T_\star = 5800$ K, $\log g = 4,5$ und $[\text{Fe}/\text{H}] = 0,0$ – und eines Wega-ähnlichen Sterns – $T_\star = 9600$ K, $\log g = 4,0$ und $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,5$ – verwendet. Es zeigt sich, dass die Unterschiede in der Blowout-Größe zwischen synthetischem Spektrum und idealer Planck-Kurve weniger als 2% für sämtliche Porositäten betragen. Dadurch ist die Näherung, Sterne als perfekte Planck-Strahler zu betrachten, gerechtfertigt. Im Falle des sonnenähnlichen Sterns und einer Porosität $\mathcal{P} = 0,5$ ergibt sich für das synthetische Spektrum keine Blowout-Größe, da das β -Verhältnis stets unterhalb von 0,5 liegt. Grund dafür ist, dass es ein Flussdefizit des solaren Spektrums um die Wellenlänge der maximalen Strahlung herum gibt. Für noch größere Porositäten, gibt es auch im Falle des Schwarzen Strahlers keine Blowout-Größe mehr.

7.4 Auswirkungen auf die Analyse von Beobachtungsdaten

Um die physikalischen Parameter einer Trümmerscheibe aus Beobachtungen zu bestimmen und zu interpretieren, müssen einige Annahmen über die Form und Zusammensetzung des Staubs gemacht werden. Im einfachsten Fall werden die Staubteilchen als kompakte Kugeln eines Materials, z. B. AstroSil, genähert (siehe Abschnitt 7.1). Besteht die Scheibe jedoch aus porösen Teilchen anstelle von kompakten, werden die Parameterwerte, die durch die Modellierung bestimmt wurden, sehr wahrscheinlich von den wahren, in der Scheibe vorhandenen Werten abweichen. In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie groß diese Abweichun-

gen zu den wahren Werten für poröse Körner sind, wenn für die Auswertung und Modellierung ausgewählter Beobachtungsdaten von kompakten Körnern ausgegangen wird. Zu diesem Zweck wird das folgende Prozedere angewandt:

- (i) Berechnung von SED und Flusskarten der thermischen Reemission einer analytischen Dichteverteilung für verschiedene Porositäten \mathcal{P} .
- (ii) Faltung der Karten mit einer Gauß-Kurve, um echte Beobachtungen zu simulieren; Extrahieren der radialen Profile dieser Karten; Überlagerung mit künstlichem Rauschen.
- (iii) Modellierung der SED und der radialen Flussprofile mit einem Trümmerscheiben-Anpassungs-Code unter ausschließlicher Verwendung von kompakten Staubkörnern, also $\mathcal{P} = 0,0$.
- (iv) Vergleich der Anpassungsergebnisse der verschiedenen Porositäten aus Schritt (iii) mit den bekannten, wahren Werten, welche in Schritt (i) benutzt wurden.

Wegen des begrenzten Parameterraums, z. B. in Bezug auf die Staubzusammensetzung oder das Porositätsmodell, ist dieser Ansatz ungeeignet um umfassende, qualitative Aussagen zu treffen. Das Ziel ist vielmehr, generelle Trends der Auswirkung von porösen Teilchen auf die Observablen von Trümmerscheiben zu identifizieren und die sich ergebenden Abweichungen bei der Interpretation dieser Beobachtungsdaten.

Die ersten beiden Schritte sowie der Scheibenaufbau sind in Abschnitt 7.4.1 beschrieben, Schritt (iii) in Abschnitt 7.4.2 und die Ergebnisse sind in Abschnitt 7.4.3 zu finden.

7.4.1 Scheibenaufbau und simulierte Beobachtungen

Die Trümmerscheibe hat eine typische Ausdehnung von 40 au bis 200 au und die Dichteverteilung folgt dem Potenzgesetz $r^{-\alpha_r}$ mit $\alpha_r = 1$ (siehe z. B. Pawellek, Krivov et al., 2014; Vican et al., 2016; Hughes et al., 2017). Wie sich jedoch herausstellen wird, kann die räumliche Verteilung des Staubs sehr gut eingeschränkt werden und die verwendeten Parameterwerte haben damit einen eher geringen Stellenwert. Die Staubkorngrößen liegen zwischen $3,7 \mu\text{m}$ und 1 mm mit einer Größenverteilung von $n(s) \propto s^{-q}$, wobei $n ds$ die Anzahl an Partikeln im Größenintervall $[s, s + ds]$ ist. Der Exponent q wird auf 3,5 festgelegt. Das entspricht dem theoretischen Wert einer kollisionsdominierten Trümmerscheibe (Dohnanyi, 1969). Durch diese steile Größenverteilung wird das Erscheinungsbild der Scheibe durch die kleineren Teilchen dominiert und der Maximalwert von $s_{\text{max}} = 1 \text{ mm}$ hat nur einen vernachlässigbar kleinen Einfluss und wird häufig als obere Grenze für Trümmerscheibenanalysen benutzt (Löhne et al., 2012; Pawellek, Krivov et al., 2014; Rodigas et al., 2015). Die minimale Korngröße s_{min} wurde so gewählt, dass sie im mittleren Bereich der berechneten Blowout-Größen liegt. Dieser Aufbau wird für zehn verschiedene Porositäten zwischen $\mathcal{P} = 0,0$ (kompakte Teilchen) und $\mathcal{P} = 0,9$ mit einer Schrittweite von 0,1 benutzt. Die Parameterwerte des Scheiben- und Porositätsmodells sind in der linken Spalte von Tabelle 7.1 zusammengetragen. Die stellaren Eigenschaften sind in

Tabelle 7.1: Eigenschaften der Trümmerscheibe.

Scheibenparameter	Sim. Beobachtung	Anpassung		
		Min.	Max.	n
$M_{\text{staub}} [M_{\odot}]$	$1 \cdot 10^{-6}$	skaliert mit Höhe der SED		
R_i [au]	40	5	60	2158
R_a [au]	200	100	500	1398
α_r	1	-1	3	80
s_{min} [μm]	3,73	0,1	10	403
s_{max} [μm]	1000	1000	1000	1
q	3,5	2	5	150
Inklination i [$^{\circ}$]	0	0	0	1
Porosität \mathcal{P}	0,0 bis 0,9	0,0	0,0	1

 Tabelle 7.2: Eigenschaften der betrachteten Sterne. Alle Werte wurden der Tabelle 2 in [Pawellek, Krivov et al. \(2014\)](#) entnommen.

L_{\star} [L_{\odot}]	0,012	0,062	0,41	1,16	1,52	3,44	4,87	7,04	10,3
T_{\star} [K]	3498	3600	5166	5930	6155	6590	6950	7530	7575
M_{\star} [M_{\odot}]	0,31	0,48	0,79	1,04	1,12	1,38	1,52	1,67	1,85
L_{\star} [L_{\odot}]	11,7	13,2	15,5	16,0	24,9	26,0	31,3	51,8	58,2
T_{\star} [K]	8710	8490	8195	9000	10000	9020	9200	9530	9130
M_{\star} [M_{\odot}]	1,91	1,97	2,06	2,07	2,33	2,36	2,47	2,83	2,91

Tabelle 7.2 zu finden. Das gesamte System hat eine Entfernung von 8 pc, was vergleichbar mit der Entfernung der bekannten Trümmerscheibensysteme um die zwei Sterne Wega und Fomalhaut ist ([Perryman et al., 1997](#)).

Die [SED](#) wird für sechs Wellenlängen berechnet, die sich logarithmisch zwischen 10 μm und 2 mm verteilen. Zusätzlich werden Flusskarten in den Wellenlängen 70 μm und 160 μm berechnet. Diese Wellenlängen wurden gewählt, da das Instrument Photoconductor Array Camera and Spectrometer ([PACS](#)) am Weltraumteleskop *Herschel*, welches viele Trümmerscheiben räumlich aufgelöst fotografiert hat, dort sensitiv war ([Poglitsch et al., 2010](#)). Die Berechnungen werden mit dem Programm `debris` ([Ertel, Wolf, Metchev et al., 2011](#); [Ertel, 2012](#)) durchgeführt.

Anschließend werden die Karten mit einer zirkulären 2D-Gaußkurve gefaltet, die eine Halbwertsbreite besitzt, die gleich der Auflösung eines Teleskops mit 3,5 m großer Apertur – z. B. das *Herschel* Weltraumteleskop ([Pilbratt et al., 2010](#)) – ist. Aus diesen gefalteten Bildern werden dann radiale Helligkeitsprofile extrahiert. Diese Profile werden zusammen mit der [SED](#) als simulierte Beobachtungsdaten von Scheiben betrachtet, die aus porösem Staub bestehen. Zusätzlich wird eine künstliche Unsicherheit in Form von Rauschen eingeführt, welches auf 10% der „gemessenen“ Daten von [SED](#) und Profile festgelegt wird (typische [SED](#)-Unsicherheiten, z. B. in [Pawellek, Krivov et al., 2014](#); [Hengst et al., 2017](#)).

7.4.2 Anpassung der SED und der Profile

Im zweiten Teil wird der Code `SAnD` (Ertel, 2012; Löhne et al., 2012; Ertel, Wolf, Marshall et al., 2012; Ertel, Marshall et al., 2014; Marshall et al., 2014) benutzt, welcher auf der Methode der simulierten Abkühlung¹ (Kirkpatrick, Gelatt und Vecchi, 1983; Press et al., 2007) beruht und damit sowohl SED als auch radiale Profile an gemessene Daten anpasst. Um die Güte jedes Anpassungsschritts zu beurteilen, wird das reduzierte χ^2 benutzt. Für detailliertere Erklärungen zu $\chi^2_{\text{reduziert}}$ und `SAnD` siehe z. B. Ertel (2012) und Kirchschrager (2015). Ab diesem Punkt der Verarbeitungskette wird ausschließlich mit kompakten Teilchen $\mathcal{P} = 0,0$ aus AstroSil gerechnet, um die Beobachtungsdaten zu reproduzieren. Das heißt, es werden optische Daten genutzt, die, wie in vielen Fällen der Scheibenanpassungen, zwar nicht richtig sind, aber einfacher zu bestimmen.

Der Parameterraum ist in den drei rechten Spalten von Tabelle 7.1 zu sehen. Die stellaren Eigenschaften Temperatur und Leuchtkraft, sowie Inklination, Porosität und maximale Korngröße sind festgelegt. Da für Trümmerscheiben – die optisch dünn sind (siehe Abschnitt 2.4) – gilt, dass der Fluss der emittierten Strahlung direkt proportional zur Staubmasse ist, wird letztere bestimmt, in dem die berechnete SED passend zur beobachteten SED skaliert wird. Innerer und äußerer Radius R_i , bzw. R_a , der Exponent der radialen Dichteverteilung α_r , minimale Korngröße s_{min} , sowie der Exponent der Größenverteilung q sind freie Parameter des Anpassungsprozesses. Der Prozess stoppt, sobald nach einer gewissen Anzahl an Iterationen kein kleinerer χ^2 -Wert erreicht werden konnte.

Für jede Porosität und für jeden Stern wird das Programm fünfmal mit verschiedenen Anfangswerten der Markov-Ketten (Norris, 1997) in der simulierten Abkühlung gestartet. Durch die arithmetische Mittelung der Ergebnisse dieser fünf Läufe wird die intrinsische, statistische Unsicherheit eines einzelnen Anpassungsprozesses minimiert.

7.4.3 Ergebnisse

Alle Ergebnisse, die hier gezeigt werden, sind über die fünf Einzelläufe jeder Scheibe gemittelt (siehe Abschnitt 7.4.2). Weiterhin werden die Ergebnisse der kompakten Scheibe – also für die in Schritt (i) $\mathcal{P} = 0,0$ gilt – als Referenz für die übrigen Ergebnisse benutzt, da in diesem Fall die optischen Eigenschaften des Staubs für die simulierten Beobachtungen identisch zu denen des Anpassungsprozesses sind. Es werden die Verhältnisse aus den abgeleiteten Parameterwerten jeder Anpassung zu denen des Referenzfalls betrachtet. Das hat den Vorteil, dass jede Abweichung der Ergebnisse vom wahren Wert, als Abweichung von 1 erscheint. Des Weiteren können die Ergebnisse um wenige Prozent von den wahren Werten abweichen, selbst wenn die optischen Daten identisch sind. Das liegt an der Art und Weise wie die simulierte Abkühlung funktioniert. Weichen die Ergebnisse in dieser Darstellung von 1 ab, liegt dies jedoch nicht mehr am Anpassungsprozess, sondern ausschließlich an den verschiedenen Porositäten. Die Standardabweichungen der Parameterwerte des Referenzfalls liegen bei unter 0,5% für die Parameter q , α_r , R_a und M_{staub} , und bei unter 3,2% für s_{min} und R_i . Diese Unsicherheiten liegen jedoch weit unterhalb der

¹engl.: simulated annealing

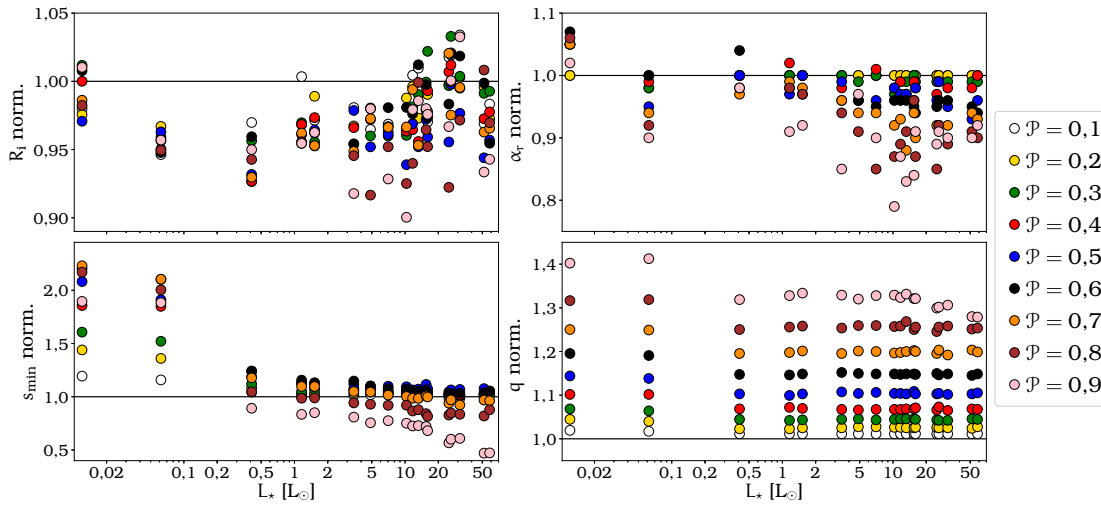


Abbildung 7.3 Ergebnisse der Anpassungsprozesse für vier Parameter als Funktion der stellaren Leuchtkraft, normiert auf den Referenzfall $\mathcal{P} = 0.0$. *Oben links*: innerer Radius; *oben rechts*: Steigung der radialen Dichteverteilung; *unten links*: minimale Korngröße; *unten rechts*: Steigung der Korngrößenverteilung. Unterschiedliche Farben zeigen unterschiedliche Porositäten \mathcal{P} . Die horizontale, schwarze Linie gehört zur Porosität $\mathcal{P} = 0.0$. Um die Übersichtlichkeit nicht zu verlieren, werden keine Fehlerbalken gezeigt, siehe Text für Unsicherheiten.

typischen Fehler der Anpassungsmodelle von echten Beobachtungsdaten mit echten Messunsicherheiten (Löhne et al., 2012). Die nachfolgend genannten Fehler verstehen sich alle als absolute Abweichung des auf den Referenzfall normierten Werts.

In Abbildung 7.3 sind die normierten Mittelwerte der Anpassung als Funktion der Leuchtkraft dargestellt. Ein Wert unter 1 deutet auf eine Unterschätzung des Parameters und ein Wert über 1 auf eine Überschätzung in Bezug auf die kompakten Teilchen. Im Folgenden werden die Parameter einzeln betrachtet.

Innenrand R_i (Abbildung 7.3, oben links)

Der Innenrand zeigt keine offensichtliche Abhängigkeit zur Leuchtkraft, aber einen geringen Trend für die Porosität. Eine porösere Komposition führt zu einem geringeren Innenradius, bis auf etwa 90 % des Originalwerts. Die Streuung der Werte ist jedoch recht stark, genau wie die Unsicherheiten der einzelnen Mittelwerte. Der innere Rand ist nicht gut bestimmt, mit Unsicherheiten von 1 % bis 8 % konstant für alle Porositäten. Der Trend kann nicht als verlässlich bezeichnet werden, da die Unsicherheiten im Bereich der größten Abweichungen liegen.

Steigung α_r des Dichteprofiles (Abbildung 7.3, oben rechts)

Obwohl die Unsicherheiten für $\mathcal{P} \geq 0,3$ ähnlich hoch sind wie für den Innenrand, ist die Abhängigkeit von der Porosität deutlich stärker ausgeprägt. Die abgeleiteten Werte werden mit zunehmender Porosität kleiner. Des Weiteren ist α_r für

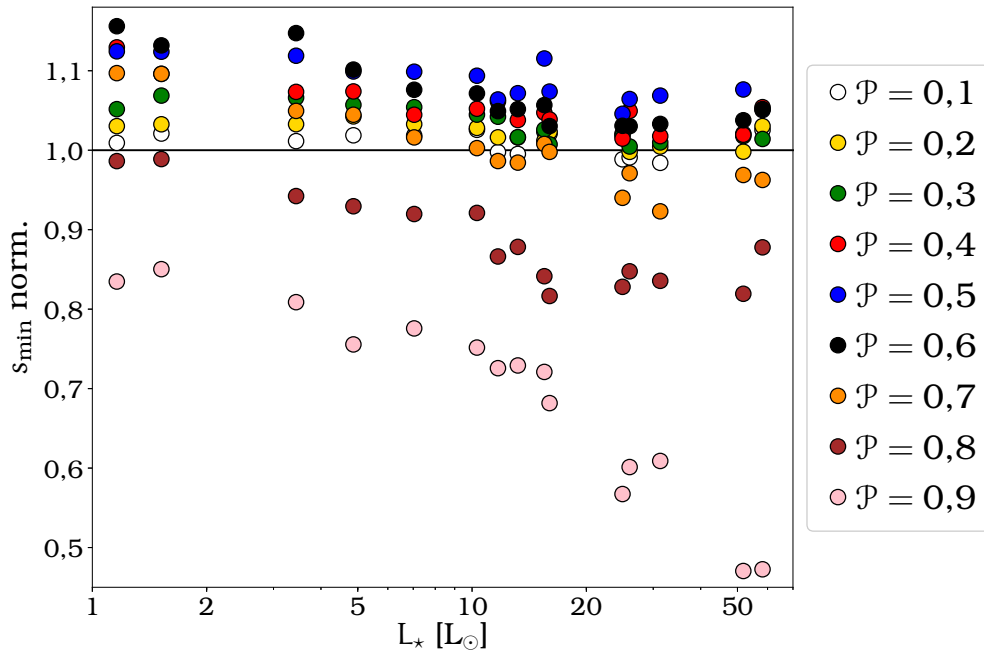


Abbildung 7.4 Vergrößerte Version des Graphen für die Minimalgröße aus Abbildung 7.3. Unterschiedliche Farben zeigen unterschiedliche Porositäten \mathcal{P} . Die horizontale, schwarze Linie gehört zur Porosität $\mathcal{P} = 0.0$. Um die Übersichtlichkeit nicht zu verlieren, werden keine Fehlerbalken gezeigt, siehe Text für Unsicherheiten.

kleine Porositäten sehr gut bestimmt: alle fünf Läufe der Anpassungsroutine lieferten die gleichen Werte und damit kann keine statistische Unsicherheit angegeben werden.

