

Beobachtbarkeit von großskaligen Strukturen in zirkumstellaren Scheiben und Analyse ihrer Ursprünge

DISSERTATIONSSCHRIFT

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

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL

von

Jan Philipp Ruge, M.Sc.

geboren am 8.7.87 in Neustadt/Holst.

Kiel, 2015

1. Gutachter Prof. Dr. rer. nat. Sebastian Wolf

2. Gutachter Prof. Dr. rer. nat. Holger Kersten

Tag der Disputation 01. Juli 2015

Zum Druck genehmigt 01. Juli 2015

gez. Prof. Dr. rer. nat. Wolfgang J. Duschl, Dekan

Observability of large-scale structures in circumstellar disks and analysis of their origin

by Jan Philipp Ruge
Kiel, 2015

♩ = 75

C Dm

Hin- term Ho- ri- zont geht's wei- ter!

The musical notation is on a single staff in treble clef with a common time signature (C). The melody consists of six measures. The first measure contains a quarter note G4 with an accent (>) above it. The second measure contains a quarter note A4. The third measure contains a quarter note B4. The fourth measure contains a quarter note C5. The fifth measure contains a quarter note B4. The sixth measure contains a half note A4. The lyrics are written below the notes: 'Hin- term Ho- ri- zont geht's wei- ter!'. Above the staff, the chord 'C' is written above the second measure and 'Dm' is written above the sixth measure.

Udo L.

Zusammenfassung

Zirkumstellare Scheiben sind die Geburtsstätte von Planetensystemen. Sie bestehen zu einem überwiegenden Teil aus Gas und etwa 1% Staub und bilden sich im Zuge der Sternentstehung. Gerade die seit Kurzem möglichen Beobachtungen dieser Objekte mit ALMA bringen immer mehr ans Licht, dass es sich bei zirkumstellaren Scheiben um hochdynamische Objekte mit großskaligen Strukturen in der Materialverteilung handelt. Inzwischen sind viele Wechselwirkungsmechanismen vorgeschlagen worden, die solche Strukturen erklären können. Allerdings ist es auch notwendig, die Beobachtbarkeit dieser theoretischen Mechanismen im Detail zu untersuchen, um ein Werkzeug zur Interpretation realer Messungen zur Hand zu haben. Besonders eignet sich hierfür ein dreiteiliges Vorgehen, bei dem zunächst die Störung der Scheibendichtestruktur in Hydrodynamiksimulationen beschrieben wird. Im nächsten Schritt werden dann Strahlungstransport-Simulationen auf der Grundlage dieser Dichteverteilungen durchgeführt und hierauf aufbauend Beobachtungen mit ausgewählten Instrumenten simuliert.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die charakteristischen Strukturen, die durch Planet-Scheibe-, Binärsystem-Scheibe- und Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung in der Dichteverteilung der zirkumplanetaren, beziehungsweise zirkumbinären Scheibe entstehen, auf diese Weise untersucht. Dabei liegt ein besonderes Augenmerk auf simulierten ALMA-Beobachtungen im (sub)mm-Wellenlängenbereich. Dennoch werden auch andere Bereiche des elektromagnetischen Spektrums in die Analyse mit einbezogen, da erst durch die Kombination von Multiwellenlängen-Beobachtungen wirklich Ursachen für Scheibenstrukturen erkannt werden können. Dies ist vor allem deshalb wichtig, da es ein Ergebnis der Arbeit ist, dass ALMA für alle berücksichtigten Wechselwirkungsmechanismen tatsächlich charakteristische Strukturen beobachten kann, diese sich aber trotz unterschiedlicher Ursache derart ähneln können, dass eine Unterscheidung nicht möglich ist. So ist im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen eine Unterscheidung der Auswirkung von Magnetfeld-Scheibe- und Planet-Scheibe-Wechselwirkung erst durch die Detektion der direkten Abstrahlung des Planeten möglich. Es werden die Bedingungen erforscht und angegeben, unter denen die planetare Abstrahlung detektiert werden kann und welche Rückschlüsse aus einer solchen Messung auf die Eigenschaften des Planeten möglich sind. Zudem zeigt sich, dass der Staub in einer zirkumstellaren Scheibe in Abhängigkeit seiner Größe eine Verteilung besitzt, die große Unterschiede zur Verteilung der Gasmoleküle besitzt. Da dieser aber für die Kontinuumsabstrahlung im (sub)mm-Wellenlängenbereich verantwortlich ist, können gerade die durch ihn erzeugten Strukturen besonders gut beobachtet werden. Das entworfene Modell zeigt hierbei große, augenscheinliche Ähnlichkeit zu einer ALMA-Beobachtung von HL Tau.

Insgesamt zeigt die Arbeit allerdings, dass die Vielfalt der Ursachen für Strukturen in zirkumstellaren Scheiben so groß ist, dass ein Rückschluss von der Beobachtung einer Struktur auf die tatsächliche Ursache nicht eindeutig ist.

Abstract

Circumstellar disks are expected to be the birthplace of planetary systems. They predominantly consist of gas, with about 1% dust, and they are a byproduct of star formation. Since its inauguration, **ALMA** has revealed, that these objects are highly dynamical and show large scale structures in their distribution of matter. Meanwhile, several interactions have been proposed to create these structures. However, it is necessary to explore the observability of the theoretical models in detail to provide a means to interpret real measurements. In particular, a three step method is appropriate for this purpose. First, the interaction processes have to be investigated in hydrodynamical simulations of the disk density profiles. Second, on the basis of these density profiles, follow-up radiative transport calculations must be performed and finally the observability for selected instruments must be predicted from the radiative transfer outcome.