Minimale Korngröße s_{\min} (Abbildung 7.3, unten links)

Dieser Graph zeigt eindeutige Abhängigkeiten, sowohl von der Leuchtkraft als auch von der Porosität. Zuerst steigen die Abweichungen zum kompakten Fall mit steigender Porosität, während sie für $\mathcal{P} \gtrsim 0,5$ wieder fallen. Bei hohen Leuchtkräften nimmt die Minimalgröße s_{\min} für alle Porositäten ab. Die minimale Staubkorngröße wird um mehr als einen Faktor 2 überschätzt, für Sterne mit einer Leuchtkraft unterhalb ungefähr einer Sonnenleuchtkraft. Abbildung 7.4 ist eine vergrößerte Darstellung der Ergebnisse für hellere Sterne. Die Leuchtkraftabhängigkeit ist immer noch sichtbar und am stärksten bei hohen Porositäten ausgeprägt. Die Minimalgröße wird um bis zu Faktor zwei unterschätzt. Die Unsicherheiten liegen in den meisten Fällen unterhalb von 5%, erreichen jedoch auch Werte von bis zu 15% für die leuchtschwächsten Sterne.

Steigung q der Größenverteilung (Abbildung 7.3, unten rechts)

Für diesen Parameter ist der Einfluss der Porosität am stärksten ausgeprägt. Für sämtliche Leuchtkräfte und Porositäten wird der Exponent der Größenver-

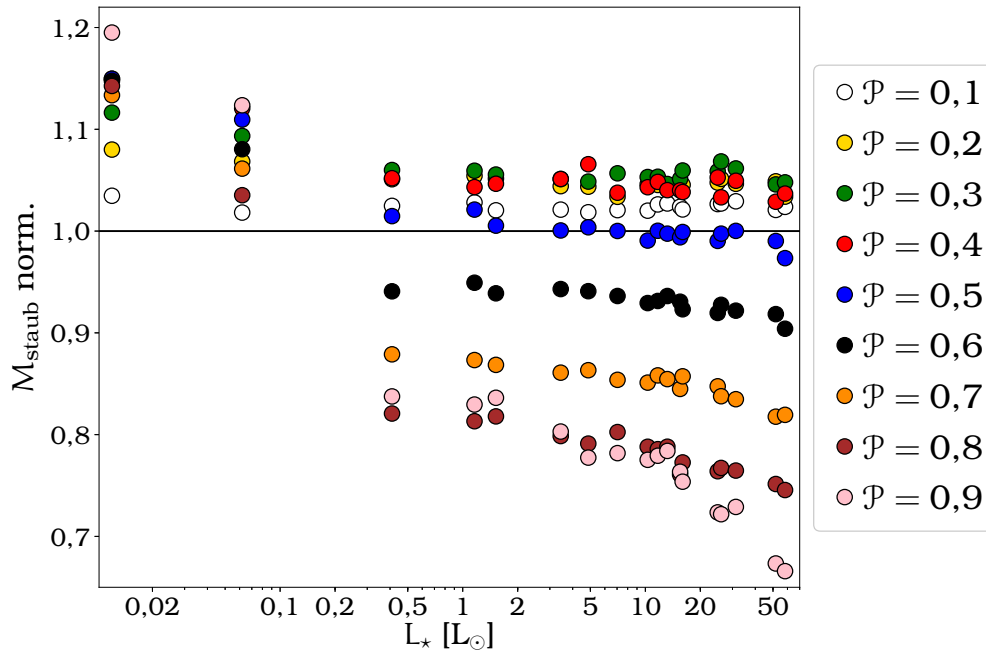


Abbildung 7.5 Ergebnisse der Anpassungsprozesse für die Staubmasse als Funktion der stellaren Leuchtkraft, normiert auf den Referenzfall $\mathcal{P} = 0.0$. Unterschiedliche Farben zeigen unterschiedliche Porositäten \mathcal{P} . Die horizontale, schwarze Linie gehört zur Porosität $\mathcal{P} = 0.0$. Um die Übersichtlichkeit nicht zu verlieren, werden keine Fehlerbalken gezeigt, siehe Text für Unsicherheiten.

teilung überschätzt. Er liegt also höher als der wahre Wert von 3,5. Der Wert wächst mit steigender Porosität auf über 40 % oberhalb des Eingangswerts. Eine eindeutige Abhängigkeit von der Leuchtkraft kann nicht festgestellt werden, obwohl der Exponent q für die zwei leuchtschwächsten Sterne mit $L_* < 1 L_\odot$ leicht erhöht ist. Die Unsicherheiten sind sehr klein, unter 1 % für fast alle Läufe.

Staubmasse M_{staub} (Abbildung 7.5)

Die Ergebnisse der Anpassung überschätzen den tatsächlichen Wert zunächst immer stärker für zunehmende Porositäten, bis zu einer maximalen Überschätzung von etwa 20 %. Für größere Porositäten und Leuchtkräften wird die abgeleitete Staubmasse wieder geringer. Der Wert fällt auf bis zu 65 % des Eingangswerts. Auch die Leuchtkraftabhängigkeit ist deutlich zu erkennen. Für leuchtschwache Sterne wird die Masse eher überschätzt und für helle Sterne eher unterschätzt. Die Unsicherheiten variieren zwischen 1 % und 2 % und sind damit auch für diesen Parameter gering.

Äußerer Radius R_a

Aufgrund der geringen Halbwertsbreite der Gaußkurve und dem großen Außenrand der Scheibe, kann letzterer mit hoher Genauigkeit aus den radialen

Profilen bestimmt werden. Daher enden fast alle Anpassungsläufe mit dem korrekten Eingangswert, das heißt, alle Werte sind 1 oder haben nur eine geringe Abweichung von weniger als 1 % mit Unsicherheiten von unter 0,7 %. Eine entsprechende Abbildung wird daher nicht gezeigt.

Die räumliche Dichteverteilung wird gut eingeschränkt, was an der hohen räumlichen Auflösung der Flusskarten liegt. Das hat den Vorteil, dass vorhandene Mehrdeutigkeiten, etwa zwischen Innenrand und minimaler Korngröße, damit aufgelöst werden und die vorhandenen Trends nur auf die Porosität zurückzuführen sind. Jedoch ist diese hohe räumliche Auflösung für die meisten Trümmerscheiben noch nicht erreicht worden, vor allem für die etwas weiter entfernten. Daher sind die Ergebnisse nur in Verbindung mit hoch aufgelösten Scheiben gültig.

7.5 Zusammenfassung und Diskussion

In dieser Studie wurden die Auswirkungen der Porosität auf die theoretische Blowout-Größe und auf die Analyse von Trümmerscheibenbeobachtungen untersucht. Es war möglich, einen analytischen Ausdruck für die Blowout-Größe s_{blow} als Funktion der Leuchtkraft und Porosität für aus AstroSil bestehenden Staub zu bestimmen. Außerdem wurde gezeigt, dass die oft verwendete Näherung zu einer systematischen Unterschätzung der Blowout-Größe führt und einen zu steilen Anstieg mit steigender Leuchtkraft besitzt im Vergleich zu einer etwas detaillierteren Bestimmung dieser Größe für kompakte Teilchen. Die Näherung von [Burns, Lamy und Soter \(1979\)](#) sollte daher zugunsten der ebenso simplen, aber genaueren Gleichung [2.13](#) verworfen werden. Jedoch gilt zu beachten, dass diese Gleichung nur für astronomisches Silikat, sphärische Teilchen und Porositäten bis etwa $\mathcal{P} = 0,6$ ihre Gültigkeit behält. Ferner wurde gefunden, dass die Blowout-Größe für hohe Porositäten ($\mathcal{P} = 0,6$) um den Faktor fünf für sehr leuchtkräftige Sterne ($L_{\star} \approx 50 L_{\odot}$) und um den Faktor 1,4 für geringe Leuchtkräfte ($L_{\star} \approx 1 L_{\odot}$) und mittlerer Porosität ($\mathcal{P} = 0,4$) erhöht sein kann. Generell gilt, dass eine höhere Porosität zu einem geringeren β -Verhältnis führt und poröse Teilchen in Systemen mit hohen Leuchtkräften weiterhin gravitativ gebunden sind, während kompakte Teilchen derselben Größe die Scheibe aufgrund des Strahlungsdrucks bereits verlassen haben.

Im zweiten Teil wurde gezeigt, dass die Analyse der geometrischen Struktur von Trümmerscheiben kaum von porösem Staub beeinträchtigt wird. Da die Struktureigenschaften hauptsächlich aus räumlich aufgelösten Beobachtungen kommen, erfüllt dieses Ergebnis die Erwartungen, besonders für den Außenrand der Scheibe. Die Korngrößenverteilung und die minimale Korngröße zeigen Abhängigkeiten von der Porosität. Eine Anpassungsprozedur, die poröse Teilchen nicht berücksichtigt, überschätzt den Anstieg q der Größenverteilung um bis zu 40 % und s_{min} um bis zu 230 % für sehr leuchtschwache Sterne und unterschätzt die minimale Korngröße um den Faktor 0,4 für Leuchtkräfte mit mehr als einer Sonnenleuchtkraft und Porositäten von $\mathcal{P} \approx 0,9$. Das heißt, die wirkliche minimale Korngröße kann sowohl größer als auch kleiner als das Ergebnis der Anpassungsroutine sein, je nach Staubzusammensetzung und Leuchtkraft. Die Ausmaße dieser Abweichungen können jedoch die typischen

Fehler einer Scheibenanpassung durchaus übersteigen (Löhne et al., 2012).

Pawellek, Krivov et al. (2014) zeigten, dass das Verhältnis aus minimaler Korngröße zu Blowout-Größe sehr hoch (≈ 10) für sonnenähnliche Sterne ist und dann mit zunehmender Leuchtkraft abnimmt, um schließlich für $L_* \approx 50 L_\odot$ den Wert „1“ zu erreichen. In dieser Studie wurde gezeigt, dass die Vernachlässigung poröser Partikel beide Größen derart ändern kann, dass das Verhältnis sich um den Faktor 2 bis 4 verringern kann. Der Einfluss der Porosität ist demnach nicht groß genug, um den von Pawellek, Krivov et al. (2014) gezeigten Trend in Gänze zu erklären, aber er wird dadurch abgeschwächt. Demnach müssen weitere Effekte betrachtet werden, die dieses Verhältnis beeinflussen könnten, z. B. das Ungleichgewicht zwischen Staubproduktions- und -zerstörungsrate (Thébault und Wu, 2008), andere chemische Zusammensetzungen des Staubs (Pawellek und Krivov, 2015) – auch Staubkörner mit Eismantel sind sehr wahrscheinlich (Lebreton et al., 2012; Donaldson et al., 2013) – oder die Einschränkungen der Oberflächenenergie bei der Staubproduktion durch Kollisionen (Pawellek und Krivov, 2015; Thébault, 2016).

Kapitel 8

Schluss und Ausblick

Die Entstehung und Entwicklung zirkumstellarer Scheiben und insbesondere der sich darin bildenden Planeten ist ein hochaktuelles Thema, welches durch neueste Beobachtungstechniken und -instrumente eine rasante Entwicklung erfahren hat und auch in Zukunft weiter erfahren wird. Die genauen Prozesse, die während der Planetenbildung ablaufen, sind nicht bekannt und es existieren verschiedene Ansätze, die jedoch noch nicht durch Beobachtungen bestätigt oder widerlegt werden konnten. Große Bedeutung bei der Beobachtung zirkumstellarer Scheiben kommt dabei dem Staub zu, da dieser durch seine große Gesamtoberfläche die optische Erscheinung dominiert. Daher wurde in der vorliegenden Arbeit die Beobachtbarkeit von kleinskaligen Dichte- und Helligkeitsstrukturen und der Staubeigenschaften von zirkumstellaren Scheiben in unterschiedlichen Entwicklungsphasen untersucht.

Die Arbeit lässt sich thematisch in drei Abschnitte unterteilen. Im ersten Abschnitt wurde gezeigt, dass die Variabilität des T Tauri-Sterns DR Tau auch mit hochauflösenden, interferometrischen Beobachtungen im Mittelinfrarot mit [MIDI](#) nachgewiesen werden kann. Dafür reichte bereits eine minimale Konfiguration von drei Beobachtungen. Es konnte eindeutig gezeigt werden, dass sich die Helligkeitsverteilung – und damit die zugrundeliegende Dichteverteilung des Staubs – innerhalb von neun Jahren signifikant geändert haben muss. Die Scheibe erschien während der späteren Beobachtung kompakter, was auf eine lokale Dichteansammlung hindeuten kann. Weiterhin zeigen die Beobachtungen, dass die Helligkeitsverteilung nicht rotationssymmetrisch ist. Dies kann ebenfalls durch eine lokale Dichteansammlung erklärt werden. Auch wenn man mit nur drei Interferometrie-Beobachtungen keine vollständige Rekonstruktion der Scheibenstruktur erreichen kann, so soll diese Studie als Motivation ähnlicher Arbeiten dienen, um die bekannte, photometrische Veränderlichkeit von [YSOs](#) in räumlich aufgelöste Variabilitäten zu überführen und damit den Ursprung dieser näher zu bestimmen. Eine ähnliche Studie für den Stern DG Tau wurde letztes Jahr von [Varga et al. \(2017\)](#) veröffentlicht, in der die Autoren die Variabilitäten des Objekts mit Strukturen im Innenbereich der Scheibe in Verbindung bringen. Mit den schon jetzt zahlreichen [MIDI](#)-Beobachtungen in der Datenbank der [ESO](#) ist es möglich, Zeitreihen von über 10 Jahren zu untersuchen und durch zukünftige Beobachtungen im selben Wellenlängenband mit dem neuen Instrument [MATISSE](#) sogar noch zu erweitern. Zusätzlich ist die Beobachtung in weiteren Wellenlängenbereichen notwendig, um Regionen unterschiedlicher Temperaturen – und damit unterschiedliche Abstände zum Stern – zu untersuchen. Motiviert durch die Ergebnisse dieser Studie, wurden drei Beobachtungsanträge mit einer Gesamtbeobachtungszeit von 9 h erfolgreich an die [ESO](#) gestellt. Hier sei auf die Studie von Julia Kobus et al. (in Bearbeitung) verwiesen, die sowohl die Beobachtungen aus dem Archiv als

auch die Ergebnisse der Beobachtungsanträge verwendet, um die Variabilität einer Vielzahl von YSOs zu untersuchen.

Basierend auf den Ergebnissen der ersten Studie wurde im zweiten Teil der Arbeit eine vorbereitende Studie für das Instrument MATISSE durchgeführt, welches im Laufe dieses Jahres am VLTI erstmals zum Einsatz kommen soll. Dafür wurden Beobachtungen von protoplanetare Scheiben mit einer asymmetrischen Helligkeitsverteilung simuliert. Diese Asymmetrie kann z. B. durch Planeten verursacht werden, die noch in einer sehr frühen Entwicklungsphase und damit noch in der Scheibe eingebettet sind. Es wurde gezeigt, dass es mit MATISSE möglich sein wird, Asymmetrien zu entdecken, die von Protoplaneten verursacht wurden, die eine Leuchtkraft von etwa $1 \cdot 10^{-3} L_{\odot}$ oder mehr besitzen. Das entspricht den theoretischen Werten, die für einen jupiterähnlichen Planeten mit mittlerer bis hoher Masse erwartet wird. Eine Charakterisierung von jungen Protoplaneten ist von besonderem Interesse, da die physikalischen Prozesse während der Planetenentstehung noch immer ungeklärt sind und auf rein theoretischen Überlegungen beruhen. Beobachtungsdaten von jungen Planeten gibt es kaum. Bisher wurden nur vier Kandidaten von Protoplaneten entdeckt – HD 100546b, HD 169142b und LkCa 15b und c. Die Entfernungen zum jeweiligen Zentralstern liegen jedoch im Bereich von mehreren 10 au, ebenso die räumliche Auflösung der bisherigen Beobachtungen. Durch die hohe räumliche Auflösung eines MIR-Interferometers, wie das VLTI, kann eine Untersuchung von Protoplaneten auf Skalen erfolgen, die in etwa denen des Sonnensystems entsprechen.

Der dritte Abschnitt dieser Arbeit betrachtete die deutlich älteren Trümmerscheiben. Dafür wurden Beobachtungen von Trümmerscheiben aus porösem Staub simuliert und anschließend wurde mit einem Standardverfahren eine Modellanpassung an diese Beobachtungsdaten durchgeführt. Die Anpassung geschah unter Verwendung von kompakten Teilchen, wie es häufig in dieser Art von Beobachtungs-Studie angewandt wird. Dabei wird das Staubmodell extrem vereinfacht und die nachgewiesene poröse Gestalt des Staubs vernachlässigt. Die Abweichungen der abgeleiteten Parameterwerte von den tatsächlichen, in der Scheibe realisierten Werten, ist hier erstmalig untersucht worden. Es ergab sich, dass vor allem der Exponent der Größenverteilung des Staubs deutlich vom erwarteten Wert abweicht. Dieser Exponent ist stark mit den Kollisionsmechanismen in der Scheibe verknüpft und ist eine Funktion der Exzentrizitäts- und Inklinationsverteilung der Mutterkörper, sowie der Energie, die aufgebracht werden muss, um ein Teilchen während einer Kollision zu zerstören (Matthews et al., 2014, und Referenzen darin). Eine genaue Bestimmung des Exponenten der Größenverteilung kann daher auch zur Eingrenzung der genannten Größen dienen. Pawellek, Krivov et al. (2014) haben gezeigt, dass das Verhältnis von minimaler Korngröße in einer Scheibe, die durch Modellanpassungen abgeleitet wurde, zu Blowout-Größe – der theoretisch erwarteten minimalen Größe – deutlich größer als 1 ist, vor allem für Sterne mit geringer Leuchtkraft. In dieser Arbeit wurde festgestellt, dass beide Größen, s_{\min} und s_{blow} , durch Porosität um das bis zu zwei- bzw. fünffache von den allgemein verwendeten Näherungen abweichen. Das in Pawellek, Krivov et al. (2014) beschriebene Verhalten kann demnach mit porösem Staub teilweise erklärt werden. Weitere Effekte müssen jedoch berücksichtigt werden, um den vorhandenen Trend

vollständig zu erklären (Pawellek und Krivov, 2015). Neben der Porosität gibt es weitere Faktoren, die meist vernachlässigt werden, aber großen Einfluss auf die optischen Eigenschaften des Staubs haben. Um mit dem Mie-Formalismus rechnen zu können, ist eine sphärische Gestalt der Körner notwendig, entspricht aber mit großer Wahrscheinlichkeit nicht der Realität. Auch die chemische Zusammensetzung ist nicht geklärt. So könnten Mischungen aus Silikaten und Eis in verschiedenen Formen – homogen gemischt, Eismantel auf Silikat-kern, Eiseinschlüsse – vorhanden sein. Jede Variante bei nominell gleichem Mischungsverhältnis hat andere optische Eigenschaften und beeinflusst so die Ergebnisse von Modellrechnungen. Diese Fragestellung wird unter anderem in der Arbeit von Minjae Kim et al. (in Bearbeitung) betrachtet.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Ergebnisse dieser Arbeit einen wichtigen Beitrag für die Erforschung zirkumstellarer Scheiben liefert. Sie ist Grundlage weiterer Arbeiten in diesem Bereich und motiviert dazu, einige allgemein gebräuchliche Methoden zu überdenken und zu ersetzen.

Anhang A

Einheiten und Konstanten

Tabelle A.1: Liste der benutzten astronomischen Einheiten und physikalischen Fundamentalkonstanten nach [Unsöld und Baschek \(2013\)](#).

Einheit / Naturkonstante	Formelzeichen	Wert (gerundet)
Astronomische Einheit	au	$1,496 \cdot 10^{11} \text{ m}$
Sonnenleuchtkraft	L_{\odot}	$3,846 \cdot 10^{26} \text{ W}$
Sonnenmasse	M_{\odot}	$1,989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Jupitermasse	M_{J}	$1,899 \cdot 10^{27} \text{ kg}$
Erdmasse	M_{\oplus}	$5,974 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
Parallaxensekunde (Parsec)	pc	$3,086 \cdot 10^{16} \text{ m}$
Jansky	Jy	$1 \cdot 10^{-26} \text{ W Hz}^{-1} \text{ m}^{-2}$
Gravitationskonstante	G	$6,6726 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg s}^{-2}$
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	c	$2,9979 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Plancksches Wirkungsquantum	h	$6,6261 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
Boltzmann-Konstante	k_{B}	$1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$

Literaturverzeichnis

- Abe, M., Y. Takagi, K. Kitazato, S. Abe, T. Hiroi, F. Vilas, B. E. Clark, P. A. Abell, S. M. Lederer, K. S. Jarvis, T. Nimura, Y. Ueda und A. Fujiwara (2006). „Near-Infrared Spectral Results of Asteroid Itokawa from the Hayabusa Spacecraft“. In: *Science* 312, S. 1334–1338. DOI: [10.1126/science.1125718](https://doi.org/10.1126/science.1125718) (siehe S. 17).
- Absil, O., D. Defrère, V. Coudé du Foresto, E. Di Folco, A. Mérand, J.-C. Augereau, S. Ertel, C. Hanot, P. Kervella, B. Mollier, N. Scott, X. Che, J. D. Monnier, N. Thureau, P. G. Tuthill, T. A. ten Brummelaar, H. A. McAlister, J. Sturmann, L. Sturmann und N. Turner (2013). „A near-infrared interferometric survey of debris-disc stars. III. First statistics based on 42 stars observed with CHARA/FLUOR“. In: *Astronomy and Astrophysics* 555, A104, A104. DOI: [10.1051/0004-6361/201321673](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321673). arXiv: [1307.2488](https://arxiv.org/abs/1307.2488)[astro-ph.SR] (siehe S. 20).
- Acke, B., J. Bouwman, A. Juhász, T. Henning, M. E. van den Ancker, G. Meeus, A. G. G. M. Tielens und L. B. F. M. Waters (2010). „Spitzer’s View on Aromatic and Aliphatic Hydrocarbon Emission in Herbig Ae Stars“. In: *Astrophysical Journal* 718, S. 558–574. DOI: [10.1088/0004-637X/718/1/558](https://doi.org/10.1088/0004-637X/718/1/558). arXiv: [1006.1130](https://arxiv.org/abs/1006.1130) [astro-ph.SR] (siehe S. 17).
- Acke, B., M. Min, C. Dominik, B. Vandenbussche, B. Sibthorpe, C. Waelkens, G. Olofsson, P. Degroote, K. Smolders, E. Pantin, M. J. Barlow, J. A. D. L. Blommaert, A. Brandeker, W. De Meester, W. R. F. Dent, K. Exter, J. Di Francesco, M. Fridlund, W. K. Gear, A. M. Glauser, J. S. Greaves, P. M. Harvey, T. Henning, M. R. Hogerheijde, W. S. Holland, R. Huygen, R. J. Ivison, C. Jean, R. Liseau, D. A. Naylor, G. L. Pilbratt, E. T. Polehampton, S. Regibo, P. Royer, A. Sicilia-Aguilar und B. M. Swinyard (2012). „Herschel images of Fomalhaut. An extrasolar Kuiper belt at the height of its dynamical activity“. In: *Astronomy and Astrophysics* 540, A125, A125. DOI: [10.1051/0004-6361/201118581](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118581). arXiv: [1204.5037](https://arxiv.org/abs/1204.5037) [astro-ph.SR] (siehe S. 82).
- A’Hearn, M. F., M. J. S. Belton, W. A. Delamere, J. Kissel, K. P. Klaasen, L. A. McFadden, K. J. Meech, H. J. Melosh, P. H. Schultz, J. M. Sunshine, P. C. Thomas, J. Veverka, D. K. Yeomans, M. W. Baca, I. Busko, C. J. Crockett, S. M. Collins, M. Desnoyer, C. A. Eberhardy, C. M. Ernst, T. L. Farnham, L. Feaga, O. Groussin, D. Hampton, S. I. Ipatov, J.-Y. Li, D. Lindler, C. M. Lisse, N. Mastrodemos, W. M. Owen, J. E. Richardson, D. D. Wellnitz und R. L. White (2005). „Deep Impact: Excavating Comet Tempel 1“. In: *Science* 310, S. 258–264. DOI: [10.1126/science.1118923](https://doi.org/10.1126/science.1118923) (siehe S. 17).
- Akeson, R. L., C. H. Walker, K. Wood, J. A. Eisner, E. Scire, B. Penprase, D. R. Ciardi, G. T. van Belle, B. Whitney und J. E. Bjorkman (2005). „Observations and Modeling of the Inner Disk Region of T Tauri Stars“. In: *Astrophysical Journal* 622, S. 440–450. DOI: [10.1086/427770](https://doi.org/10.1086/427770). eprint: [astro-ph/0412438](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0412438) (siehe S. 51, 54).

- Alencar, S. H. P., C. M. Johns-Krull und G. Basri (2001). „The Spectral Variability of the Classical T Tauri Star DR Tauri“. In: *Astronomical Journal* 122, S. 3335–3360. DOI: [10.1086/323914](https://doi.org/10.1086/323914) (siehe S. 44, 45, 49).
- Alexander, R., I. Pascucci, S. Andrews, P. Armitage und L. Cieza (2014). „The Dispersal of Protoplanetary Disks“. In: *Protostars and Planets VI*, S. 475–496. DOI: [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch021](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch021). arXiv: [1311.1819](https://arxiv.org/abs/1311.1819) [astro-ph.EP] (siehe S. 6).
- ALMA Partnership, C. L. Brogan, L. M. Pérez, T. R. Hunter, W. R. F. Dent, A. S. Hales, R. E. Hills, S. Corder, E. B. Fomalont, C. Vlahakis, Y. Asaki, D. Barkats, A. Hirota, J. A. Hodge, C. M. V. Impellizzeri, R. Kneissl, E. Liuzzo, R. Lucas, N. Marcelino, S. Matsushita, K. Nakanishi, N. Phillips, A. M. S. Richards, I. Toledo, R. Aladro, D. Brogiere, J. R. Cortes, P. C. Cortes, D. Espada, F. Galarza, D. Garcia-Appadoo, L. Guzman-Ramirez, E. M. Humphreys, T. Jung, S. Kamenon, R. A. Laing, S. Leon, G. Marconi, A. Mignano, B. Nikolic, L.-A. Nyman, M. Radiszcz, A. Remijan, J. A. Rodón, T. Sawada, S. Takahashi, R. P. J. Tilanus, B. Vila Vilaro, L. C. Watson, T. Wiklind, E. Akiyama, E. Chapillon, I. de Gregorio-Monsalvo, J. Di Francesco, F. Gueth, A. Kawamura, C.-F. Lee, Q. Nguyen Luong, J. Mangum, V. Pietu, P. Sanhueza, K. Saigo, S. Takakuwa, C. Ubach, T. van Kempen, A. Wootten, A. Castro-Carrizo, H. Francke, J. Gallardo, J. Garcia, S. Gonzalez, T. Hill, T. Kaminski, Y. Kurono, H.-Y. Liu, C. Lopez, F. Morales, K. Plarre, G. Schieven, L. Testi, L. Videla, E. Villard, P. Andreani, J. E. Hibbard und K. Tatematsu (2015). „The 2014 ALMA Long Baseline Campaign: First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region“. In: *Astrophysical Journal Letters* 808, L3, S. L3. DOI: [10.1088/2041-8205/808/1/L3](https://doi.org/10.1088/2041-8205/808/1/L3). arXiv: [1503.02649](https://arxiv.org/abs/1503.02649) [astro-ph.SR] (siehe S. 44).
- Andrews, S. M. und J. P. Williams (2005). „Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga: The Submillimeter Perspective“. In: *Astrophysical Journal* 631, S. 1134–1160. DOI: [10.1086/432712](https://doi.org/10.1086/432712). eprint: [astro-ph/0506187](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0506187) (siehe S. 50).
- Antoniucci, S., T. Giannini, G. Li Causi und D. Lorenzetti (2014). „On the Mid-infrared Variability of Candidate Eruptive Variables (EXors): A Comparison between Spitzer and WISE Data“. In: *Astrophysical Journal* 782, 51, S. 51. DOI: [10.1088/0004-637X/782/1/51](https://doi.org/10.1088/0004-637X/782/1/51). arXiv: [1401.1970](https://arxiv.org/abs/1401.1970) [astro-ph.SR] (siehe S. 43).
- Artymowicz, P. (1988). „Radiation pressure forces on particles in the Beta Pictoris system“. In: *Astrophysical Journal Letters* 335, S. L79–L82. DOI: [10.1086/185344](https://doi.org/10.1086/185344) (siehe S. 16, 84).
- Augereau, J. C., A. M. Lagrange, D. Mouillet und F. Ménard (1999). „HST/NICMOS2 observations of the HD 141569 A circumstellar disk“. In: *Astronomy and Astrophysics* 350, S. L51–L54. eprint: [astro-ph/9909423](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9909423) (siehe S. 82).
- Augereau, J. C., A. M. Lagrange, D. Mouillet, J. C. B. Papaloizou und P. A. Grouard (1999). „On the HR 4796 A circumstellar disk“. In: *Astronomy and Astrophysics* 348, S. 557–569. eprint: [astro-ph/9906429](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9906429) (siehe S. 82).
- Backman, D. E. und F. Paresce (1993). „Main-sequence stars with circumstellar solid material - The VEGA phenomenon“. In: *Protostars and Planets III*. Hrsg. von E. H. Levy & J. I. Lunine, S. 1253–1304 (siehe S. 37).
- Banzatti, A., M. R. Meyer, C. F. Manara, K. M. Pontoppidan und L. Testi (2014). „A UV-to-MIR Monitoring of DR Tau: Exploring How Water Vapor in

- the Planet Formation Region is Affected by Stellar Accretion Variability". In: *Astrophysical Journal* 780, 26, S. 26. DOI: [10.1088/0004-637X/780/1/26](https://doi.org/10.1088/0004-637X/780/1/26). arXiv: [1310.8299](https://arxiv.org/abs/1310.8299) [astro-ph.SR] (siehe S. 43–46, 49, 53).
- Baruteau, C., A. Crida, S.-J. Paardekooper, F. Masset, J. Guilet, B. Bitsch, R. Nelson, W. Kley und J. Papaloizou (2014). „Planet-Disk Interactions and Early Evolution of Planetary Systems“. In: *Protostars and Planets VI*, S. 667–689. DOI: [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch029](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch029). arXiv: [1312.4293](https://arxiv.org/abs/1312.4293) [astro-ph.EP] (siehe S. 58, 61).
- Basri, G. und C. Batalha (1990). „Hamilton echelle spectra of young stars. I - Optical veiling“. In: *Astrophysical Journal* 363, S. 654–669. DOI: [10.1086/169374](https://doi.org/10.1086/169374) (siehe S. 45).
- Beckwith, S. V. W. und A. I. Sargent (1991). „Particle emissivity in circumstellar disks“. In: *Astrophysical Journal* 381, S. 250–258. DOI: [10.1086/170646](https://doi.org/10.1086/170646) (siehe S. 50).
- Beckwith, S. V. W., A. I. Sargent, R. S. Chini und R. Guesten (1990). „A survey for circumstellar disks around young stellar objects“. In: *Astronomical Journal* 99, S. 924–945. DOI: [10.1086/115385](https://doi.org/10.1086/115385) (siehe S. 46, 50).
- Bertout, C., J. Krautter, C. Moellenhoff und B. Wolf (1977). „Spectroscopic and photometric observations of the highly variable young star DR Tauri“. In: *Astronomy and Astrophysics* 61, S. 737–745 (siehe S. 44).
- Birnstiel, T., C. P. Dullemond und F. Brauer (2010). „Gas- and dust evolution in protoplanetary disks“. In: *Astronomy and Astrophysics* 513, A79, A79. DOI: [10.1051/0004-6361/200913731](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913731). arXiv: [1002.0335](https://arxiv.org/abs/1002.0335) [astro-ph.EP] (siehe S. 8).
- Bitsch, B., A. Johansen, M. Lambrechts und A. Morbidelli (2015). „The structure of protoplanetary discs around evolving young stars“. In: *Astronomy and Astrophysics* 575, A28, A28. DOI: [10.1051/0004-6361/201424964](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424964). arXiv: [1411.3255](https://arxiv.org/abs/1411.3255) [astro-ph.EP] (siehe S. 59).
- Bjorkman, J. E. und K. Wood (2001). „Radiative Equilibrium and Temperature Correction in Monte Carlo Radiation Transfer“. In: *Astrophysical Journal* 554, S. 615–623. DOI: [10.1086/321336](https://doi.org/10.1086/321336). eprint: [astro-ph/0103249](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0103249) (siehe S. 35).
- Blum, J. und G. Wurm (2008). „The Growth Mechanisms of Macroscopic Bodies in Protoplanetary Disks“. In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 46, S. 21–56. DOI: [10.1146/annurev.astro.46.060407.145152](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.46.060407.145152) (siehe S. 17).
- Blum, J., G. Wurm, S. Kempf, T. Poppe, H. Klahr, T. Kozasa, M. Rott, T. Henning, J. Dorschner, R. Schräpler, H. U. Keller, W. J. Markiewicz, I. Mann, B. A. Gustafson, F. Giovane, D. Neuhaus, H. Fechtig, E. Grün, B. Feuerbacher, H. Kochan, L. Ratke, A. El Goresy, G. Morfill, S. J. Weidenschilling, G. Schwehm, K. Metzler und W.-H. Ip (2000). „Growth and Form of Planetary Seedlings: Results from a Microgravity Aggregation Experiment“. In: *Physical Review Letters* 85, S. 2426. DOI: [10.1103/PhysRevLett.85.2426](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.85.2426) (siehe S. 17, 81).
- Bodenheimer, P. und J. B. Pollack (1986). „Calculations of the accretion and evolution of giant planets The effects of solid cores“. In: *Icarus* 67, S. 391–408. DOI: [10.1016/0019-1035\(86\)90122-3](https://doi.org/10.1016/0019-1035(86)90122-3) (siehe S. 12).
- Bohlin, R. C., B. D. Savage und J. F. Drake (1978). „A survey of interstellar H I from L-alpha absorption measurements. II“. In: *Astrophysical Journal* 224, S. 132–142. DOI: [10.1086/156357](https://doi.org/10.1086/156357) (siehe S. 6).

- Boss, A. P. (1997). „Giant planet formation by gravitational instability.“ In: *Science* 276, S. 1836–1839. DOI: [10.1126/science.276.5320.1836](https://doi.org/10.1126/science.276.5320.1836) (siehe S. 13, 61).
- Brown, L. R., M. R. Troutman und E. L. Gibb (2013). „Spectro-astrometry of Water in DR Tauri“. In: *Astrophysical Journal Letters* 770, L14, S. L14. DOI: [10.1088/2041-8205/770/1/L14](https://doi.org/10.1088/2041-8205/770/1/L14) (siehe S. 49, 54).
- Brownlee, D. E., D. A. Tomandl und E. Olszewski (1977). „Interplanetary dust - A new source of extraterrestrial material for laboratory studies“. In: *Lunar and Planetary Science Conference Proceedings*. Hrsg. von R. B. Merril. Bd. 8. Lunar and Planetary Science Conference Proceedings, S. 149–160 (siehe S. 17).
- Bruggeman, D. A. G. (1935). „Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen“. In: *Annalen der Physik* 416.7, S. 636–664. DOI: [10.1002/andp.19354160705](https://doi.org/10.1002/andp.19354160705). URL: <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19354160705> (siehe S. 18, 83).
- Brunngräber, R. und S. Wolf (2018). „Constraints on observing brightness asymmetries in protoplanetary disks at solar system scale“. In: *Astronomy and Astrophysics* 611, A90, A90. DOI: [10.1051/0004-6361/201731907](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731907). arXiv: [1709.02148](https://arxiv.org/abs/1709.02148) [astro-ph.SR] (siehe S. 61, 131).
- Brunngräber, R., S. Wolf, F. Kirchschrager und S. Ertel (2017). „The influence of dust grain porosity on the analysis of debris disc observations“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 464, S. 4383–4389. DOI: [10.1093/mnras/stw2675](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2675). arXiv: [1610.06372](https://arxiv.org/abs/1610.06372) [astro-ph.SR] (siehe S. 81, 131).
- Brunngräber, R., S. Wolf, T. Ratzka und F. Ober (2016). „DR Tauri: Temporal variability of the brightness distribution in the potential planet-forming region“. In: *Astronomy and Astrophysics* 585, A100, A100. DOI: [10.1051/0004-6361/201526691](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526691). arXiv: [1511.07590](https://arxiv.org/abs/1511.07590) [astro-ph.SR] (siehe S. 43, 131).
- Burns, J. A., P. L. Lamy und S. Soter (1979). „Radiation forces on small particles in the solar system“. In: *Icarus* 40, S. 1–48. DOI: [10.1016/0019-1035\(79\)90050-2](https://doi.org/10.1016/0019-1035(79)90050-2) (siehe S. 15, 16, 82, 84, 87, 94).
- Burrows, A., W. B. Hubbard, D. Saumon und J. I. Lunine (1993). „An expanded set of brown dwarf and very low mass star models“. In: *Astrophysical Journal* 406, S. 158–171. DOI: [10.1086/172427](https://doi.org/10.1086/172427) (siehe S. 63–65).
- Burrows, A., M. Marley, W. B. Hubbard, J. I. Lunine, T. Guillot, D. Saumon, R. Freedman, D. Sudarsky und C. Sharp (1997). „A Nongray Theory of Extrasolar Giant Planets and Brown Dwarfs“. In: *Astrophysical Journal* 491, S. 856–875. eprint: [astro-ph/9705201](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9705201) (siehe S. 13, 61, 63–65).
- Burrows, C. J., K. R. Stapelfeldt, A. M. Watson, J. E. Krist, G. E. Ballester, J. T. Clarke, D. Crisp, J. S. Gallagher III, R. E. Griffiths, J. J. Hester, J. G. Hoessel, J. A. Holtzman, J. R. Mould, P. A. Scowen, J. T. Trauger und J. A. Westphal (1996). „Hubble Space Telescope Observations of the Disk and Jet of HH 30“. In: *Astrophysical Journal* 473, S. 437. DOI: [10.1086/178156](https://doi.org/10.1086/178156) (siehe S. 9).
- Buscher, D. F. (2015). *Practical Optical Interferometry*. Foreword by Malcom Longair. Cambridge University Press (siehe S. 27).
- Chandrasekhar, S. (1960). *Radiative Transfer*. Dover Books on Intermediate and Advanced Mathematics. Dover Publications. URL: <https://books.google.de/books?id=CK3HDRwCT5YC> (siehe S. 33).