This thesis investigates characteristic large scale disk structures resulting from planet–disk, binary–disk and magnetic-field–disk interactions. It focuses on predicting **ALMA** observations in the (sub)mm wavelength range. However, the rest parts of the electro-magnetic spectrum will also be included in the investigation, because only with a combination of multi-wavelength observations it is feasible to determine the origin of a disk structure. In particular, one key result of the thesis is that **ALMA** is able to observe the characteristic structures of each considered interaction process, but these could appear very similar although the origin is different. Within the parameter space considered, magnetic-field–disk and planet–disk interaction can only be distinguished on the basis of the direct radiation of the planetary source. The conditions under which it is possible to detect the planetary radiation are investigated, along with what one can learn from a measurement of this radiation about the properties of the planet. In addition, the decoupling of the motion of sufficiently large dust particles from that of the gas is explored, which leads to a distribution of these particles totally different from the distribution of the gas molecules in the disk. These large dust particles dominate the thermal continuum emission of a circumstellar disk in the (sub)mm range. Thus, structures in the distribution of large particles are particularly easy to observe with **ALMA**. Our model shows a qualitative similarity to the recent **ALMA** observation of HL Tau.

In general, this thesis shows that there is a large variety of disk structures and origins. Therefore, tracing from observed disk structures back to their origins is ambiguous.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	I
Abstract	III
1 Einleitung	1
2 Theoretische Einordnung	2
2.1 Zirkumstellare Scheiben	2
2.2 Planetenentstehung	8
2.3 Wechselwirkungsprozesse in protoplanetaren Scheiben	9
2.4 Numerische Simulation der Struktur von protoplanetaren Scheiben	17
2.5 Strahlungstheorie	18
2.6 Numerische Lösung der Strahlungstransport-Gleichung	20
2.7 Beobachtungsgrößen, -techniken und -instrumente	22
2.8 Aktuelle Beobachtungen und Einordnung der Arbeit	28
3 Beobachtbarkeit von Planet-Scheibe-Wechselwirkung	29
3.1 Motivation	29
3.2 Fall der thermischen Staubreemission	30
3.3 Fall des Streulichts	38
3.4 Fazit	48
4 Direkte Beobachtbarkeit von jungen Planeten	49
4.1 Motivation	49
4.2 Beobachtbarkeit mit MATISSE	49
4.3 Klassifizierung der Quelle HD 100546b	52
4.4 Beobachtbarkeit von eingebetteten Planeten	58
4.5 Fazit	70
5 Beobachtbarkeit von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung	72
5.1 Dichtestruktur zirkumbinärer Scheiben	72
5.2 Temperaturstruktur und Eigenschaften der zirkumbinären Scheibe	75
5.3 Simulierte ALMA-Beobachtungen	81
5.4 Fazit	89
6 Beobachtbarkeit von Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung	91
6.1 Motivation	91
6.2 Initiale Scheibeneigenschaften	92
6.3 Hydrodynamiksimulationen	93
6.4 Strahlungstransport- und Beobachtungssimulationen	95
6.5 Einfluss von großen Staubkörnern	104
6.6 Fazit	114
7 Zusammenfassung und Ausblick	116

Anhang	119
A.1 Naturkonstanten	119
A.2 Wellenlängenbereiche	120
A.3 Wellenlängenkatalog 1	121
A.4 Wellenlängenkatalog 2	122
A.5 Anzahl der Energiepakete in den MC3D Simulationen	123
A.6 Dichteverteilungen zum Abschnitt 3.3	124
A.7 Dichteverteilungen zum Abschnitt 5.1	125
Bild- und Urheberrechtsnachweis	126
Literaturverzeichnis	127
Danksagung	151
Erklärung	153

1 Einleitung

Neben der Erde und den anderen Planeten in unserem Sonnensystem ist mittlerweile eine Vielzahl sogenannter Exoplaneten entdeckt worden (exoplanets.org, 04.04.2015). So hat sich innerhalb der letzten 20 Jahre herausgestellt, dass Planeten und Planetensysteme ein fast gewöhnliches Phänomen in unserer Milchstraße sind (z. B. [Marcy u. a., 2005](#); [Bonavita und Desidera, 2007](#)). Der Entstehungsprozess dieser Planeten hingegen ist in weiten Bereichen noch ungeklärt. Als gesichert gilt, dass zirkumstellare Scheiben den Ort und die Materialquelle der Planetenentstehung darstellen (z. B. [Weidenschilling, 1977](#)), weshalb sie auch als protoplanetare Scheiben bezeichnet werden. In diesen Scheiben aus Gas und Staub um einen jungen Stern stellt ein massereicher Planet eine Störung dar, die zu einer charakteristischen Veränderung der Dichteverteilung der Scheibe führt (z. B. [Kley und Nelson 2012](#)). Eine Beobachtung dieser charakteristischen Strukturen kann daher ein indirektes Anzeichen für die Anwesenheit eines Planeten in der protoplanetaren Scheibe liefern (z. B. [Wolf u. a., 2002](#)). Allerdings ist dieses Anzeichen kein eindeutiger Hinweis auf eine Wechselwirkung zwischen Planet und Scheibe. Zum Beispiel kann die Wechselwirkung zwischen der protoplanetaren Scheibe und Magnetfeldern vom Aussehen her recht ähnliche Strukturen in der Scheibe erzeugen. Ferner kommen etwa die Hälfte aller Sterne in Binärsystemen vor (z. B. [Kraus und Hillenbrand, 2009](#)). Auch diese können über zirkumbinäre Scheiben verfügen, die dann durch den Einfluss der Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung Veränderungen erfahren ([Artymowicz und Lubow, 1994](#)).