- Chavarría-K., C. (1979). „On the brightening of the pre-main-sequence star DR Tau“. In: *Astronomy and Astrophysics* 79, S. L18–L21 (siehe S. 44).
- Chen, C. H., M. P. Fitzgerald und P. S. Smith (2008). „A Possible Icy Kuiper Belt around HD 181327“. In: *Astrophysical Journal* 689, 539–544, S. 539–544. DOI: [10.1086/592567](https://doi.org/10.1086/592567). arXiv: [0808.2273](https://arxiv.org/abs/0808.2273) (siehe S. 17).
- Chiar, J. E. und A. G. G. M. Tielens (2006). „Pixie Dust: The Silicate Features in the Diffuse Interstellar Medium“. In: *Astrophysical Journal* 637, S. 774–785. DOI: [10.1086/498406](https://doi.org/10.1086/498406). eprint: [astro-ph/0510156](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0510156) (siehe S. 17).
- Churcher, L. J., M. C. Wyatt, G. Duchêne, B. Sibthorpe, G. Kennedy, B. C. Matthews, P. Kalas, J. Greaves, K. Su und G. Rieke (2011). „Multiwavelength modelling of the β Leo debris disc: one, two or three planetesimal populations?“ In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 417, S. 1715–1734. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.19341.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.19341.x). arXiv: [1107.0316](https://arxiv.org/abs/1107.0316) [[astro-ph.SR](https://arxiv.org/abs/astro-ph.SR)] (siehe S. 82).
- Currie, T., T. Muto, T. Kudo, M. Honda, T. D. Brandt, C. Grady, M. Fukagawa, A. Burrows, M. Janson, M. Kuzuhara, M. W. McElwain, K. Follette, J. Hashimoto, T. Henning, R. Kandori, N. Kusakabe, J. Kwon, K. Mede, J.-i. Morino, J. Nishikawa, T.-S. Pyo, G. Serabyn, T. Suenaga, Y. Takahashi, J. Wisniewski und M. Tamura (2014). „Recovery of the Candidate Protoplanet HD 100546 b with Gemini/NICI and Detection of Additional (Planet-induced?) Disk Structure at Small Separations“. In: *Astrophysical Journal Letters* 796, L30, S. L30. DOI: [10.1088/2041-8205/796/2/L30](https://doi.org/10.1088/2041-8205/796/2/L30). arXiv: [1411.0315](https://arxiv.org/abs/1411.0315) [[astro-ph.EP](https://arxiv.org/abs/astro-ph.EP)] (siehe S. 58, 62).
- Cutri, R. M., M. F. Skrutskie, S. van Dyk, C. A. Beichman, J. M. Carpenter, T. Chester, L. Cambresy, T. Evans, J. Fowler, J. Gizis, E. Howard, J. Huchra, T. Jarrett, E. L. Kopan, J. D. Kirkpatrick, R. M. Light, K. A. Marsh, H. McCallon, S. Schneider, R. Stiening, M. Sykes, M. Weinberg, W. A. Wheaton, S. Wheelock und N. Zacarias (2003). *2MASS All Sky Catalog of point sources*. (Siehe S. 46, 50).
- Cuzzi, J. N., R. C. Hogan und K. Shariff (2008). „Toward Planetesimals: Dense Chondrule Clumps in the Protoplanetary Nebula“. In: *Astrophysical Journal* 687, 1432–1447, S. 1432–1447. DOI: [10.1086/591239](https://doi.org/10.1086/591239). arXiv: [0804.3526](https://arxiv.org/abs/0804.3526) (siehe S. 12).
- D’Angelo, C. R. und H. C. Spruit (2010). „Episodic accretion on to strongly magnetic stars“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 406, S. 1208–1219. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.16749.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16749.x). arXiv: [1001.1742](https://arxiv.org/abs/1001.1742) [[astro-ph.SR](https://arxiv.org/abs/astro-ph.SR)] (siehe S. 43).
- Deller, A. T. und S. T. Maddison (2005). „Numerical Modeling of Dusty Debris Disks“. In: *Astrophysical Journal* 625, S. 398–413. DOI: [10.1086/429365](https://doi.org/10.1086/429365). eprint: [astro-ph/0502135](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0502135) (siehe S. 16, 84).
- Dohnanyi, J. S. (1969). „Collisional Model of Asteroids and Their Debris“. In: *Journal Geophysical Research* 74, S. 2531. DOI: [10.1029/JB074i010p02531](https://doi.org/10.1029/JB074i010p02531) (siehe S. 14, 88).
- Dominik, C. und A. G. G. M. Tielens (1997). „The Physics of Dust Coagulation and the Structure of Dust Aggregates in Space“. In: *Astrophysical Journal* 480, S. 647–673 (siehe S. 81).
- Donaldson, J. K., J. Lebreton, A. Roberge, J.-C. Augereau und A. V. Krivov (2013). „Modeling the HD 32297 Debris Disk with Far-infrared Herschel Data“.

- In: *Astrophysical Journal* 772, 17, S. 17. DOI: [10.1088/0004-637X/772/1/17](https://doi.org/10.1088/0004-637X/772/1/17). arXiv: [1305.7230](https://arxiv.org/abs/1305.7230) [astro-ph.SR] (siehe S. 82, 95).
- Draine, B. T. (1988). „The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains“. In: *Astrophysical Journal* 333, S. 848–872. DOI: [10.1086/166795](https://doi.org/10.1086/166795) (siehe S. 18).
- (2003a). „Interstellar Dust Grains“. In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 41, S. 241–289. DOI: [10.1146/annurev.astro.41.011802.094840](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.41.011802.094840). eprint: [astro-ph/0304489](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304489) (siehe S. 83).
- (2003b). „Scattering by Interstellar Dust Grains. I. Optical and Ultraviolet“. In: *Astrophysical Journal* 598, S. 1017–1025. DOI: [10.1086/379118](https://doi.org/10.1086/379118). eprint: [astro-ph/0304060](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304060) (siehe S. 18).
- (2003c). „Scattering by Interstellar Dust Grains. II. X-Rays“. In: *Astrophysical Journal* 598, S. 1026–1037. DOI: [10.1086/379123](https://doi.org/10.1086/379123). eprint: [astro-ph/0308251](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0308251) (siehe S. 18).
- Draine, B. T. und P. J. Flatau (1994). „Discrete-Dipole Approximation For Scattering Calculations“. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 11.4, S. 1491–1499. DOI: [10.1364/JOSAA.11.001491](https://doi.org/10.1364/JOSAA.11.001491). URL: <http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-11-4-1491> (siehe S. 19).
- (2010). „User Guide for the Discrete Dipole Approximation Code DDSCAT 7.1“. In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1002.1505](https://arxiv.org/abs/1002.1505) [astro-ph.IM] (siehe S. 19).
- Draine, B. T. und H. M. Lee (1984). „Optical properties of interstellar graphite and silicate grains“. In: *Astrophysical Journal* 285, S. 89–108. DOI: [10.1086/162480](https://doi.org/10.1086/162480) (siehe S. 10).
- Draine, B. T. und S. Malhotra (1993). „On graphite and the 2175 Å extinction profile“. In: *Astrophysical Journal* 414, S. 632–645. DOI: [10.1086/173109](https://doi.org/10.1086/173109) (siehe S. 10).
- Eddington, A. S. (1924). „On the relation between the masses and luminosities of the stars“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 84, S. 308–332. DOI: [10.1093/mnras/84.5.308](https://doi.org/10.1093/mnras/84.5.308) (siehe S. 84).
- Edwards, S., J. Kwan, W. Fischer, L. Hillenbrand, K. Finn, K. Fedorenko und W. Feng (2013). „Interpreting Near-infrared Hydrogen Line Ratios in T Tauri Stars“. In: *Astrophysical Journal* 778, 148, S. 148. DOI: [10.1088/0004-637X/778/2/148](https://doi.org/10.1088/0004-637X/778/2/148). arXiv: [1309.4449](https://arxiv.org/abs/1309.4449) [astro-ph.SR] (siehe S. 50).
- Eiroa, C., R. D. Oudmaijer, J. K. Davies, D. de Winter, F. Garzón, J. Palacios, A. Alberdi, R. Ferlet, C. A. Grady, A. Collier Cameron, H. J. Deeg, A. W. Harris, K. Horne, B. Merín, L. F. Miranda, B. Montesinos, A. Mora, A. Penny, A. Quirrenbach, H. Rauer, J. Schneider, E. Solano, Y. Tsapras und P. R. Wesselius (2002). „On the simultaneous optical and near-infrared variability of pre-main sequence stars“. In: *Astronomy and Astrophysics* 384, S. 1038–1049. DOI: [10.1051/0004-6361:20020096](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020096) (siehe S. 44).
- Eisner, J. A., L. A. Hillenbrand und J. M. Stone (2014). „Constraining the sub-au-scale distribution of hydrogen and carbon monoxide gas around young stars with the Keck Interferometer“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 443, S. 1916–1945. DOI: [10.1093/mnras/stu1281](https://doi.org/10.1093/mnras/stu1281). arXiv: [1406.6402](https://arxiv.org/abs/1406.6402) [astro-ph.SR] (siehe S. 49–51, 53).
- Ertel, S. (2012). „Modeling the spatial structure of debris disks“. Dissertation. Christian-Albrechts-Universität zu Kiel. URL: http://macau.uni-kiel.de/receive/dissertation_diss_00007810 (siehe S. 39, 89, 90).

- Ertel, S., O. Absil, D. Defrère, J.-B. Le Bouquin, J.-C. Augereau, L. Marion, N. Blind, A. Bonsor, G. Bryden, J. Lebreton und J. Milli (2014). „A near-infrared interferometric survey of debris-disk stars. IV. An unbiased sample of 92 southern stars observed in H band with VLTI/PIONIER“. In: *Astronomy and Astrophysics* 570, A128, A128. DOI: [10.1051/0004-6361/201424438](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424438). arXiv: [1409.6143](https://arxiv.org/abs/1409.6143) [astro-ph.EP] (siehe S. 20).
- Ertel, S., J. P. Marshall, J.-C. Augereau, A. V. Krivov, T. Löhne, C. Eiroa, A. Mora, C. del Burgo, B. Montesinos, G. Bryden, W. Danchi, F. Kirchschrager, R. Liseau, J. Maldonado, G. L. Pilbratt, C. Schüppler, P. Thébault, G. J. White und S. Wolf (2014). „Potential multi-component structure of the debris disk around HIP 17439 revealed by Herschel/DUNES“. In: *Astronomy and Astrophysics* 561, A114, A114. DOI: [10.1051/0004-6361/201219945](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219945). arXiv: [1312.6385](https://arxiv.org/abs/1312.6385) [astro-ph.SR] (siehe S. 81, 90).
- Ertel, S., S. Wolf, J. P. Marshall, C. Eiroa, J.-C. Augereau, A. V. Krivov, T. Löhne, O. Absil, D. Ardila, M. Arévalo, A. Bayo, G. Bryden, C. del Burgo, J. Greaves, G. Kennedy, J. Lebreton, R. Liseau, J. Maldonado, B. Montesinos, A. Mora, G. L. Pilbratt, J. Sanz-Forcada, K. Stapelfeldt und G. J. White (2012). „A peculiar class of debris disks from Herschel/DUNES. A steep fall off in the far infrared“. In: *Astronomy and Astrophysics* 541, A148, A148. DOI: [10.1051/0004-6361/201118077](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118077). arXiv: [1203.6784](https://arxiv.org/abs/1203.6784) [astro-ph.SR] (siehe S. 81, 90).
- Ertel, S., S. Wolf, S. Metchev, G. Schneider, J. M. Carpenter, M. R. Meyer, L. A. Hillenbrand und M. D. Silverstone (2011). „Multi-wavelength modeling of the spatially resolved debris disk of HD 107146“. In: *Astronomy and Astrophysics* 533, A132, A132. DOI: [10.1051/0004-6361/201015910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015910). arXiv: [1107.1057](https://arxiv.org/abs/1107.1057) [astro-ph.SR] (siehe S. 39, 82, 89).
- Flock, M., J. P. Ruge, N. Dzyurkevich, T. Henning, H. Klahr und S. Wolf (2015). „Gaps, rings, and non-axisymmetric structures in protoplanetary disks. From simulations to ALMA observations“. In: *Astronomy and Astrophysics* 574, A68, A68. DOI: [10.1051/0004-6361/201424693](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424693). arXiv: [1411.2736](https://arxiv.org/abs/1411.2736) [astro-ph.EP] (siehe S. 59).
- Fukagawa, M., M. Tamura, Y. Itoh, T. Kudo, Y. Imaeda, Y. Oasa, S. S. Hayashi und M. Hayashi (2006). „Near-Infrared Images of Protoplanetary Disk Surrounding HD 142527“. In: *Astrophysical Journal Letters* 636, S. L153–L156. DOI: [10.1086/500128](https://doi.org/10.1086/500128) (siehe S. 44).
- Garufi, A., S. P. Quanz, H. M. Schmid, G. D. Mulders, H. Avenhaus, A. Boccaletti, C. Ginski, M. Langlois, T. Stolker, J.-C. Augereau, M. Benisty, B. Lopez, C. Dominik, R. Gratton, T. Henning, M. Janson, F. Ménard, M. R. Meyer, C. Pinte, E. Sissa, A. Vigan, A. Zurlo, A. Bazzon, E. Buenzli, M. Bonnefoy, W. Brandner, G. Chauvin, A. Cheetham, M. Cudel, S. Desidera, M. Feldt, R. Galicher, M. Kasper, A.-M. Lagrange, J. Lannier, A. L. Maire, D. Mesa, D. Mouillet, S. Peretti, C. Perrot, G. Salter und F. Wildi (2016). „The SPHERE view of the planet-forming disk around HD 100546“. In: *Astronomy and Astrophysics* 588, A8, A8. DOI: [10.1051/0004-6361/201527940](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527940). arXiv: [1601.04983](https://arxiv.org/abs/1601.04983) [astro-ph.SR] (siehe S. 44).
- Glauser, A. M., F. Ménard, C. Pinte, G. Duchêne, M. Güdel, J.-L. Monin und D. L. Padgett (2008). „Multiwavelength studies of the gas and dust disc of

- IRAS 04158+2805“. In: *Astronomy and Astrophysics* 485, S. 531–540. DOI: [10.1051/0004-6361:20065685](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20065685). arXiv: [0804.3483](https://arxiv.org/abs/0804.3483) (siehe S. 9).
- Goldreich, P. und W. R. Ward (1973). „The Formation of Planetesimals“. In: *Astrophysical Journal* 183, S. 1051–1062. DOI: [10.1086/152291](https://doi.org/10.1086/152291) (siehe S. 12).
- Gräfe, C. und S. Wolf (2013). „Mid-infrared observations of the circumstellar disks around PDS 66 and CRBR 2422.8-3423“. In: *Astronomy and Astrophysics* 552, A88, A88. DOI: [10.1051/0004-6361/201321148](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321148). arXiv: [1303.3417](https://arxiv.org/abs/1303.3417) [astro-ph.SR] (siehe S. 37).
- Grankin, K. N., S. Y. Melnikov, J. Bouvier, W. Herbst und V. S. Shevchenko (2007). „Results of the ROTOR-program. I. The long-term photometric variability of classical T Tauri stars“. In: *Astronomy and Astrophysics* 461, S. 183–195. DOI: [10.1051/0004-6361:20065489](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20065489). eprint: [astro-ph/0611028](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611028) (siehe S. 44).
- Greenberg, R., W. K. Hartmann, C. R. Chapman und J. F. Wacker (1978). „Planetesimals to planets - Numerical simulation of collisional evolution“. In: *Icarus* 35, S. 1–26. DOI: [10.1016/0019-1035\(78\)90057-x](https://doi.org/10.1016/0019-1035(78)90057-x) (siehe S. 13).
- Hahn, J. M. (2010). „Diagnosing Circumstellar Debris Disks“. In: *Astrophysical Journal* 719, S. 1699–1714. DOI: [10.1088/0004-637X/719/2/1699](https://doi.org/10.1088/0004-637X/719/2/1699). arXiv: [1006.4311](https://arxiv.org/abs/1006.4311) [astro-ph.EP] (siehe S. 16, 84).
- Haniff, C. (2007). „An introduction to the theory of interferometry“. In: *New Astronomy Reviews* 51, S. 565–575. DOI: [10.1016/j.newar.2007.06.002](https://doi.org/10.1016/j.newar.2007.06.002) (siehe S. 23).
- Hartmann, L. und S. J. Kenyon (1996). „The FU Orionis Phenomenon“. In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 34, S. 207–240. DOI: [10.1146/annurev.astro.34.1.207](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.34.1.207) (siehe S. 43).
- Hartmann, L., S. T. Megeath, L. Allen, K. Luhman, N. Calvet, P. D'Alessio, R. Franco-Hernandez und G. Fazio (2005). „IRAC Observations of Taurus Pre-Main-Sequence Stars“. In: *Astrophysical Journal* 629, S. 881–896. DOI: [10.1086/431472](https://doi.org/10.1086/431472). eprint: [astro-ph/0505323](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0505323) (siehe S. 50).
- Heese, S., S. Wolf, A. Dutrey und S. Guilloteau (2017). „Spread of the dust temperature distribution in circumstellar disks“. In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1705.01811](https://arxiv.org/abs/1705.01811) [astro-ph.SR] (siehe S. 11).
- Hengst, S., J. P. Marshall, J. Horner und S. C. Marsden (2017). „A Herschel resolved debris disc around HD 105211“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 468, S. 4725–4734. DOI: [10.1093/mnras/stx753](https://doi.org/10.1093/mnras/stx753). arXiv: [1703.09348](https://arxiv.org/abs/1703.09348) [astro-ph.EP] (siehe S. 89).
- Herbig, G. H. (1952). „Emission-line Stars in Galactic Nebulosities“. In: *Journal of the RAS of Canada* 46, S. 222 (siehe S. 8).
- Hildebrand, R. H. (1983). „The Determination of Cloud Masses and Dust Characteristics from Submillimetre Thermal Emission“. In: *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society* 24, S. 267 (siehe S. 52).
- Hughes, A. M., J. Lieman-Sifry, K. M. Flaherty, C. M. Daley, A. Roberge, Á. Kóspál, A. Moór, I. Kamp, D. J. Wilner, S. M. Andrews, J. H. Kastner und P. Ábrahám (2017). „Radial Surface Density Profiles of Gas and Dust in the Debris Disk around 49 Ceti“. In: *Astrophysical Journal* 839, 86, S. 86. DOI: [10.3847/1538-4357/aa6b04](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6b04). arXiv: [1704.01972](https://arxiv.org/abs/1704.01972) [astro-ph.EP] (siehe S. 88).