Mit dem Interferometer ALMA steht seit Kurzem das erste Instrument zur Verfügung, das im (sub)mm Wellenlängenbereich die Fähigkeit besitzt, in der typischen Entfernung der nächsten protoplanetaren Scheiben Strukturen von wenigen Astronomischen Einheiten im Durchmesser räumlich aufzulösen ([Brown u. a., 2004](#)). Auf Grund der thermischen Reemission der Staubpartikel kann in diesem Wellenlängenbereich vor allem die Dichteverteilung der Scheiben beobachtet werden. Seit Inbetriebnahme von ALMA im Oktober 2011 wächst die Anzahl an Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben stetig (siehe [ALMA-Pressemeldung, 03.10.2011](#)). Alle Objekte zeigen deutliche Asymmetrien und Strukturen (siehe [Abbildung 2.7-A3](#)). Die Ursache dieser Strukturen ist, wie bereits angesprochen, nicht eindeutig. Deshalb ist es nötig, auf Grundlage von theoretischen Modellen vorherzusagen, wie die ALMA-Beobachtung eines bestimmten Wechselwirkungsprozesses in der protoplanetaren Scheibe aussieht und welche anderen Möglichkeiten es gibt, die tatsächliche Ursache einer Struktur ausfindig zu machen. Hier versucht die vorliegende Arbeit einen kleinen Beitrag zu liefern. Auf der Grundlage von Hydrodynamiksimulationen wird der Einfluss von Planet-Scheibe-, Binärsystem-Scheibe- und Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung auf die Dichtestruktur von protoplanetaren und zirkumbinären Scheiben untersucht. Diese Simulationen werden von internationalen Kooperationspartnern zur Verfügung gestellt. Basierend auf den so gewonnenen Dichteverteilungen werden Strahlungstransport-Simulationen durchgeführt und die Beobachtbarkeit der entstandenen Strukturen untersucht. Das Hauptaugenmerk liegt auf der Vorhersage von ALMA-Beobachtungen. Weiterhin werden auch Untersuchungen für den Fall der gestreuten Sternstrahlung im Wellenlängenbereich des nahen und mittleren Infrarots durchgeführt. Insgesamt werden theoretische Modelle präsentiert, die in der Lage sind, viele aktuelle Beobachtungen zu erklären und zusätzlich nicht im Widerspruch zu Beobachtungen in anderen Wellenlängenbereichen stehen.

2 Theoretische Einordnung

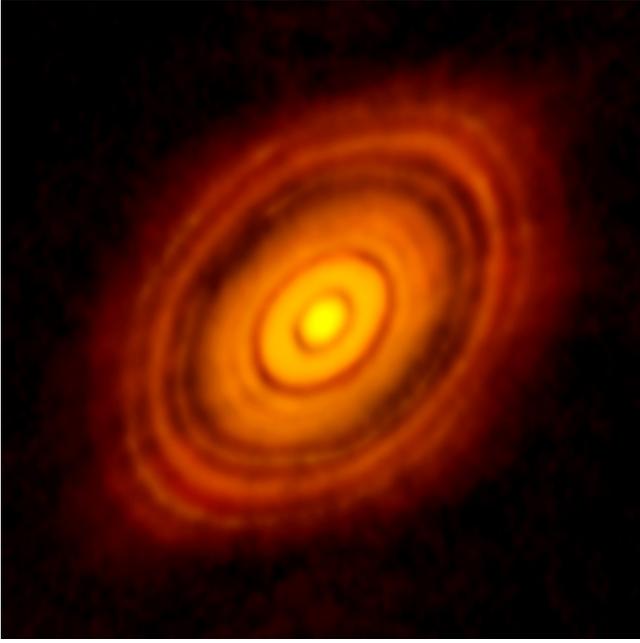


Abbildung 2.0-A1: Rekonstruiertes Bild der protoplanetaren Scheibe um HL Tau. Dem Bild liegt eine interferometrische Beobachtung mit dem Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) bei 1.3 mm zu Grunde (ALMA Partnership u. a., 2015). Die Länge jeder Bildseite entspricht $2''$. Die Scheibe zeigt radialsymmetrische Verdunkelungen und besonders helle Ringstrukturen. Solche Strukturen werden in dieser Arbeit untersucht. Die Abbildung entstammt der ESO Pressemitteilung 1436 (06.11.2014).

2.1 Zirkumstellare Scheiben

Zirkumstellare Scheiben bilden sich im Zuge der Sternentstehung als scheibenförmige Ansammlungen aus Gas und Staub um einen jungen Stern (vgl. Terebey u. a., 1984; Shu u. a., 1987). Es ist üblich, sie anhand ihrer geometrischen Gestalt, ihrer Masse und ihres Alters in Klassen zu unterteilen (Lada und Wilking, 1984; Lada, 1987; Wilking, 1989; Andre u. a., 1993; Evans u. a., 2009; Armitage, 2010; Williams und Cieza, 2011). In dieser Arbeit stehen die protoplanetaren Scheiben im Mittelpunkt. Hierbei handelt es sich um junge, gasreiche Scheiben mit Außenradien von mehreren hundert Astronomischen Einheiten, die vor allem in Sternentstehungsgebieten, wie zum Beispiel dem etwa 140 pc entfernten Taurus-Auriga Molekülwolken-Komplex (Kenyon u. a., 1994), häufig zu finden sind (Dullemond u. a., 2007; Dullemond und Monnier, 2010; Williams und Cieza, 2011; Wolf u. a., 2012).