- Husser, T.-O., S. Wende-von Berg, S. Dreizler, D. Homeier, A. Reiners, T. Barman und P. H. Hauschildt (2013). „A new extensive library of PHOENIX stellar atmospheres and synthetic spectra“. In: *Astronomy and Astrophysics* 553, A6, A6. DOI: [10.1051/0004-6361/201219058](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219058). arXiv: [1303.5632](https://arxiv.org/abs/1303.5632) [astro-ph.SR] (siehe S. 87).
- Ida, S. und J. Makino (1993). „Scattering of planetesimals by a protoplanet - Slowing down of runaway growth“. In: *Icarus* 106, S. 210. DOI: [10.1006/icar.1993.1167](https://doi.org/10.1006/icar.1993.1167) (siehe S. 13).
- Isella, A., J. M. Carpenter und A. I. Sargent (2009). „Structure and Evolution of Pre-main-sequence Circumstellar Disks“. In: *Astrophysical Journal* 701, S. 260–282. DOI: [10.1088/0004-637X/701/1/260](https://doi.org/10.1088/0004-637X/701/1/260). arXiv: [0906.2227](https://arxiv.org/abs/0906.2227) [astro-ph.SR] (siehe S. 45, 46, 50, 53, 54).
- Jeans, J. H. (1902). „The Stability of a Spherical Nebula“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 199, S. 1–53. DOI: [10.1098/rsta.1902.0012](https://doi.org/10.1098/rsta.1902.0012) (siehe S. 5).
- Johansen, A., T. Henning und H. Klahr (2006). „Dust Sedimentation and Self-sustained Kelvin-Helmholtz Turbulence in Protoplanetary Disk Midplanes“. In: *Astrophysical Journal* 643, S. 1219–1232. DOI: [10.1086/502968](https://doi.org/10.1086/502968). eprint: [astro-ph/0512272](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0512272) (siehe S. 12).
- Johansen, A., H. Klahr und T. Henning (2006). „Gravoturbulent Formation of Planetesimals“. In: *Astrophysical Journal* 636, S. 1121–1134. DOI: [10.1086/498078](https://doi.org/10.1086/498078) (siehe S. 12).
- Joy, A. H. (1945). „T Tauri Variable Stars.“ In: *Astrophysical Journal* 102, S. 168. DOI: [10.1086/144749](https://doi.org/10.1086/144749) (siehe S. 8).
- Kataoka, A., T. Muto, M. Momose, T. Tsukagoshi, M. Fukagawa, H. Shibai, T. Hanawa, K. Murakawa und C. P. Dullemond (2015). „Millimeter-wave Polarization of Protoplanetary Disks due to Dust Scattering“. In: *Astrophysical Journal* 809, 78, S. 78. DOI: [10.1088/0004-637X/809/1/78](https://doi.org/10.1088/0004-637X/809/1/78). arXiv: [1504.04812](https://arxiv.org/abs/1504.04812) [astro-ph.EP] (siehe S. 37).
- Kataoka, A., S. Okuzumi, H. Tanaka und H. Nomura (2014). „Opacity of fluffy dust aggregates“. In: *Astronomy and Astrophysics* 568, A42, A42. DOI: [10.1051/0004-6361/201323199](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323199). arXiv: [1312.1459](https://arxiv.org/abs/1312.1459) [astro-ph.EP] (siehe S. 82).
- Kenyon, S. J., D. Dobrzycka und L. Hartmann (1994). „A new optical extinction law and distance estimate for the Taurus-Auriga molecular cloud“. In: *Astronomical Journal* 108, S. 1872–1880. DOI: [10.1086/117200](https://doi.org/10.1086/117200) (siehe S. 44, 46).
- Kenyon, S. J. und L. Hartmann (1995). „Pre-Main-Sequence Evolution in the Taurus-Auriga Molecular Cloud“. In: *Astrophysical Journal Suppl.* 101, S. 117. DOI: [10.1086/192235](https://doi.org/10.1086/192235) (siehe S. 44, 50).
- Kenyon, S. J., L. Hartmann, R. Hewett, L. Carrasco, I. Cruz-Gonzalez, E. Recillas, L. Salas, A. Serrano, K. M. Strom, S. E. Strom und G. Newton (1994). „The hot SPOT in DR Tauri“. In: *Astronomical Journal* 107, S. 2153–2163. DOI: [10.1086/117026](https://doi.org/10.1086/117026) (siehe S. 45, 49).
- Kippenhahn, R., A. Weigert und A. Weiss (2012). *Stellar Structure and Evolution*. DOI: [10.1007/978-3-642-30304-3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-30304-3) (siehe S. 5, 84).
- Kirchschlager, F. (2015). „Der Einfluss poröser Staubkörner auf das Erscheinungsbild zirkumstellarer Scheiben : Beobachtungen und Scheibenmodel-

- lierungen“. Dissertation. Christian-Albrechts-Universität zu Kiel. URL: http://macau.uni-kiel.de/receive/dissertation_diss_00016984 (siehe S. 90).
- Kirchschlager, F. und S. Wolf (2013). „Porous dust grains in debris disks“. In: *Astronomy and Astrophysics* 552, A54, A54. DOI: [10.1051/0004-6361/201220486](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220486). arXiv: [1302.5275](https://arxiv.org/abs/1302.5275) [astro-ph.SR] (siehe S. 19, 82, 84).
- (2014). „Effect of dust grain porosity on the appearance of protoplanetary disks“. In: *Astronomy and Astrophysics* 568, A103, A103. DOI: [10.1051/0004-6361/201323176](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323176). arXiv: [1407.6575](https://arxiv.org/abs/1407.6575) [astro-ph.SR] (siehe S. 82).
- Kirchschlager, F., S. Wolf, R. Brunngräber, A. Matter, A. V. Krivov und A. Labdon (2018). „Modelling of mid-infrared interferometric signature of hot exozodiacal dust emission“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 473, S. 2633–2638. DOI: [10.1093/mnras/stx2515](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2515). arXiv: [1709.08514](https://arxiv.org/abs/1709.08514) [astro-ph.SR] (siehe S. 20).
- Kirchschlager, F., S. Wolf, A. V. Krivov, H. Mutschke und R. Brunngräber (2017). „Constraints on the structure of hot exozodiacal dust belts“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 467, S. 1614–1626. DOI: [10.1093/mnras/stx202](https://doi.org/10.1093/mnras/stx202). arXiv: [1701.07271](https://arxiv.org/abs/1701.07271) [astro-ph.SR] (siehe S. 7, 20).
- Kirchschlager, F., S. Wolf und D. Madlener (2016). „The circumstellar disc of FS Tau B - a self-consistent model based on observations in the mid-infrared with NACO“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 462, S. 858–866. DOI: [10.1093/mnras/stw1692](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1692). arXiv: [1607.05449](https://arxiv.org/abs/1607.05449) [astro-ph.SR] (siehe S. 9).
- Kirkpatrick, S., C. D. Gelatt und M. P. Vecchi (1983). „Optimization by Simulated Annealing“. In: *Science* 220, S. 671–680. DOI: [10.1126/science.220.4598.671](https://doi.org/10.1126/science.220.4598.671) (siehe S. 90).
- Klahr, H. und P. Bodenheimer (2006). „Formation of Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas inside an Anticyclonic Vortex“. In: *Astrophysical Journal* 639, S. 432–440. DOI: [10.1086/498928](https://doi.org/10.1086/498928). eprint: [astro-ph/0510479](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0510479) (siehe S. 12).
- Kley, W., B. Bitsch und H. Klahr (2009). „Planet migration in three-dimensional radiative discs“. In: *Astronomy and Astrophysics* 506, S. 971–987. DOI: [10.1051/0004-6361/200912072](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912072). arXiv: [0908.1863](https://arxiv.org/abs/0908.1863) [astro-ph.EP] (siehe S. 59).
- Kluska, J., M. Benisty, F. Soulez, J.-P. Berger, J.-B. Le Bouquin, F. Malbet, B. Lazareff und E. Thiébaud (2016). „A disk asymmetry in motion around the B[e] star MWC158“. In: *Astronomy and Astrophysics* 591, A82, A82. DOI: [10.1051/0004-6361/201527924](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527924). arXiv: [1605.05262](https://arxiv.org/abs/1605.05262) [astro-ph.SR] (siehe S. 28).
- Köhler, M. und I. Mann (2002). „Model calculations of dynamical forces and effects on dust in circumstellar debris disks“. In: *Asteroids, Comets, and Meteors: ACM 2002*. Hrsg. von B. Warmbein. Bd. 500. ESA Special Publication, S. 771–774 (siehe S. 84).
- Kothe, S., J. Blum, R. Weidling und C. Güttler (2013). „Free collisions in a microgravity many-particle experiment. III. The collision behavior of sub-millimeter-sized dust aggregates“. In: *Icarus* 225, S. 75–85. DOI: [10.1016/j.icarus.2013.02.034](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.02.034). arXiv: [1302.5532](https://arxiv.org/abs/1302.5532) [astro-ph.EP] (siehe S. 17, 18).

- Kral, Q., P. Thébault, J.-C. Augereau, A. Boccaletti und S. Charnoz (2015). „Signatures of massive collisions in debris discs. A self-consistent numerical model“. In: *Astronomy and Astrophysics* 573, A39, A39. DOI: [10.1051/0004-6361/201424309](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424309). arXiv: [1409.7609](https://arxiv.org/abs/1409.7609) [astro-ph.EP] (siehe S. 81).
- Kreplin, A., D. Madlener, L. Chen, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, L. Tambovtseva und M. Kishimoto (2016). „Resolving the inner disk of UX Orionis“. In: *Astronomy and Astrophysics* 590, A96, A96. DOI: [10.1051/0004-6361/201628281](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628281) (siehe S. 52).
- Krivov, A. V. (2010). „Debris disks: seeing dust, thinking of planetesimals and planets“. In: *Research in Astronomy and Astrophysics* 10, S. 383–414. DOI: [10.1088/1674-4527/10/5/001](https://doi.org/10.1088/1674-4527/10/5/001). arXiv: [1003.5229](https://arxiv.org/abs/1003.5229) [astro-ph.EP] (siehe S. 16).
- Krivov, A. V., T. Löhne und M. Sremčević (2006). „Dust distributions in debris disks: effects of gravity, radiation pressure and collisions“. In: *Astronomy and Astrophysics* 455, S. 509–519. DOI: [10.1051/0004-6361:20064907](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20064907) (siehe S. 82).
- Krügel, E. (2003). *The physics of interstellar dust* (siehe S. 81).
- Laor, A. und B. T. Draine (1993). „Spectroscopic constraints on the properties of dust in active galactic nuclei“. In: *Astrophysical Journal* 402, S. 441–468. DOI: [10.1086/172149](https://doi.org/10.1086/172149) (siehe S. 10).
- Lazareff, B., J.-P. Berger, J. Kluska, J.-B. Le Bouquin, M. Benisty, F. Malbet, C. Koen, C. Pinte, W.-F. Thi, O. Absil, F. Baron, A. Delboulbé, G. Duvert, A. Isella, L. Jocou, A. Juhasz, S. Kraus, R. Lachaume, F. Ménard, R. Millan-Gabet, J. D. Monnier, T. Moulin, K. Perraut, S. Rochat, F. Soulez, M. Tallon, E. Thiébaud, W. Traub und G. Zins (2017). „Structure of Herbig AeBe disks at the milliarcsecond scale . A statistical survey in the H band using PIONIER-VLTI“. In: *Astronomy and Astrophysics* 599, A85, A85. DOI: [10.1051/0004-6361/201629305](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629305). arXiv: [1611.08428](https://arxiv.org/abs/1611.08428) [astro-ph.SR] (siehe S. 28).
- Lebreton, J., J.-C. Augereau, W.-F. Thi, A. Roberge, J. Donaldson, G. Schneider, S. T. Maddison, F. Ménard, P. Riviere-Marichalar, G. S. Mathews, I. Kamp, C. Pinte, W. R. F. Dent, D. Barrado, G. Duchêne, J.-F. Gonzalez, C. A. Grady, G. Meeus, E. Pantin, J. P. Williams und P. Woitke (2012). „An icy Kuiper belt around the young solar-type star HD 181327“. In: *Astronomy and Astrophysics* 539, A17, A17. DOI: [10.1051/0004-6361/201117714](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117714). arXiv: [1112.3398](https://arxiv.org/abs/1112.3398) [astro-ph.EP] (siehe S. 82, 95).
- Leinert, C., U. Graser, F. Przygodda, L. B. F. M. Waters, G. Perrin, W. Jaffe, B. Lopez, E. J. Bakker, A. Böhm, O. Chesneau, W. D. Cotton, S. Damstra, J. de Jong, A. W. Glazenberg-Kluttig, B. Grimm, H. Hanenburg, W. Laun, R. Lenzen, S. Ligi, R. J. Mathar, J. Meisner, S. Morel, W. Morr, U. Neumann, J.-W. Pel, P. Schuller, R.-R. Rohloff, B. Stecklum, C. Storz, O. von der Lühe und K. Wagner (2003). „MIDI - the 10 μ m instrument on the VLTI“. In: *Astrophysics and Space Science* 286, S. 73–83. DOI: [10.1023/A:1026158127732](https://doi.org/10.1023/A:1026158127732) (siehe S. 27, 46).
- Leinert, C., U. Graser, L. B. F. M. Waters, G. S. Perrin, W. Jaffe, B. Lopez, F. Przygodda, O. Chesneau, P. A. Schuller, A. W. Glazenberg-Kluttig, W. Laun, S. Ligi, J. A. Meisner, K. Wagner, E. J. Bakker, B. Cotton, J. de Jong, R. Mathar, U. Neumann und C. Storz (2003). „Ten-micron instrument MIDI: getting ready for observations on the VLTI“. In: *Interferometry for Optical*

- Astronomy II*. Hrsg. von W. A. Traub. Bd. 4838. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, S. 893–904 (siehe S. 27, 46).
- Li, A. und J. I. Lunine (2003). „Modeling the Infrared Emission from the HD 141569A Disk“. In: *Astrophysical Journal* 594, S. 987–1010. DOI: [10.1086/376939](https://doi.org/10.1086/376939). eprint: [astro-ph/0311070](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0311070) (siehe S. 82).
- Li, D., E. Pantin, C. M. Telesco, H. Zhang, C. M. Wright, P. J. Barnes, C. Packham und N. Mariñas (2016). „An Ordered Magnetic Field in the Protoplanetary Disk of AB Aur Revealed by Mid-infrared Polarimetry“. In: *Astrophysical Journal* 832, 18, S. 18. DOI: [10.3847/0004-637X/832/1/18](https://doi.org/10.3847/0004-637X/832/1/18). arXiv: [1609.02493](https://arxiv.org/abs/1609.02493) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).EP] (siehe S. 37).
- Lilley, A. E. (1955). „The Association of Gas and Dust from 21-CM Hydrogen Radio Observations.“ In: *Astrophysical Journal* 121, S. 559. DOI: [10.1086/146022](https://doi.org/10.1086/146022) (siehe S. 6).
- Lisse, C. M., C. A. Beichman, G. Bryden und M. C. Wyatt (2007). „On the Nature of the Dust in the Debris Disk around HD 69830“. In: *Astrophysical Journal* 658, S. 584–592. DOI: [10.1086/511001](https://doi.org/10.1086/511001). eprint: [astro-ph/0611452](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611452) (siehe S. 17).
- Lodato, G. und C. J. Clarke (2004). „Massive planets in FU Orionis discs: implications for thermal instability models“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 353, S. 841–852. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2004.08112.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08112.x). eprint: [astro-ph/0406264](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0406264) (siehe S. 43, 58).
- Lodato, G. und W. K. M. Rice (2004). „Testing the locality of transport in self-gravitating accretion discs“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 351, S. 630–642. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2004.07811.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07811.x). eprint: [astro-ph/0403185](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0403185) (siehe S. 43).
- (2005). „Testing the locality of transport in self-gravitating accretion discs - II. The massive disc case“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 358, S. 1489–1500. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.08875.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.08875.x). eprint: [astro-ph/0501638](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501638) (siehe S. 43).
- Löhne, T., J.-C. Augereau, S. Ertel, J. P. Marshall, C. Eiroa, A. Mora, O. Absil, K. Stapelfeldt, P. Thébault, A. Bayo, C. Del Burgo, W. Danchi, A. V. Krivov, J. Lebreton, G. Letawe, P. Magain, J. Maldonado, B. Montesinos, G. L. Pilbratt, G. J. White und S. Wolf (2012). „Modelling the huge, Herschel-resolved debris ring around HD 207129“. In: *Astronomy and Astrophysics* 537, A110, A110. DOI: [10.1051/0004-6361/201117731](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117731) (siehe S. 82, 88, 90, 91, 95).
- Lopez, B. et al. (2014). „An Overview of the MATISSE Instrument — Science, Concept and Current Status“. In: *The Messenger* 157, S. 5–12 (siehe S. 59, 62).
- Lorenzetti, D., V. M. Larionov, T. Giannini, A. A. Arkharov, S. Antonucci, B. Nisini und A. Di Paola (2009). „Near-Infrared Spectroscopic Monitoring of EXor Variables: First Results“. In: *Astrophysical Journal* 693, S. 1056–1073. DOI: [10.1088/0004-637X/693/2/1056](https://doi.org/10.1088/0004-637X/693/2/1056). arXiv: [0811.1164](https://arxiv.org/abs/0811.1164) (siehe S. 43).
- Lucy, L. B. (1999a). „Computing radiative equilibria with Monte Carlo techniques“. In: *Astronomy and Astrophysics* 344, S. 282–288 (siehe S. 35).
- (1999b). „Improved Monte Carlo techniques for the spectral synthesis of supernovae“. In: *Astronomy and Astrophysics* 345, S. 211–220 (siehe S. 35).