Die Existenz einer solchen Scheibe um einen jungen Stern wird durch verschiedene Mechanismen auf wenige Millionen Jahre begrenzt, so dass bereits nach drei Millionen Jahren die Hälfte aller Objekte dieser Klasse ihre Scheibe verloren hat (Haisch u. a., 2001; Fedele u. a., 2010; Wolf u. a., 2012). Zu den dafür verantwortlichen Mechanismen zählen: der Verlust von Materie durch Sternwinde, Photoevaporation und Strahlungsdruck (Hollenbach u. a., 1994, 2000; Clarke u. a., 2001; Alexander und Armitage, 2007; Owen u. a., 2010, 2012; Espaillat u. a., 2012; Wolf u. a., 2012), Akkretion der Scheibenmaterie durch den Zentralstern (Hartmann u. a., 1998; Armitage, 2011; Wolf u. a., 2012), Staubkornwachstum

und -umverteilung (Beckwith u. a., 2000; Schr apler und Henning, 2004; Dullemond und Dominik, 2005; Natta u. a., 2007; Testi u. a., 2014), Scheibenturbulenzen (Toomre, 1964; Papaloizou und Lin, 1995; Montesinos Armijo, 2012), Fragmentation der Scheibe (Durisen u. a., 2007; Douglas u. a., 2013), Wechselwirkungsprozesse mit anderen Sternen (Malmberg u. a., 2007; Craig und Krumholz, 2013), Planetenentstehung in der Scheibe und Planet-Scheibe-Wechselwirkung (Goldreich und Tremaine, 1980; Papaloizou und Lin, 1984; Wolf und D'Angelo, 2005; Armitage, 2010; Ruge u. a., 2013) oder Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung (Balbus und Hawley, 1991; Lovelace u. a., 1999; Flock u. a., 2012; Turner u. a., 2014). Neben zirkumstellaren Scheiben um Einzelsterne sind mittlerweile auch zahlreiche Objekte bekannt, in denen ein Bin arsystem über eine solche Scheibe verf ugt (z. B. GG Tau A, Dutrey u. a., 2014). Diese werden als zirkumbinäre Scheiben bezeichnet (Artymowicz und Lubow, 1994).

In erster Näherung bestehen protoplanetare Scheiben zu einem Massenanteil von etwa 99% aus Gas, vor allem Wasserstoff (Hildebrand, 1983) und nur zu 1% aus Staub. Die Werte entsprechen denen des interstellaren Mediums der Milchstraße (Spitzer, 1978; Savage und Mathis, 1979) und wurden durch Messungen für Molek lwolkenkomplexe (Hildebrand, 1983) und Einzelobjekte bestätigt (z. B. in der ρ Oph Molekülwolke, Liseau u. a., 1995). Neuere Untersuchungen deuten darauf hin, dass in protoplanetaren Scheiben dieses Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis lokal wie global vom Wert $1/100$ abweichen kann (z. B. Hughes und Armitage, 2012). Sowohl die Gas- als auch die Staubkomponente einer protoplanetaren Scheibe werden im Folgenden im Detail beschrieben.

2.1.1 Gaskomponente protoplanetarer Scheiben

Die Gaskomponente der protoplanetaren Scheibe kann als Kollektiv von Einzelteilchen aufgefasst werden, so dass die hydrodynamischen Grundgleichungen zur mathematischen Beschreibung angewendet werden können.

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.1-G1)$$

mit der Dichte des hydrodynamischen Fluids ρ und der Geschwindigkeit \vec{v} .

Impulserhaltung:

$$\frac{\partial (\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = \rho (\vec{a}_{\text{ext}} - \nabla \Psi) - \nabla p + \nabla \cdot Q \quad (2.1-G2)$$

mit dem Tensorprodukt \otimes , einer durch eine externe Kraft entstehenden Beschleunigung \vec{a}_{ext} , dem Gravitationspotential Ψ , dem Druck p und dem viskosen Spannungstensor Q .

Energieerhaltung:

$$\frac{\partial (\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \varepsilon \vec{v}) = -p \nabla \cdot \vec{v} + (Q \cdot \nabla) \vec{v} - \nabla \cdot \vec{F} \quad (2.1-G3)$$

mit der inneren spezifischen Energie ε und dem Wärmetransport \vec{F} .

Eine häufig verwendete, analytische Näherungslösung dieser Gleichungen ist das Shakura-Sunyaev-Scheibendichteprofil (Shakura und Sunyaev, 1973). Unter der Annahme einer axialsymmetrischen Scheibe, die geometrisch dünn ist und einer im Abstand R_0 zum Stern isothermen Temperaturschichtung in der Vertikalen ergibt sich in Zylinderkoordinaten das folgende Profil:

Shakura-Sunyaev-Scheibendichteprofil:

$$\rho_{\text{ShaSun}}(r, z) = \rho_0 \left(\frac{R_\star}{r} \right)^\alpha \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{z}{H(r)} \right)^2 \right] \quad (2.1-G4)$$

Die Proportionalitätskonstante ρ_0 dient der Skalierung der gesamten Scheibenmasse, R_\star ist der Bezugsradius und $H(r)$ die **hydrostatische Skalenhöhe** der Scheibe.

$$H(r) = \frac{c_s(r)}{\Omega}. \quad (2.1-G5)$$

Diese ist von der lokalen Schallgeschwindigkeit $c_s(r)$ und der orbitalen Keplergeschwindigkeit $\Omega(r) = (GM_\star)^{\frac{1}{2}} \cdot r^{-\frac{3}{2}}$ mit der Sternmasse M_\star abhängig. Auf Grund der Voraussetzung der vertikal isothermen Temperaturschichtung gilt $\partial c_s / \partial z = 0$. Mit dem mittleren Molekülgewicht $\hat{\mu}$ ergibt sich

$$c_s(r) = \sqrt{\frac{k_B T(r)}{\hat{\mu}}}. \quad (2.1-G6)$$

Häufig wird ein Potenzgesetz für den radialen Verlauf der Temperatur und damit auch der Schallgeschwindigkeit $c_s(r)$ angenommen (z. B. Frank u. a., 2002), so dass $H(r)$ als

$$H(r) = H_0 \left(\frac{r}{R_\star} \right)^\beta \quad (2.1-G7)$$

dargestellt werden kann.

Neben dieser analytischen Lösung gibt es weitere, zum Beispiel von Pringle (1981) oder Kalnajs (1972), die jeweils auf unterschiedlichen Vernachlässigungen und Annahmen basieren.

In manchen Fällen ist es nützlicher, mit vertikal integrierten Größen zu arbeiten. Insbesondere gilt dies für die Oberflächendichte Σ :

$$\Sigma = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho \, dz. \quad (2.1-G8)$$

Für das Shakura-Sunyaev-Scheibendichteprofil ergibt sich mit $\Sigma_0 = \sqrt{2\pi} \rho_0 h_0$:

$$\Sigma_{\text{ShaSun}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{\text{ShaSun}} \, dz = \sqrt{2\pi} \rho_0 h_0 \left(\frac{r}{R_\star} \right)^{\beta-\alpha} = \Sigma_0 \left(\frac{r}{R_\star} \right)^{\beta-\alpha}. \quad (2.1-G9)$$

Hierauf basiert ein häufig verwendetes Vergleichsprofil, das als MMSN-Modell¹ bezeichnet wird:

$$\Sigma_{\text{MMSN}} = 1700 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \cdot \left(\frac{r}{1 \text{ AE}} \right)^{-1.5}. \quad (2.1\text{-G10})$$

Es beschreibt die minimale Masse, die nötig war, um das Sonnensystem zu formen, und geht auf Weidenschilling (1977) zurück.

Die innerhalb des Radiuses R_0 eingeschlossene Masse ergibt sich im Allgemeinen durch Volumenintegration der Dichteverteilung. Für den Fall des Shakura-Sunyaev-Scheibendichteprofils ergibt sich:

$$M_{\text{ShaSun}}(R_0) = \begin{cases} \frac{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \rho_0 h_0}{-\alpha + \beta + 2} \cdot \left(\frac{R_0}{R_\star} \right)^{-\alpha + \beta} \cdot R_0^2, & \text{falls } -\alpha + \beta + 1 \neq -1 \\ (2\pi)^{\frac{3}{2}} \rho_0 R_\star^{\alpha - \beta} h_0 \ln \left[\frac{R_0}{R_{\text{in}}} \right], & \text{sonst.} \end{cases} \quad (2.1\text{-G11})$$

wobei für den Fall $-\alpha + \beta + 1 = -1$ ein Innenradius R_{in} zur Vermeidung einer Singularität berücksichtigt werden muss.

Für die zeitliche Entwicklung der Dichteverteilung einer protoplanetaren Scheibe sind dissipative Effekte von nicht zu vernachlässigender Bedeutung. Es ist aber nicht bekannt, welche Mechanismen mit welchen Anteilen zur Energiedissipation in einer solchen Scheibe beitragen. Genannt werden zum Beispiel die molekulare Reibung, Wirbelbildung oder der Einfluss von Magnetfeldern wie er im Abschnitt 2.3.3 und Kapitel 6 näher beschrieben wird. Shakura und Sunyaev (1973) haben deshalb eine heuristische Parametrisierung der Viskosität eingeführt, die als $\tilde{\alpha}$ -Viskosität bekannt ist und vielfach verwendet wird.

$\tilde{\alpha}$ -Parametrisierung der Viskosität:

$$\tilde{\nu} = \tilde{\alpha} c_s H(r) \quad (2.1\text{-G12})$$

mit der bereits bekannten Skalenhöhe $H(r)$ (siehe Gleichung 2.1-G5) und $0 \leq \tilde{\alpha} \leq 1$. Anschaulich sagt $\tilde{\nu}$ damit aus, dass der größtmögliche Wirbel in einer Scheibe nicht größer sein kann als deren vertikale Ausdehnung $H(r)$ und dieser sich höchstens mit der Geschwindigkeit c_s bewegt.

Durch die viskose Entwicklung der protoplanetaren Scheibe entsteht Turbulenz und Drehimpuls wird aus den inneren in die äußeren Bereiche der Scheibe umverteilt. Das kann dazu führen, dass der innere Rand der Scheibe die Roche-Grenze des Zentralsterns überschreitet und dann Material auf den Stern akkretiert wird. Somit transportiert die Scheibe auch Material zum Stern. Sie wird in solchen Fällen als **Akkretionsscheibe** bezeichnet. Die dabei freigesetzte potentielle Energie der einfallenden Materie wird als Akkretionsleuchtkraft L_{akk} abgestrahlt. Diese ist proportional zum zeitlichen Massefluss \dot{M} , der sogenannten Akkretionsrate (siehe Frank u. a., 2002).

Zusätzlich wird innerhalb der protoplanetaren Scheibe potentielle Energie durch **viskose Heizung** in thermische Energie umgewandelt. Die dabei entstehende Heizrate pro Einheitsoberfläche ergibt sich zu (z. B. Montesinos Armijo, 2012):

$$Q^+ = \frac{9}{4} \tilde{\nu} \Sigma \Omega^2. \quad (2.1\text{-G13})$$

¹MMSN ist hierbei ein Akronym des englischen Begriffs *minimum mass solar nebula*.