- Madlener, D., S. Wolf, A. Dutrey und S. Guilloteau (2012). „The circumstellar disk of HH 30. Searching for signs of disk evolution with multi-wavelength modeling“. In: *Astronomy and Astrophysics* 543, A81, A81. DOI: [10.1051/0004-6361/201117615](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117615). arXiv: [1205.4901](https://arxiv.org/abs/1205.4901) [astro-ph.SR] (siehe S. 37).
- Mamajek, E. E. (2008). „On the distance to the Ophiuchus star-forming region“. In: *Astronomische Nachrichten* 329, S. 10. DOI: [10.1002/asna.200710827](https://doi.org/10.1002/asna.200710827). arXiv: [0709.0505](https://arxiv.org/abs/0709.0505) (siehe S. 8, 62).
- (2012). „On the Age and Binarity of Fomalhaut“. In: *Astrophysical Journal Letters* 754, L20, S. L20. DOI: [10.1088/2041-8205/754/2/L20](https://doi.org/10.1088/2041-8205/754/2/L20). arXiv: [1206.6353](https://arxiv.org/abs/1206.6353) [astro-ph.SR] (siehe S. 7).
- Mannings, V. und J. P. Emerson (1994). „Dust in discs around T Tauri stars: Grain growth?“ In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 267, S. 361–378 (siehe S. 50).
- Marleau, G.-D., H. Klahr, R. Kuiper und C. Mordasini (2017). „The Planetary Accretion Shock. I. Framework for Radiation-hydrodynamical Simulations and First Results“. In: *Astrophysical Journal* 836, 221, S. 221. DOI: [10.3847/1538-4357/836/2/221](https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/2/221). arXiv: [1701.02747](https://arxiv.org/abs/1701.02747) [astro-ph.EP] (siehe S. 21, 58, 63).
- Marley, M. S., J. J. Fortney, O. Hubickyj, P. Bodenheimer und J. J. Lissauer (2007). „On the Luminosity of Young Jupiters“. In: *Astrophysical Journal* 655, S. 541–549. DOI: [10.1086/509759](https://doi.org/10.1086/509759). eprint: [astro-ph/0609739](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0609739) (siehe S. 13, 61).
- Marshall, J. P., F. Kirchschrager, S. Ertel, J.-C. Augereau, G. M. Kennedy, M. Booth, S. Wolf, B. Montesinos, C. Eiroa und B. Matthews (2014). „Interpreting the extended emission around three nearby debris disc host stars“. In: *Astronomy and Astrophysics* 570, A114, A114. DOI: [10.1051/0004-6361/201424517](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424517). arXiv: [1408.5649](https://arxiv.org/abs/1408.5649) [astro-ph.SR] (siehe S. 81, 90).
- Mathis, J. S., W. Ruml und K. H. Nordsieck (1977). „The size distribution of interstellar grains“. In: *Astrophysical Journal* 217, S. 425–433. DOI: [10.1086/155591](https://doi.org/10.1086/155591) (siehe S. 10).
- Matter, A., L. Labadie, A. Kreplin, B. Lopez, S. Wolf, G. Weigelt, S. Ertel, J.-U. Pott und W. C. Danchi (2014). „Evidence of a discontinuous disk structure around the Herbig Ae star HD 139614“. In: *Astronomy and Astrophysics* 561, A26, A26. DOI: [10.1051/0004-6361/201322042](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322042). arXiv: [1311.5131](https://arxiv.org/abs/1311.5131) [astro-ph.SR] (siehe S. 52).
- Matter, A., S. Lagarde, R. G. Petrov, P. Berio, S. Robbe-Dubois, B. Lopez, P. Antonelli, F. Allouche, P. Cruzalebes, F. Millour, G. Bazin und L. Bourguès (2016). „MATISSE: specifications and expected performances“. In: *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. Bd. 9907. Proceedings of the SPIE, S. 990728. DOI: [10.1117/12.2233542](https://doi.org/10.1117/12.2233542). arXiv: [1608.02351](https://arxiv.org/abs/1608.02351) [astro-ph.IM] (siehe S. 68).
- Matthews, B. C., A. V. Krivov, M. C. Wyatt, G. Bryden und C. Eiroa (2014). „Observations, Modeling, and Theory of Debris Disks“. In: *Protostars and Planets VI*, S. 521–544. DOI: [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch023](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch023). arXiv: [1401.0743](https://arxiv.org/abs/1401.0743) [astro-ph.SR] (siehe S. 98).
- Menu, J., R. van Boekel, T. Henning, C. Leinert, C. Waelkens und L. B. F. M. Waters (2015). „The structure of disks around intermediate-mass young stars from mid-infrared interferometry. Evidence for a population of group

- II disks with gaps“. In: *Astronomy and Astrophysics* 581, A107, A107. DOI: [10.1051/0004-6361/201525654](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525654). arXiv: [1506.03274](https://arxiv.org/abs/1506.03274) [astro-ph.SR] (siehe S. 28).
- Mie, G. (1908). „Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metal-lösungen“. In: *Annalen der Physik* 330, S. 377–445. DOI: [10.1002/andp.19083300302](https://doi.org/10.1002/andp.19083300302) (siehe S. 11, 17, 83).
- Milli, J., D. Mawet, C. Pinte, A.-M. Lagrange, D. Mouillet, J. H. Girard, J.-C. Augereau, J. De Boer, L. Pueyo und É. Choquet (2015). „New constraints on the dust surrounding HR 4796A“. In: *Astronomy and Astrophysics* 577, A57, A57. DOI: [10.1051/0004-6361/201423950](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423950). arXiv: [1407.2539](https://arxiv.org/abs/1407.2539) [astro-ph.EP] (siehe S. 81).
- Millour, F. (2014). „Interferometry concepts“. In: *EAS Publications Series*. Bd. 69. EAS Publications Series, S. 17–52. DOI: [10.1051/eas/1569003](https://doi.org/10.1051/eas/1569003). arXiv: [1603.01463](https://arxiv.org/abs/1603.01463) [astro-ph.IM] (siehe S. 47, 73).
- Min, M., H. Canovas, G. D. Mulders und C. U. Keller (2012). „The effects of disk and dust structure on observed polarimetric images of protoplanetary disks“. In: *Astronomy and Astrophysics* 537, A75, A75. DOI: [10.1051/0004-6361/201117333](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117333). arXiv: [1111.4348](https://arxiv.org/abs/1111.4348) [astro-ph.EP] (siehe S. 81).
- Min, M., J. W. Hovenier, L. B. F. M. Waters und A. de Koter (2008). „The infrared emission spectra of compositionally inhomogeneous aggregates composed of irregularly shaped constituents“. In: *Astronomy and Astrophysics* 489, S. 135–141. DOI: [10.1051/0004-6361:200809534](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809534). arXiv: [0806.4038](https://arxiv.org/abs/0806.4038) (siehe S. 82).
- Min, M., L. B. F. M. Waters, A. de Koter, J. W. Hovenier, L. P. Keller und F. Markwick-Kemper (2007). „The shape and composition of interstellar silicate grains“. In: *Astronomy and Astrophysics* 462, S. 667–676. DOI: [10.1051/0004-6361:20065436](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20065436). eprint: [astro-ph/0611329](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611329) (siehe S. 17).
- Mohanty, S., R. Jayawardhana und G. Basri (2005). „The T Tauri Phase Down to Nearly Planetary Masses: Echelle Spectra of 82 Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs“. In: *Astrophysical Journal* 626, S. 498–522. DOI: [10.1086/429794](https://doi.org/10.1086/429794). eprint: [astro-ph/0502155](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0502155) (siehe S. 45, 50).
- Monnier, J. D., X. Che, M. Zhao, S. Ekström, V. Maestro, J. Aufdenberg, F. Baron, C. Georgy, S. Kraus, H. McAlister, E. Pedretti, S. Ridgway, J. Sturmman, L. Sturmman, T. ten Brummelaar, N. Thureau, N. Turner und P. G. Tuthill (2012). „Resolving Vega and the Inclination Controversy with CHARA/MIRC“. In: *Astrophysical Journal Letters* 761, L3, S. L3. DOI: [10.1088/2041-8205/761/1/L3](https://doi.org/10.1088/2041-8205/761/1/L3). arXiv: [1211.6055](https://arxiv.org/abs/1211.6055) [astro-ph.SR] (siehe S. 7).
- Mora, A., B. Merín, E. Solano, B. Montesinos, D. de Winter, C. Eiroa, R. Ferlet, C. A. Grady, J. K. Davies, L. F. Miranda, R. D. Oudmaijer, J. Palacios, A. Quirrenbach, A. W. Harris, H. Rauer, A. Collier Cameron, H. J. Deeg, F. Garzón, A. Penny, J. Schneider, Y. Tsapras und P. R. Wesselius (2001). „EXPORT: Spectral classification and projected rotational velocities of Vega-type and pre-main sequence stars“. In: *Astronomy and Astrophysics* 378, S. 116–131. DOI: [10.1051/0004-6361:20011098](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011098) (siehe S. 45, 46).
- Morbidelli, A., W. F. Bottke, D. Nesvorný und H. F. Levison (2009). „Asteroids were born big“. In: *Icarus* 204, S. 558–573. DOI: [10.1016/j.icarus.2009.07.011](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.07.011). arXiv: [0907.2512](https://arxiv.org/abs/0907.2512) [astro-ph.EP] (siehe S. 12).
- Mordasini, C. (2013). „Luminosity of young Jupiters revisited. Massive cores make hot planets“. In: *Astronomy and Astrophysics* 558, A113, A113. DOI:

- 10.1051/0004-6361/201321617. arXiv: 1306.5746 [astro-ph.EP] (siehe S. 13, 58, 62, 63, 75).
- Mordasini, C., Y. Alibert, W. Benz und D. Naef (2008). „Giant Planet Formation by Core Accretion“. In: *Extreme Solar Systems*. Hrsg. von D. Fischer, F. A. Rasio, S. E. Thorsett und A. Wolszczan. Bd. 398. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, S. 235. arXiv: 0710.5667 (siehe S. 12).
- Mordasini, C., Y. Alibert, H. Klahr und T. Henning (2012). „Characterization of exoplanets from their formation. I. Models of combined planet formation and evolution“. In: *Astronomy and Astrophysics* 547, A111, A111. DOI: 10.1051/0004-6361/201118457. arXiv: 1206.6103 [astro-ph.EP] (siehe S. 13, 61).
- Mordasini, C., G.-D. Marleau und P. Mollière (2017). „Characterization of exoplanets from their formation III: The statistics of planetary luminosities“. In: *ArXiv e-prints*. arXiv: 1708.00868 [astro-ph.EP] (siehe S. 58, 63, 75).
- Morel, S., P. Ballester, B. Bauvir, P. Biereichel, J.-G. Cuby, E. Galliano, N. Haddad, N. Housen, C. A. Hummel, A. Kaufer, P. Kervella, I. Percheron, F. Puech, F. T. Rantakyro, A. Richichi, C. Sabet, M. Schoeller, J. Spyromilio, M. Vannier, A. Wallander, M. Wittkowski, C. Leinert, U. Graser, U. Neumann, W. J. Jaffe und J. A. de Jong (2004). „Preparing MIDI science operation at VLTI“. In: *New Frontiers in Stellar Interferometry*. Hrsg. von W. A. Traub. Bd. 5491. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, S. 1666 (siehe S. 27, 46).
- Muzerolle, J., N. Calvet, L. Hartmann und P. D'Alessio (2003). „Unveiling the Inner Disk Structure of T Tauri Stars“. In: *Astrophysical Journal Letters* 597, S. L149–L152. DOI: 10.1086/379921. eprint: astro-ph/0310067 (siehe S. 46, 51, 53).
- Nesvorný, D., P. Jenniskens, H. F. Levison, W. F. Bottke, D. Vokrouhlický und M. Gounelle (2010). „Cometary Origin of the Zodiacal Cloud and Carbonaceous Micrometeorites. Implications for Hot Debris Disks“. In: *Astrophysical Journal* 713, S. 816–836. DOI: 10.1088/0004-637X/713/2/816. arXiv: 0909.4322 [astro-ph.EP] (siehe S. 14).
- Norris, J. R. (1997). *Markov Chains*. Cambridge Series in Statistical and Probabilistic Mathematics. Cambridge University Press. DOI: 10.1017/CBO9780511810633 (siehe S. 90).
- Ober, F. (2016). „Linien-Strahlungstransport in zirkumstellaren Scheiben“. Dissertation. Christian-Albrechts-Universität zu Kiel. URL: http://macau.uni-kiel.de/receive/dissertation_diss_00018576 (siehe S. 33, 34, 36).
- Ober, F., S. Wolf, A. L. Uribe und H. H. Klahr (2015). „Tracing planet-induced structures in circumstellar disks using molecular lines“. In: *Astronomy and Astrophysics* 579, A105, A105. DOI: 10.1051/0004-6361/201526117. arXiv: 1505.05676 [astro-ph.SR] (siehe S. 34, 66).
- Ormel, C. W., J. N. Cuzzi und A. G. G. M. Tielens (2008). „Co-Accretion of Chondrules and Dust in the Solar Nebula“. In: *Astrophysical Journal* 679, S. 1588–1610. DOI: 10.1086/587836. arXiv: 0802.4048 (siehe S. 81).
- Ossenkopf, V. (1991). „Effective-medium theories for cosmic dust grains“. In: *Astronomy and Astrophysics* 251, S. 210–219 (siehe S. 19).
- Pawellek, N. und A. V. Krivov (2015). „The dust grain size-stellar luminosity trend in debris discs“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*

- 454, S. 3207–3221. DOI: [10.1093/mnras/stv2142](https://doi.org/10.1093/mnras/stv2142). arXiv: [1509.04032](https://arxiv.org/abs/1509.04032) [astro-ph.SR] (siehe S. [82](#), [95](#), [99](#)).
- Pawellek, N., A. V. Krivov, J. P. Marshall, B. Montesinos, P. Ábrahám, A. Moór, G. Bryden und C. Eiroa (2014). „Disk Radii and Grain Sizes in Herschel-resolved Debris Disks“. In: *Astrophysical Journal* 792, 65, S. 65. DOI: [10.1088/0004-637X/792/1/65](https://doi.org/10.1088/0004-637X/792/1/65). arXiv: [1407.4579](https://arxiv.org/abs/1407.4579) [astro-ph.SR] (siehe S. [16](#), [81](#), [82](#), [84](#), [85](#), [88](#), [89](#), [95](#), [98](#)).
- Perez, S., A. Dunhill, S. Casassus, P. Roman, J. Szulágyi, C. Flores, S. Marino und M. Montesinos (2015). „Planet Formation Signposts: Observability of Circumplanetary Disks via Gas Kinematics“. In: *Astrophysical Journal Letters* 811, L5, S. L5. DOI: [10.1088/2041-8205/811/1/L5](https://doi.org/10.1088/2041-8205/811/1/L5). arXiv: [1505.06808](https://arxiv.org/abs/1505.06808) [astro-ph.EP] (siehe S. [77](#)).
- Perri, F. und A. G. W. Cameron (1974). „Hydrodynamic instability of the solar nebula in the presence of a planetary core“. In: *Icarus* 22, S. 416–425. DOI: [10.1016/0019-1035\(74\)90074-8](https://doi.org/10.1016/0019-1035(74)90074-8) (siehe S. [12](#)).
- Perrot, C., A. Boccaletti, E. Pantin, J.-C. Augereau, A.-M. Lagrange, R. Galicher, A.-L. Maire, J. Mazoyer, J. Milli, G. Rousset, R. Gratton, M. Bonnefoy, W. Brandner, E. Buenzli, M. Langlois, J. Lannier, D. Mesa, S. Peretti, G. Salter, E. Sissa, G. Chauvin, S. Desidera, M. Feldt, A. Vigan, E. Di Folco, A. Dutrey, J. Péricaud, P. Baudoz, M. Benisty, J. De Boer, A. Garufi, J. H. Girard, F. Menard, J. Olofsson, S. P. Quanz, D. Mouillet, V. Christiaens, S. Casassus, J.-L. Beuzit, P. Blanchard, M. Carle, T. Fusco, E. Giro, N. Hubin, D. Maurel, O. Moeller-Nilsson, A. Sevin und L. Weber (2016). „Discovery of concentric broken rings at sub-arcsec separations in the HD 141569A gas-rich, debris disk with VLT/SPHERE“. In: *Astronomy and Astrophysics* 590, L7, S. L7. DOI: [10.1051/0004-6361/201628396](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628396). arXiv: [1605.00468](https://arxiv.org/abs/1605.00468) [astro-ph.EP] (siehe S. [44](#)).
- Perryman, M. A. C., L. Lindegren, J. Kovalevsky, E. Hoeg, U. Bastian, P. L. Bernacca, M. Crézé, F. Donati, M. Grenon, M. Grewing, F. van Leeuwen, H. van der Marel, F. Mignard, C. A. Murray, R. S. Le Poole, H. Schrijver, C. Turon, F. Arenou, M. Froeschlé und C. S. Petersen (1997). „The HIPPARCOS Catalogue“. In: *Astronomy and Astrophysics* 323, S. L49–L52 (siehe S. [89](#)).
- Petrov, P. P., G. F. Gahm, H. C. Stempels, F. M. Walter und S. A. Artemenko (2011). „Accretion-powered chromospheres in classical T Tauri stars“. In: *Astronomy and Astrophysics* 535, A6, A6. DOI: [10.1051/0004-6361/201116721](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116721). arXiv: [1109.1266](https://arxiv.org/abs/1109.1266) [astro-ph.SR] (siehe S. [45](#), [46](#)).
- Pfalzner, S. (2008). „Encounter-driven accretion in young stellar clusters - A connection to FUors?“ In: *Astronomy and Astrophysics* 492, S. 735–741. DOI: [10.1051/0004-6361:200810879](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810879). arXiv: [0810.2854](https://arxiv.org/abs/0810.2854) (siehe S. [43](#)).
- Pilbratt, G. L., J. R. Riedinger, T. Passvogel, G. Crone, D. Doyle, U. Gageur, A. M. Heras, C. Jewell, L. Metcalfe, S. Ott und M. Schmidt (2010). „Herschel Space Observatory. An ESA facility for far-infrared and submillimetre astronomy“. In: *Astronomy and Astrophysics* 518, L1, S. L1. DOI: [10.1051/0004-6361/201014759](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014759). arXiv: [1005.5331](https://arxiv.org/abs/1005.5331) [astro-ph.IM] (siehe S. [89](#)).
- Pinte, C., D. L. Padgett, F. Ménard, K. R. Stapelfeldt, G. Schneider, J. Olofsson, O. Panić, J. C. Augereau, G. Duchêne, J. Krist, K. Pontoppidan, M. D. Perrin, C. A. Grady, J. Kessler-Silacci, E. F. van Dishoeck, D. Lommen, M. Silverstone, D. C. Hines, S. Wolf, G. A. Blake, T. Henning und B. Stecklum (2008). „Probing dust