Die Abstrahlung dieser Energie erfolgt über die kontinuierliche Emission der Staubpartikel und über Linienemission der Gasmoleküle in der Scheibe (z. B. Bruderer u. a., 2009).

2.1.2 Staubkomponente protoplanetarer Scheiben

In erster Näherung ist es möglich, die Verteilung des Staubs in einer protoplanetaren Scheibe mit Hilfe der Gasdichteverteilung zu beschreiben. In diesem Fall wird angenommen, dass die Staubpartikel ideal an die Bewegung der sie umgebenden Gaspartikel koppeln (Wolf u. a., 2012). Dann lässt sich die Staubverteilung ρ_{Staub} durch eine mit dem Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis η multiplizierte Gasdichteverteilung ρ_{Gas} (vgl. 2.1.1) beschreiben:

$$\rho_{\text{Staub}}(r, z, \varphi) = \eta \cdot \rho_{\text{Gas}}(r, z, \varphi). \quad (2.1-G14)$$

In diesen Fällen kann auch einheitlich von der Dichteverteilung der Scheibe gesprochen werden². Die Kopplung zwischen Staub und Gas hängt hauptsächlich von der freien Weglänge l_{Weg} der Gaspartikel ab. Diese ergibt sich an einem Ort (R_0, z_0, φ_0) aus dem lokalen mittleren Molekülgewicht $\hat{\mu}$, dem Wirkungsquerschnitt der lokal vorkommenden Gaspartikel σ_{quer} und dem Wert der Gasdichteverteilung ρ_{Gas} an diesem Ort.

Mittlere freie Weglänge:

$$l_{\text{Weg}} = \frac{\hat{\mu}}{\sigma_{\text{quer}} \rho_{\text{Gas}}} \quad (2.1-G15)$$

Mit den für die Mittelebene von protoplanetaren Scheiben typischen Werten von $\hat{\mu} \approx 4 \cdot 10^{-24}$ g, $\sigma_{\text{quer}} \approx 2 \cdot 10^{-15}$ cm² und $\rho_{\text{Gas}} \approx 10^{-14}$ g/cm³ ergibt sich eine mittlere freie Weglänge der Gaspartikel von $l_{\text{Weg}} \approx 2 \cdot 10^5$ cm. Staubpartikel mit Radien $a < 9/4 l_{\text{Weg}}$ befinden sich im Epstein Regime und ihre Kopplung an das Gas kann über die Stokeszahl St berechnet werden (z. B. Birnstiel u. a., 2010a).

Stokeszahl:

$$St(a) = \frac{\rho_{\text{Mat}} a \Omega}{\rho_{\text{Gas}} c_s} \quad (2.1-G16)$$

Hierbei ist ρ_{Mat} die Materialdichte des Staubs, a der Staubkornradius, Ω die orbitale Keplergeschwindigkeit und c_s die Schallgeschwindigkeit (siehe Gleichung 2.1-G6).

Für $St \ll 1$ folgen die Staubpartikel ideal dem sie umgebenden Gas. Im angebrachten Beispielfall gilt dies bis zu einem Staubkornradius von etwa $a = 100 \mu\text{m}$, für den sich bei einer typischen Temperatur in der Scheibenmittelebene von 20 K (Beckwith u. a., 2000) eine Stokeszahl von 0.02 ergibt. Mit größer werdenden Stokeszahlen entkoppeln Staub- und Gaspartikel und die Verteilung der Staubkörner weicht mitunter erheblich von der Gasdichteverteilung ab. Entkoppelte Staubpartikel zeigen die Tendenz, zur Mittelebene der Scheibe abzusinken (**Sedimentation**, z. B. Fromang und Papaloizou 2006; D'Alessio u. a. 2006) und zum Stern hin durch die Scheibe (**Segregation**, z. B. Gräfe u. a. 2013) zu

²Nur im Kapitel 6 wird eine Staubverteilung mit deutlichen Unterschieden zur Gasdichteverteilung untersucht.

wandern (Beckwith u. a., 2000; Birnstiel u. a., 2010a,b; Testi u. a., 2014). Beide Prozesse konnten durch Gräfe u. a. (2013) anhand von räumlich aufgelösten Beobachtungen in der protoplanetaren Scheibe des Butterfly Stars nachgewiesen werden.

Die Positionen und Bewegungen der Partikel (indiziert durch Par) innerhalb der protoplanetaren Scheibe lassen sich über die folgenden Bewegungsgleichungen bestimmen (Klahr und Henning, 1997). Hierbei wird die Kopplung an das Gas berücksichtigt.

Staub-Bewegungsgleichungen in sphärischen Koordinaten

$$\frac{\partial v_r^{\text{Par}}}{\partial t} = \frac{(v_r^{\text{Gas}} - v_r^{\text{Par}})}{\tau_t} + \frac{l_\vartheta^2}{r^3} + \frac{l_\varphi^2}{r^3(\sin \vartheta)^2} - \frac{GM_\star}{r^2} \quad (2.1-G17)$$

$$\frac{\partial l_\vartheta}{\partial t} = \frac{(v_\vartheta^{\text{Gas}} \cdot r - l_\vartheta)}{\tau_t} + \frac{l_\varphi^2 \cdot \cos \vartheta}{r^2(\sin \vartheta)^3} \quad (2.1-G18)$$

$$\frac{\partial l_\varphi}{\partial t} = \frac{v_\varphi^{\text{Gas}} \cdot r \cdot \sin \vartheta - l_\varphi}{\tau_t} \quad (2.1-G19)$$

wobei $l_\vartheta = v_\vartheta^{\text{Par}} \cdot r$ und $l_\varphi = v_\varphi^{\text{Par}} \cdot r \cdot \sin \vartheta$ sind. τ_t ist die Kopplungszeit, sie ergibt sich aus $\tau_t = St/\Omega$.