- grain evolution in IM Lupi's circumstellar disc. Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc". In: *Astronomy and Astrophysics* 489, S. 633–650. DOI: [10.1051/0004-6361:200810121](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200810121). arXiv: [0808.0619](https://arxiv.org/abs/0808.0619) (siehe S. 9).
- Poglitsch, A., C. Waelkens, N. Geis, H. Feuchtgruber, B. Vandenbussche, L. Rodriguez, O. Krause, E. Renotte, C. van Hoof, P. Saraceno, J. Cepa, F. Kerschbaum, P. Agnès, B. Ali, B. Altieri, P. Andreani, J.-L. Augeres, Z. Balog, L. Barl, O. H. Bauer, N. Belbachir, M. Benedettini, N. Billot, O. Boulade, H. Bischof, J. Blommaert, E. Callut, C. Cara, R. Cerulli, D. Cesarsky, A. Contursi, Y. Creten, W. De Meester, V. Doublier, E. Doumayrou, L. Duband, K. Exter, R. Genzel, J.-M. Gillis, U. Grözinger, T. Henning, J. Herreros, R. Huygen, M. Inguscio, G. Jakob, C. Jamar, C. Jean, J. de Jong, R. Katterloher, C. Kiss, U. Klaas, D. Lemke, D. Lutz, S. Madden, B. Marquet, J. Martignac, A. Mazy, P. Merken, F. Montfort, L. Morbidelli, T. Müller, M. Nielbock, K. Okumura, R. Orfei, R. Ottensamer, S. Pezzuto, P. Popesso, J. Putzeys, S. Regibo, V. Reveret, P. Royer, M. Sauvage, J. Schreiber, J. Stegmaier, D. Schmitt, J. Schubert, E. Sturm, M. Thiel, G. Tofani, R. Vavrek, M. Wetzstein, E. Wieprecht und E. Wiezorrek (2010). „The Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS) on the Herschel Space Observatory“. In: *Astronomy and Astrophysics* 518, L2, S. L2. DOI: [10.1051/0004-6361/201014535](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014535). arXiv: [1005.1487](https://arxiv.org/abs/1005.1487) [[astro-ph.IM](https://arxiv.org/abs/1005.1487)] (siehe S. 89).
- Pollack, J. B., D. Hollenbach, S. Beckwith, D. P. Simonelli, T. Roush und W. Fong (1994). „Composition and radiative properties of grains in molecular clouds and accretion disks“. In: *Astrophysical Journal* 421, S. 615–639. DOI: [10.1086/173677](https://doi.org/10.1086/173677) (siehe S. 52).
- Pollack, J. B., O. Hubickyj, P. Bodenheimer, J. J. Lissauer, M. Podolak und Y. Greenzweig (1996). „Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas“. In: *Icarus* 124, S. 62–85. DOI: [10.1006/icar.1996.0190](https://doi.org/10.1006/icar.1996.0190) (siehe S. 13, 61).
- Pontoppidan, K. M., E. van Dishoeck, G. A. Blake, R. Smith, J. Brown, G. J. Herczeg, J. Bast, A. Mandell, A. Smette, W.-F. Thi, E. D. Young, M. R. Morris, W. Dent und H. U. Käufl (2011). „Planet-forming Regions at the Highest Spectral and Spatial Resolution with VLT-CRIRES“. In: *The Messenger* 143, S. 32–36 (siehe S. 54).
- Poynting, J. H. (1904). „Radiation in the Solar System: Its Effect on Temperature and Its Pressure on Small Bodies“. In: *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A* 202, S. 525–552. DOI: [10.1098/rsta.1904.0012](https://doi.org/10.1098/rsta.1904.0012) (siehe S. 15).
- Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling und B. P. Flannery (2007). *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*. 3. Aufl. New York, NY, USA: Cambridge University Press (siehe S. 90).
- Pringle, J. E. (1981). „Accretion discs in astrophysics“. In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 19, S. 137–162. DOI: [10.1146/annurev.aa.19.090181.001033](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.19.090181.001033) (siehe S. 43).
- Purcell, E. M. und C. R. Pennypacker (1973). „Scattering and Absorption of Light by Nonspherical Dielectric Grains“. In: *Astrophysical Journal* 186, S. 705–714. DOI: [10.1086/152538](https://doi.org/10.1086/152538) (siehe S. 18).
- Quanz, S. P., A. Amara, M. R. Meyer, J. H. Girard, M. A. Kenworthy und M. Kasper (2015). „Confirmation and Characterization of the Protoplanet HD

- 100546 b—Direct Evidence for Gas Giant Planet Formation at 50 AU“. In: *Astrophysical Journal* 807, 64, S. 64. DOI: [10.1088/0004-637X/807/1/64](https://doi.org/10.1088/0004-637X/807/1/64). arXiv: [1412.5173](https://arxiv.org/abs/1412.5173) [astro-ph.SR] (siehe S. 58, 62, 65).
- Quanz, S. P., A. Amara, M. R. Meyer, M. A. Kenworthy, M. Kasper und J. H. Girard (2013). „A Young Protoplanet Candidate Embedded in the Circumstellar Disk of HD 100546“. In: *Astrophysical Journal Letters* 766, L1, S. L1. DOI: [10.1088/2041-8205/766/1/L1](https://doi.org/10.1088/2041-8205/766/1/L1). arXiv: [1302.7122](https://arxiv.org/abs/1302.7122) (siehe S. 58, 62).
- Ratzka, T., A. A. Schegerer, C. Leinert, P. Ábrahám, T. Henning, T. M. Herbst, R. Köhler, S. Wolf und H. Zinnecker (2009). „Spatially resolved mid-infrared observations of the triple system T Tauri“. In: *Astronomy and Astrophysics* 502, S. 623–646. DOI: [10.1051/0004-6361/200811390](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811390). arXiv: [0907.0464](https://arxiv.org/abs/0907.0464) [astro-ph.SR] (siehe S. 48).
- Reggiani, M., S. P. Quanz, M. R. Meyer, L. Pueyo, O. Absil, A. Amara, G. Anglada, H. Avenhaus, J. H. Girard, C. Carrasco Gonzalez, J. Graham, D. Mawet, F. Meru, J. Milli, M. Osorio, S. Wolff und J.-M. Torrelles (2014). „Discovery of a Companion Candidate in the HD 169142 Transition Disk and the Possibility of Multiple Planet Formation“. In: *Astrophysical Journal Letters* 792, L23, S. L23. DOI: [10.1088/2041-8205/792/1/L23](https://doi.org/10.1088/2041-8205/792/1/L23). arXiv: [1408.0813](https://arxiv.org/abs/1408.0813) [astro-ph.EP] (siehe S. 58, 62).
- Robertson, H. P. (1937). „Dynamical effects of radiation in the solar system“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 97, S. 423 (siehe S. 15).
- Robitaille, T. P., B. A. Whitney, R. Indebetouw und K. Wood (2007). „Interpreting Spectral Energy Distributions from Young Stellar Objects. II. Fitting Observed SEDs Using a Large Grid of Precomputed Models“. In: *Astrophysical Journal Suppl.* 169, S. 328–352. DOI: [10.1086/512039](https://doi.org/10.1086/512039). eprint: [astro-ph/0612690](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0612690) (siehe S. 50).
- Roccatagliata, V., T. Henning, S. Wolf, J. Rodmann, S. Corder, J. M. Carpenter, M. R. Meyer und D. Dowell (2009). „Long-wavelength observations of debris discs around sun-like stars“. In: *Astronomy and Astrophysics* 497, S. 409–421. DOI: [10.1051/0004-6361/200811018](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811018). arXiv: [0902.0338](https://arxiv.org/abs/0902.0338) [astro-ph.SR] (siehe S. 82).
- Rodigas, T. J., C. C. Stark, A. Weinberger, J. H. Debes, P. M. Hinz, L. Close, C. Chen, P. S. Smith, J. R. Males, A. J. Skemer, A. Puglisi, K. B. Follette, K. Morzinski, Y.-L. Wu, R. Briguglio, S. Esposito, E. Pinna, A. Riccardi, G. Schneider und M. Xompero (2015). „On the Morphology and Chemical Composition of the HR 4796A Debris Disk“. In: *Astrophysical Journal* 798, 96, S. 96. DOI: [10.1088/0004-637X/798/2/96](https://doi.org/10.1088/0004-637X/798/2/96). arXiv: [1410.7753](https://arxiv.org/abs/1410.7753) [astro-ph.SR] (siehe S. 88).
- Ruge, J. P., S. Wolf, A. L. Uribe und H. H. Klahr (2014). „Planet-induced disk structures: A comparison between (sub)mm and infrared radiation“. In: *Astronomy and Astrophysics* 572, L2, S. L2. DOI: [10.1051/0004-6361/201322994](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322994). arXiv: [1411.2735](https://arxiv.org/abs/1411.2735) [astro-ph.EP] (siehe S. 43, 58).
- Safronov, V. S. (1969). *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets*. Englische Übersetzung: NASA TTF-677, 1972. Moskau (auf russisch): Nauka (siehe S. 11, 12).
- Sallum, S., K. B. Follette, J. A. Eisner, L. M. Close, P. Hinz, K. Kratter, J. Males, A. Skemer, B. Macintosh, P. Tuthill, V. Bailey, D. Defrère, K. Morzinski, T. Rodigas, E. Spalding, A. Vaz und A. J. Weinberger (2015). „Accreting

- protoplanets in the LkCa 15 transition disk“. In: *Nature* 527, S. 342–344. DOI: [10.1038/nature15761](https://doi.org/10.1038/nature15761). arXiv: [1511.07456](https://arxiv.org/abs/1511.07456) [astro-ph.EP] (siehe S. 58, 62).
- Savage, B. D. und J. S. Mathis (1979). „Observed properties of interstellar dust“. In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 17, S. 73–111. DOI: [10.1146/annurev.aa.17.090179.000445](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.17.090179.000445) (siehe S. 10, 51).
- Scheegerer, A. A., S. Wolf, C. A. Hummel, S. P. Quanz und A. Richichi (2009). „Tracing the potential planet-forming regions around seven pre-main-sequence stars“. In: *Astronomy and Astrophysics* 502, S. 367–383. DOI: [10.1051/0004-6361/200810782](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810782). arXiv: [0905.0565](https://arxiv.org/abs/0905.0565) [astro-ph.SR] (siehe S. 28, 51–54).
- Scheegerer, A. A., S. Wolf, T. Ratzka und C. Leinert (2008). „The T Tauri star RY Tauri as a case study of the inner regions of circumstellar dust disks“. In: *Astronomy and Astrophysics* 478, S. 779–793. DOI: [10.1051/0004-6361:20077049](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077049). arXiv: [0712.0696](https://arxiv.org/abs/0712.0696) (siehe S. 37, 51).
- Schneider, J., C. Dedieu, P. Le Sidaner, R. Savalle und I. Zolotukhin (2011). „Defining and cataloging exoplanets: the exoplanet.eu database“. In: *Astronomy and Astrophysics* 532, A79, A79. DOI: [10.1051/0004-6361/201116713](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116713). arXiv: [1106.0586](https://arxiv.org/abs/1106.0586) [astro-ph.EP] (siehe S. 1).
- Schüppler, C., T. Löhne, A. V. Krivov, S. Ertel, J. P. Marshall und C. Eiroa (2014). „Collisional modelling of the debris disc around HIP 17439“. In: *Astronomy and Astrophysics* 567, A127, A127. DOI: [10.1051/0004-6361/201423523](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423523). arXiv: [1404.6144](https://arxiv.org/abs/1404.6144) [astro-ph.EP] (siehe S. 81).
- Sciicluna, P., S. Wolf, T. Ratzka, G. Costigan, R. Launhardt, C. Leinert, F. Ober, C. F. Manara und L. Testi (2016). „Understanding discs in binary YSOs - detailed modelling of VV CrA“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 458, S. 2476–2491. DOI: [10.1093/mnras/stw460](https://doi.org/10.1093/mnras/stw460). arXiv: [1602.07380](https://arxiv.org/abs/1602.07380) [astro-ph.EP] (siehe S. 9).
- Semkov, E. H., S. P. Peneva, U. Munari, M. Dennefeld, H. Mito, D. P. Dimitrov, S. Ibryamov und K. A. Stoyanov (2013). „Photometric and spectroscopic variability of the FUor star V582 Aurigae“. In: *Astronomy and Astrophysics* 556, A60, A60. DOI: [10.1051/0004-6361/201321732](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321732). arXiv: [1306.6647](https://arxiv.org/abs/1306.6647) [astro-ph.SR] (siehe S. 43).
- Seok, J. Y. und A. Li (2015). „Dust and Polycyclic Aromatic Hydrocarbon in the HD 34700 Debris Disk“. In: *Astrophysical Journal* 809, 22, S. 22. DOI: [10.1088/0004-637X/809/1/22](https://doi.org/10.1088/0004-637X/809/1/22). arXiv: [1507.06627](https://arxiv.org/abs/1507.06627) [astro-ph.SR] (siehe S. 17, 82).
- Shakura, N. I. und R. A. Sunyaev (1973). „Black holes in binary systems. Observational appearance.“ In: *Astronomy and Astrophysics* 24, S. 337–355 (siehe S. 8–10, 50, 64).
- Siess, L., M. Forestini und C. Bertout (1999). „Physics of accretion onto young stars. III. Comparisons with observations“. In: *Astronomy and Astrophysics* 342, S. 480–491 (siehe S. 45, 46).
- Smith, K. W., G. F. Lewis, I. A. Bonnell, P. S. Bunclark und J. P. Emerson (1999). „Rapid variations of T Tauri spectral features: clues to the morphology of the inner regions“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 304, S. 367–388. DOI: [10.1046/j.1365-8711.1999.02316.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02316.x) (siehe S. 44).
- Sodroski, T. J., N. Odegard, R. G. Arendt, E. Dwek, J. L. Weiland, M. G. Hauser und T. Kelsall (1997). „A Three-dimensional Decomposition of the Infrared

- Emission from Dust in the Milky Way“. In: *Astrophysical Journal* 480, S. 173–187. DOI: [10.1086/303961](https://doi.org/10.1086/303961) (siehe S. 6).
- Szulágyi, J., L. Mayer und T. Quinn (2017). „Circumplanetary discs around young giant planets: a comparison between core-accretion and disc instability“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 464, S. 3158–3168. DOI: [10.1093/mnras/stw2617](https://doi.org/10.1093/mnras/stw2617). arXiv: [1610.01791](https://arxiv.org/abs/1610.01791) [astro-ph.EP] (siehe S. 21).
- Szulágyi, J. und C. Mordasini (2017). „Thermodynamics of giant planet formation: shocking hot surfaces on circumplanetary discs“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 465, S. L64–L68. DOI: [10.1093/mnrasl/slw212](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slw212). arXiv: [1609.08652](https://arxiv.org/abs/1609.08652) [astro-ph.EP] (siehe S. 13, 58, 62, 63, 75).
- Szulágyi, J., G. van der Plas, M. R. Meyer, A. Pohl, S. P. Quanz, L. Mayer, S. Daemgen und V. Tamburello (2017). „Observability of Forming Planets and their Circumplanetary Disks I. – Parameter Study for ALMA“. In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1709.04438](https://arxiv.org/abs/1709.04438) [astro-ph.EP] (siehe S. 77).
- Thébault, P. (2016). „Dust production in debris discs: constraints on the smallest grains“. In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1601.00907](https://arxiv.org/abs/1601.00907) [astro-ph.EP] (siehe S. 95).
- Thébault, P. und J.-C. Augereau (2007). „Collisional processes and size distribution in spatially extended debris discs“. In: *Astronomy and Astrophysics* 472, S. 169–185. DOI: [10.1051/0004-6361:20077709](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077709). arXiv: [0706.0344](https://arxiv.org/abs/0706.0344) (siehe S. 82).
- Thébault, P. und Y. Wu (2008). „Outer edges of debris discs. How sharp is sharp?“ In: *Astronomy and Astrophysics* 481, S. 713–724. DOI: [10.1051/0004-6361:20079133](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20079133). arXiv: [0801.3724](https://arxiv.org/abs/0801.3724) (siehe S. 82, 95).
- Thi, W. F., E. F. van Dishoeck, G. A. Blake, G. J. van Zadelhoff, J. Horn, E. E. Becklin, V. Mannings, A. I. Sargent, M. E. van den Ancker, A. Natta und J. Kessler (2001). „H₂ and CO Emission from Disks around T Tauri and Herbig Ae Pre-Main-Sequence Stars and from Debris Disks around Young Stars: Warm and Cold Circumstellar Gas“. In: *Astrophysical Journal* 561, S. 1074–1094. DOI: [10.1086/323361](https://doi.org/10.1086/323361). eprint: [astro-ph/0107006](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0107006) (siehe S. 45, 46).
- Thompson, A.R., J.M. Moran und G.W. Swenson (1994). *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*. Krieger Publishing Company. URL: <https://books.google.de/books?id=FyzvAAAACAAJ> (siehe S. 23).
- Toomre, A. (1964). „On the gravitational stability of a disk of stars“. In: *Astrophysical Journal* 139, S. 1217–1238. DOI: [10.1086/147861](https://doi.org/10.1086/147861) (siehe S. 12).
- Torres, R. M., L. Loinard, A. J. Mioduszewski und L. F. Rodríguez (2007). „VLBA Determination of the Distance to Nearby Star-forming Regions. II. Hubble 4 and HDE 283572 in Taurus“. In: *Astrophysical Journal* 671, S. 1813–1819. DOI: [10.1086/522924](https://doi.org/10.1086/522924). arXiv: [0708.4403](https://arxiv.org/abs/0708.4403) (siehe S. 8, 62).
- Ultchin, Y., O. Regev und C. Bertout (1997). „Diamagnetic Blob Interaction Model of T Tauri Variability“. In: *Astrophysical Journal* 486, S. 397–402. DOI: [10.1086/304527](https://doi.org/10.1086/304527). eprint: [astro-ph/9702163](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9702163) (siehe S. 44, 45).
- Unsöld, A. und B. Baschek (2013). *Der neue Kosmos: Einführung in die Astronomie und Astrophysik*. Springer Berlin Heidelberg (siehe S. 6, 101).
- van Boekel, R., T. Henning, J. Menu, J. de Boer, M. Langlois, A. Müller, H. Avenhaus, A. Boccaletti, H. M. Schmid, C. Thalmann, M. Benisty, C. Dominik, C. Ginski, J. H. Girard, D. Gisler, A. Lobo Gomes, F. Menard, M. Min, A. Pavlov, A. Pohl, S. P. Quanz, P. Rabou, R. Roelfsema, J.-F. Sauvage, R. Teague, F. Wildi