Die Kopplungszeit τ_t ist über die Stokeszahl linear von der Staubkorngröße abhängig. Somit ist für die Verteilung des Staubs in einer protoplanetaren Scheibe auch die geometrische Größe der Staubpartikel entscheidend. Mathis u. a. (1977) zeigten die Notwendigkeit, den Staub des interstellaren Mediums (ISM) als Konglomerat einer Vielzahl von Partikeln verschiedenster Größe zu beschreiben. Diese lässt sich auch für protoplanetare Scheiben zeigen (z. B. Backman und Paresce, 1993). Werden die Staubteilchen als sphärische Partikel angenommen, ergibt sich für ihre Korngrößenverteilung aus theoretischen Überlegungen einer Kollisionskaskade (Dohnanyi, 1969) sowie aus Messungen (Savage und Mathis, 1979) der folgende Verlauf:

$$dn(a) \propto a^q da \quad \text{mit} \quad q = -3.5. \quad (2.1-G20)$$

In manchen Fällen genügt es, statt mit der gesamten Korngrößenverteilung mit dem volumengemittelten Kornradius a_{eff} oder dem oberflächengemittelten Kornradius a_{OM} zu arbeiten:

$$a_{\text{eff}} = \left(\left(\frac{1+q}{4+q} \right) \left(\frac{a_{\text{max}}^{4+q} - a_{\text{min}}^{4+q}}{a_{\text{max}}^{1+q} - a_{\text{min}}^{1+q}} \right) \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.1-G21)$$

$$a_{\text{OM}} = \left(\left(\frac{1+q}{3+q} \right) \left(\frac{a_{\text{max}}^{3+q} - a_{\text{min}}^{3+q}}{a_{\text{max}}^{1+q} - a_{\text{min}}^{1+q}} \right) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.1-G22)$$

Prinzipiell ist das Intervall der Kornradien nicht begrenzt. Eine Einschränkung erfolgt anhand von Messungen. Für das interstellare Medium wird das Kornradienintervall mit $a/1\mu\text{m} \in [0.005, 0.25]$ angenommen (Savage und Mathis, 1979). Mit dem volumengemittelten Kornradius a_{eff} ist es im Falle des Vorliegens einer Korngrößenverteilung möglich, eine vorliegende Massendichteverteilung der Staubpartikel ρ_{Staub} in eine Anzahldichtenverteilung Ψ_{Staub} umzurechnen.

Anzahldichtenbestimmung:

$$\Psi_{\text{Staub}} = \frac{\rho_{\text{Staub}}}{\frac{4}{3}\pi\rho_{\text{Mat}}a_{\text{eff}}^3} \quad (2.1\text{-G23})$$

Im Falle nur einer einzelnen Korngröße a_0 ist a_{eff} durch diese zu ersetzen.

Die Materialzusammensetzung des Staubs in protoplanetaren Scheiben ist Bestandteil aktueller Forschung und bisher nur in Grundzügen bekannt. Dabei sind die Materialien des Staubkomposits zu einem wesentlichen Anteil für die optischen Eigenschaften des Staubs verantwortlich³. Als gesichert gilt, dass Silikate einen Hauptbestandteil des Staubs bilden, da in den allermeisten beobachteten protoplanetaren Scheiben eine Absorptions- beziehungsweise Emissionsbande bei Wellenlängen um $9.8\ \mu\text{m}$ nachgewiesen werden kann (z. B.: Bouwman u. a., 2001; Meeus u. a., 2003). Diese geht auf Silikate zurück, weshalb sie auch Silikatbande genannt wird (z. B. Draine, 2003). Des Weiteren sind Graphit, (Wasser-)Eis und eine Vielzahl weiterer Moleküle und Materialien Bestandteil des Staubs (z. B. Draine, 2003). In dieser Arbeit wird eine Zusammensetzung aus 62.5 % astronomischen Silikats, 25 % Graphits mit senkrechter und 12.5 % Graphits mit paralleler Polarisation zur kristallographischen c-Achse angenommen (Draine und Malhotra, 1993), die schon viele Beobachtungen erklären konnte (z. B.: HH30, Madlener u. a. 2012; CB26, Sauter u. a. 2009 und den Butterfly Star, Wolf u. a. 2003; Gräfe u. a. 2013). Die optischen Daten entstammen Weingartner und Draine (2001).

Weiterhin ist es inzwischen nachgewiesen, dass der Staub in protoplanetaren Scheiben ab einer bestimmten Größe von einer Kugelgestalt abweicht und porös sein kann. Beides beeinflusst die optischen Eigenschaften. Deren Berechnung ist derzeit aber nur im beschränkten Maße möglich. Untersuchungen hierzu sind zum Beispiel von Mutschke u. a. (2009), Kirchschrager und Wolf (2013) und Kirchschrager und Wolf (2014) durchgeführt worden.

Mathis u. a. (1977) zeigten, dass die maximale Größe von Staubkörnern im interstellaren Medium kleiner als $1\ \mu\text{m}$ sein muss. Häufig lassen sich die Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben allerdings nur durch weitaus größere Staubkörner erklären (z. B. Ubach u. a., 2012; Gräfe u. a., 2013). Folglich muss es im Rahmen der Entstehung und Entwicklung des jungen Sterns und der protoplanetaren Scheibe zu Staubkornwachstum gekommen sein (Mannings und Emerson, 1994). Ein denkbare Resultat des Staubkornwachstum sind Planetesimale und Planeten (z. B. Dominik u. a., 2007).