- und A. Zurlo (2017). „Three Radial Gaps in the Disk of TW Hydrae Imaged with SPHERE“. In: *Astrophysical Journal* 837, 132, S. 132. DOI: [10.3847/1538-4357/aa5d68](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa5d68). arXiv: [1610.08939](https://arxiv.org/abs/1610.08939) [astro-ph.EP] (siehe S. 44).
- van Cittert, P. H. (1934). „Die Wahrscheinliche Schwingungsverteilung in Einer von Einer Lichtquelle Direkt Oder Mittels Einer Linse Beleuchteten Ebene“. In: *Physica* 1.1, S. 201–210. DOI: [10.1016/S0031-8914\(34\)90026-4](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(34)90026-4). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031891434900264> (siehe S. 23).
- Varga, J., K. É. Gabányi, P. Ábrahám, L. Chen, Á. Kóspál, J. Menu, T. Ratzka, R. van Boekel, C. P. Dullemond, T. Henning, W. Jaffe, A. Juhász, A. Moór, L. Mosoni und N. Sipos (2017). „Mid-infrared interferometric variability of <ASTROBJ>DG Tauri</ASTROBJ>: Implications for the inner-disk structure“. In: *Astronomy and Astrophysics* 604, A84, A84. DOI: [10.1051/0004-6361/201630287](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630287). arXiv: [1704.05675](https://arxiv.org/abs/1704.05675) [astro-ph.SR] (siehe S. 97).
- Veras, D., S. Eggl und B. T. Gänsicke (2015). „The orbital evolution of asteroids, pebbles and planets from giant branch stellar radiation and winds“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 451, S. 2814–2834. DOI: [10.1093/mnras/stv1047](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1047). arXiv: [1505.01851](https://arxiv.org/abs/1505.01851) [astro-ph.EP] (siehe S. 16, 84).
- Vican, L., A. Schneider, G. Bryden, C. Melis, B. Zuckerman, J. Rhee und I. Song (2016). „Herschel Observations of Dusty Debris Disks“. In: *Astrophysical Journal* 833, 263, S. 263. DOI: [10.3847/1538-4357/833/2/263](https://doi.org/10.3847/1538-4357/833/2/263). arXiv: [1607.03754](https://arxiv.org/abs/1607.03754) [astro-ph.EP] (siehe S. 16, 88).
- Vitense, C. (2012). „The Edgeworth-Kuiper-Belt as a Debris Disk“. Dissertation. Friedrich-Schiller-Universität Jena (siehe S. 16).
- Vitense, C., A. V. Krivov, H. Kobayashi und T. Löhne (2012). „An improved model of the Edgeworth-Kuiper debris disk“. In: *Astronomy and Astrophysics* 540, A30, A30. DOI: [10.1051/0004-6361/201118551](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118551). arXiv: [1202.2257](https://arxiv.org/abs/1202.2257) [astro-ph.EP] (siehe S. 12).
- Voshchinnikov, N. V., V. B. Il'in und T. Henning (2005). „Modelling the optical properties of composite and porous interstellar grains“. In: *Astronomy and Astrophysics* 429, S. 371–381. DOI: [10.1051/0004-6361:200400081](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200400081). eprint: [astro-ph/0409457](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0409457) (siehe S. 19).
- Voshchinnikov, N. V., V. B. Il'in, T. Henning und D. N. Dubkova (2006). „Dust extinction and absorption: the challenge of porous grains“. In: *Astronomy and Astrophysics* 445, S. 167–177. DOI: [10.1051/0004-6361:20053371](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053371). eprint: [astro-ph/0509277](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0509277) (siehe S. 82).
- Voshchinnikov, N. V., G. Videen und T. Henning (2007). „Effective medium theories for irregular fluffy structures: aggregation of small particles“. In: *App. Optics* 46, S. 4065–4072. DOI: [10.1364/AO.46.004065](https://doi.org/10.1364/AO.46.004065). eprint: [astro-ph/0703023](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703023) (siehe S. 82).
- Weaver, W. B. und G. Jones (1992). „A catalog of co-added IRAS fluxes of Orion population stars“. In: *Astrophysical Journal Suppl.* 78, S. 239–266. DOI: [10.1086/191626](https://doi.org/10.1086/191626) (siehe S. 50).
- Weidenschilling, S. J. (1977). „Aerodynamics of solid bodies in the solar nebula“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 180, S. 57–70. DOI: [10.1093/mnras/180.1.57](https://doi.org/10.1093/mnras/180.1.57) (siehe S. 8, 12).

- Weidenschilling, S. J., D. Spaute, D. R. Davis, F. Marzari und K. Ohtsuki (1997). „Accretional Evolution of a Planetesimal Swarm“. In: *Icarus* 128, S. 429–455. DOI: [10.1006/icar.1997.5747](https://doi.org/10.1006/icar.1997.5747) (siehe S. 13).
- Weingartner, J. C. und B. T. Draine (2001). „Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud“. In: *Astrophysical Journal* 548, S. 296–309. DOI: [10.1086/318651](https://doi.org/10.1086/318651). eprint: [astro-ph/0008146](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0008146) (siehe S. 10).
- Westphal, A. J., R. M. Stroud, H. A. Bechtel, F. E. Brenker, A. L. Butterworth, G. J. Flynn, D. R. Frank, Z. Gainsforth, J. K. Hillier, F. Postberg, A. S. Simionovici, V. J. Sterken, L. R. Nittler, C. Allen, D. Anderson, A. Ansari, S. Bajt, R. K. Bastien, N. Bassim, J. Bridges, D. E. Brownlee, M. Burchell, M. Burghammer, H. Changela, P. Cloetens, A. M. Davis, R. Doll, C. Floss, E. Grün, P. R. Heck, P. Hoppe, B. Hudson, J. Huth, A. Kearsley, A. J. King, B. Lai, J. Leitner, L. Lemelle, A. Leonard, H. Leroux, R. Lettieri, W. Marchant, R. Ogliore, W. J. Ong, M. C. Price, S. A. Sandford, J.-A. S. Tresseras, S. Schmitz, T. Schoonjans, K. Schreiber, G. Silversmit, V. A. Solé, R. Srama, F. Stadermann, T. Stephan, J. Stodolna, S. Sutton, M. Tieloff, P. Tsou, T. Tyliczszak, B. Vekemans, L. Vincze, J. Von Korff, N. Wordsworth, D. Zevin, M. E. Zolensky und aff14 (2014). „Evidence for interstellar origin of seven dust particles collected by the Stardust spacecraft“. In: *Science* 345, S. 786–791. DOI: [10.1126/science.1252496](https://doi.org/10.1126/science.1252496) (siehe S. 17).
- Whipple, F. L. (1972). „On certain aerodynamic processes for asteroids and comets“. In: *From Plasma to Planet*. Hrsg. von A. Elvius, S. 211 (siehe S. 8).
- Wolf, S. (2003a). „Efficient Radiative Transfer in Dust Grain Mixtures“. In: *Astrophysical Journal* 582, S. 859–868. DOI: [10.1086/344710](https://doi.org/10.1086/344710). eprint: [astro-ph/0209281](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0209281) (siehe S. 11).
- (2003b). „MC3D-3D continuum radiative transfer, Version 2“. In: *Computer Physics Communications* 150, S. 99–115. DOI: [10.1016/S0010-4655\(02\)00675-6](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(02)00675-6). eprint: [astro-ph/0207374](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0207374) (siehe S. 34, 51).
- Wolf, S. und G. D’Angelo (2005). „On the Observability of Giant Protoplanets in Circumstellar Disks“. In: *Astrophysical Journal* 619, S. 1114–1122. DOI: [10.1086/426662](https://doi.org/10.1086/426662). eprint: [astro-ph/0410064](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0410064) (siehe S. 72, 76, 77).
- Wolf, S., T. Henning und B. Stecklum (1999). „Multidimensional self-consistent radiative transfer simulations based on the Monte-Carlo method“. In: *Astronomy and Astrophysics* 349, S. 839–850 (siehe S. 34, 51).
- Wolf, S. und L. A. Hillenbrand (2003). „Model Spectral Energy Distributions of Circumstellar Debris Disks. I. Analytic Disk Density Distributions“. In: *Astrophysical Journal* 596, S. 603–620. DOI: [10.1086/377638](https://doi.org/10.1086/377638). eprint: [astro-ph/0306479](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0306479) (siehe S. 37).
- Wolf, S., D. L. Padgett und K. R. Stapelfeldt (2003). „The Circumstellar Disk of the Butterfly Star in Taurus“. In: *Astrophysical Journal* 588, S. 373–386. DOI: [10.1086/374041](https://doi.org/10.1086/374041). eprint: [astro-ph/0301335](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301335) (siehe S. 9).
- Wolf, S. und N. V. Voshchinnikov (2004). „Mie scattering by ensembles of particles with very large size parameters“. In: *Computer Physics Communications* 162, S. 113–123. DOI: [10.1016/j.cpc.2004.06.070](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2004.06.070). eprint: [astro-ph/0406118](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0406118) (siehe S. 11, 18, 83).

- Wyatt, M. C. (2008). „Evolution of Debris Disks“. In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 46, S. 339–383. DOI: [10.1146/annurev.astro.45.051806.110525](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.45.051806.110525) (siehe S. 7, 14).
- Wyatt, S. P. und F. L. Whipple (1950). „The Poynting-Robertson effect on meteor orbits“. In: *Astrophysical Journal* 111, S. 134–141. DOI: [10.1086/145244](https://doi.org/10.1086/145244) (siehe S. 15).
- Youdin, A. N. und J. Goodman (2005). „Streaming Instabilities in Protoplanetary Disks“. In: *Astrophysical Journal* 620, S. 459–469. DOI: [10.1086/426895](https://doi.org/10.1086/426895). eprint: [astro-ph/0409263](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0409263) (siehe S. 12).
- Youdin, A. N. und F. H. Shu (2003). „The Epoch of Planetesimal Formation“. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts #202*. Bd. 35. Bulletin of the American Astronomical Society, S. 729 (siehe S. 12).
- Yusef-Zadeh, F., M. Morris und R. L. White (1984). „Bipolar reflection nebulae - Monte Carlo simulations“. In: *Astrophysical Journal* 278, S. 186–194. DOI: [10.1086/161780](https://doi.org/10.1086/161780) (siehe S. 36).
- Zernike, F. (1938). „The concept of degree of coherence and its application to optical problems“. In: *Physica* 5.8, S. 785–795. DOI: [10.1016/S0031-8914\(38\)80203-2](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(38)80203-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031891438802032> (siehe S. 23).
- Zhu, Z. (2015). „Accreting Circumplanetary Disks: Observational Signatures“. In: *Astrophysical Journal* 799, 16, S. 16. DOI: [10.1088/0004-637X/799/1/16](https://doi.org/10.1088/0004-637X/799/1/16). arXiv: [1408.6554](https://arxiv.org/abs/1408.6554) [astro-ph.EP] (siehe S. 58, 63).
- Zhu, Z., S. M. Andrews und A. Isella (2017). „On the Radio Detectability of Circumplanetary Discs“. In: *ArXiv e-prints*. arXiv: [1708.07287](https://arxiv.org/abs/1708.07287) [astro-ph.EP] (siehe S. 77).
- Zhu, Z., L. Hartmann, C. Gammie und J. C. McKinney (2009). „Two-dimensional Simulations of FU Orionis Disk Outbursts“. In: *Astrophysical Journal* 701, S. 620–634. DOI: [10.1088/0004-637X/701/1/620](https://doi.org/10.1088/0004-637X/701/1/620). arXiv: [0906.1595](https://arxiv.org/abs/0906.1595) [astro-ph.SR] (siehe S. 43).

Abbildungsverzeichnis

2.1	schematische SED zirkumstellarer Scheiben	7
2.2	Scheiben-Flaring	10
2.3	Burns-Effekt	16
2.4	Fraktale und poröse Staubkörner in Mikrogravitation	18
2.5	Vergleich EMT und DDA am Beispiel des Absorptionseffizienzfaktors	19
3.1	Aufbau Interferometer	22
3.2	Illustration Dreiecksphase	26
3.3	Visibilitäten- und Phasentest	30
4.1	Berechnung von $\pi/4$ mittels der Monte-Carlo-Methode	35
5.1	Sternkarte Stier	45
5.2	(u, v) -Ebene der MIDI-Beobachtungen von DR Tau	48
5.3	Kalibrierte Visibilitäten von DR Tau	49
5.4	SED und Residuen der Visibilitäten von Modell A	55
5.5	SED und Residuen der Visibilitäten von Modell B	57
6.1	Entwicklungspfade von Planeten und Braunen Zwergen	65
6.2	Exemplarische Helligkeitsverteilung	66
6.3	Wirkungsquerschnitte des Staubmodells	67
6.4	Detektierbarkeit mit Visibilitäten	70
6.5	Detektierbarkeit mit Dreiecksphasen	71
6.6	Auswirkungen der vertikalen optischen Tiefe	73
6.7	Temperaturdifferenz und radiales Profil der Flusskarte	74
6.8	Detektierbarkeit bei 50 au Entfernung	75
6.9	Vertikale optische Tiefe	75
7.1	β -Verhältnis für zwei Spektraltypen	85
7.2	Blowout-Größe	86
7.3	Ergebnisse der Scheibenanpassung mit Porosität, Überblick	91
7.4	Ergebnisse der Scheibenanpassung mit Porosität, s_{\min}	92
7.5	Ergebnisse der Scheibenanpassung mit Porosität, M_{staub}	93

Abkürzungsverzeichnis

ALMA Atacama Large Millimeter/submillimeter Array	44
AT Auxiliary Telescope	28
DDA diskrete Dipolnäherung	18
EMT Effektivmedium-Theorie	17
ESO europäische Südsternwarte	48
FFT schnelle Fourier-Transformation	29
GPI Gemini Planet Imager	76
ISM interstellares Medium	6
IR Infrarot	6
LBTI Large Binocular Telescope Interferometer	28
mas Millibogensekunde	21
MATISSE Multi-Aperture mid-infrared Spectroscopic Experiment	26
MIDI Mid-infrared Interferometric Instrument	27
MIR Mittelinfrarot	37
NIR Nahinfrarot	6
OPD optische Weglängendifferenz	22

PACS Photoconductor Array Camera and Spectrometer.....	89
PIONIER Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment	26
PR-Effekt Poynting-Robertson-Effekt	15
SED spektrale Energieverteilung	6
SPHERE Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch	76
UT Unit Telescope	46
UV Ultraviolett	43
VHS Vor-Hauptreihenstern.....	7
VLT Very Large Telescope	21
VLTI Very Large Telescope Interferometer	21
YSO Junges stellares Objekt.....	43

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass

1. die vorliegende Arbeit, abgesehen von der Beratung durch meinen Betreuer Prof. Dr. Sebastian Wolf, nach Inhalt und Form von mir selbstständig verfasst worden ist,
2. die Arbeit und ihre Teile nicht im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen haben oder vorliegen,
3. Teile dieser Arbeit im Fachjournal *Astronomy & Astrophysics* als [Brunngräber, Wolf, Ratzka et al. \(2016\)](#) und [Brunngräber und Wolf \(2018\)](#), sowie im Fachjournal *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* unter der Referenz [Brunngräber, Wolf, Kirchschräger et al. \(2017\)](#) veröffentlicht worden sind oder sich in der Veröffentlichung befinden,
4. die Arbeit unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden ist.

Kiel, 22. Februar 2018

Robert Brunngräber

Curriculum Vitae

Personalien

Name Robert Brunngräber
geboren am 10.06.1990 in Aschersleben
ledig, deutsch

Schulbildung

2008 Abitur, Gymnasium Stephaneum in Aschersleben

Studium

WS/08 - SS/11 Friedrich-Schiller-Universität Jena, Studium der Physik
Abschluss: Bachelor of Science

WS/11 - WS/13 Friedrich-Schiller-Universität Jena, Studium der Physik
Abschluss: Master of Science

Promotion

06/2014 - heute Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Erklärung zum Eigenanteil der Arbeit

Die vorliegende Arbeit wurde, abgesehen von der Beratung durch den Betreuer Prof. Dr. Sebastian Wolf sowie der unten aufgeführten Punkte, nach Inhalt und Form eigenständig von Robert Brunngräber durchgeführt.

Ausnahmen, die Kapitel 5 betreffen:

1. Der Antrag auf Beobachtungszeit von DRTau mit dem Instrument `MIDI` am `VLT` (Periode 92) wurde von Florian Ober verfasst und von Sebastian Wolf, Bruno Lopez, Jan-Phillip Ruge und Christian Gräfe ergänzt. Die Vorbereitung der Beobachtung (Phase 2) wurde von Florian Ober durchgeführt.
2. Die Reduzierung der Beobachtungsdaten von DRTau wurde von Thorsten Ratzka durchgeführt.
3. Das für die Berechnung von Visibilitäten und Dreiecksphasen genutzte Skript wurde ursprünglich von Florian Ober entwickelt und zur Verfügung gestellt und von Robert Brunngräber weiterentwickelt.

Ausnahmen, die Kapitel 6 betreffen:

1. Die Entwicklungspfade der Planeten wurden von Adam Burrows zur Verfügung gestellt.
2. Das für die Berechnung von Visibilitäten und Dreiecksphasen genutzte Skript wurde ursprünglich von Florian Ober entwickelt und zur Verfügung gestellt und von Robert Brunngräber weiterentwickelt.

Ausnahmen, die Kapitel 7 betreffen:

1. Die Simulation der Trümmerscheibenbeobachtung erfolgte mit dem Programm `debris`, welches ursprünglich von Steve Ertel entwickelt und zur Verfügung gestellt und von Robert Brunngräber weiterentwickelt wurde.
2. Die Scheibenmodellierung wurde mit dem Programm `SAnD` durchgeführt, welches ursprünglich von Steve Ertel entwickelt und zur Verfügung gestellt und von Robert Brunngräber weiterentwickelt wurde.

Kiel, Februar 2018

Robert Brunngräber

Prof. Dr. Sebastian Wolf