2.2 Planetenentstehung

Die genauen Mechanismen der Planetenentstehung sind heute noch nicht eindeutig bekannt. Prinzipiell gibt es zwei unterschiedliche Szenarien und Mischformen (z. B. Mordasini u. a., 2010). Bei der Planetenentstehung entsprechend des **Kernakkretionsmodells** (z. B. Lissauer und Stevenson, 2007; Mordasini u. a., 2012b; Benz u. a., 2014) wachsen kleinere Staubkörner durch Agglomeration immer weiter an und bilden schließlich größere Gesteinsbrocken. Diese nehmen weiterhin Staubkörner auf oder verbinden sich mit anderen

³Labormessungen können der DOCCD-Datenbank der Universität Jena entnommen werden (Weiprecht, 2004).

Brocken. Dabei kommt es zu oligarchischem Wachstum. Wenige dieser Objekte schaffen es schließlich, innerhalb weniger Millionen Jahre zu Planetenkernen und erdähnlichen Gesteinsplaneten zu werden. Diese sammeln dann zusätzlich Gas aus der protoplanetaren Scheibe auf und vergrößern ihre Masse immer weiter. Nach 10^7 bis 10^8 Jahren ist so ein jupiterähnlicher Planet entstanden. Die lange Entstehungszeit ist ein Hauptproblem dieser Theorie, da sie die typische Lebensdauer von protoplanetaren Scheiben überschreitet. Zusätzlich fragmentieren größere Staubagglomerate ab einer gewissen Größe sehr leicht bei Kollisionen mit anderen Partikeln (Brauer u. a., 2008; Birnstiel u. a., 2010b; Zsom u. a., 2010; Schräpler und Blum, 2011).

Auf der anderen Seite ist es physikalisch aber genauso möglich, einen jupiterähnlichen Planeten durch Gravitationsinstabilitäten (z. B. Durisen u. a., 2007; Janson u. a., 2012) in der Scheibe zu formen. In der kalten Mittelebene einer protoplanetaren Scheibe können lokale Turbulenzphänomene zu Gravitationsinstabilität und zur Fragmentation der Scheibe führen. Innerhalb weniger tausend Jahre formt sich hier dann ein neuer jupiterähnlicher Planet. Allerdings ist nicht klar, ob die hierfür nötigen lokalen Dichten in protoplanetaren Scheiben erreicht werden können (z. B. Boss, 2007; Meru und Bate, 2010; Cai u. a., 2010).

2.3 Wechselwirkungsprozesse in protoplanetaren Scheiben

2.3.1 Planet-Scheibe-Wechselwirkung

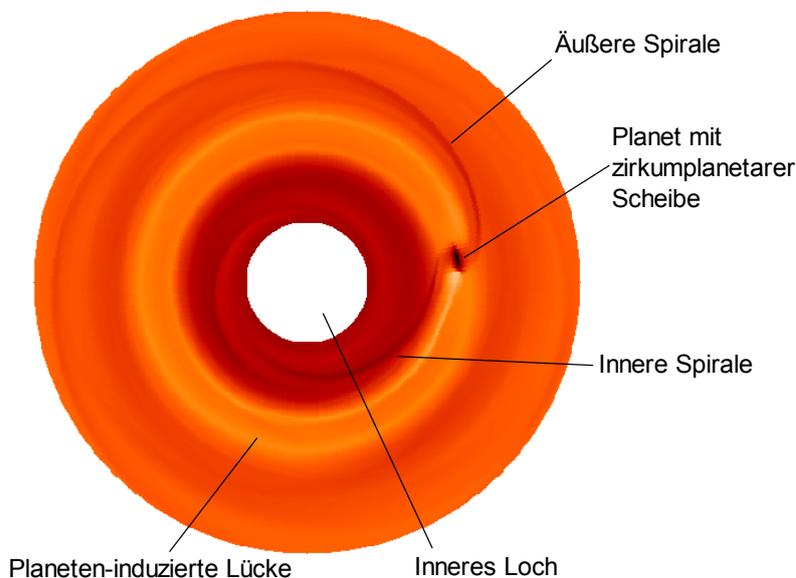


Abbildung 2.3-A1: Qualitative Darstellung der wichtigsten Strukturen, die in einer protoplanetaren Scheibe durch die Wechselwirkung mit einem massereichen Planeten hervorgerufen werden. Die Abbildung beruht auf einer Simulation, die im Kapitel 3 detailliert beschrieben wird. Das Planet-zu-Sternmasse-Verhältnis beträgt 0.001. Der Planet öffnet eine Lücke und induziert Spiralarme.

Ein Planet stellt in Abhängigkeit seiner Masse eine gravitative Störung des Systems aus Zentralgestirn und umgebender Scheibe dar. Mit Hilfe eines Störungsansatzes und einer Spektralmethode lassen sich bereits wesentliche Aspekte der Planet-Scheibe-Wechselwirkung analytisch beschreiben. Dieser Ansatz ist für die Dichtewellentheorie von galaktischen Scheiben aus Sternen zuerst gefunden worden (Lindblad, 1958) und wurde von Goldreich

und Tremaine (1979) und Lin und Papaloizou (1986) auf den hier beschriebenen Fall adaptiert. Gute Zusammenfassungen zu diesem Themenaspekt liefern Armitage (2010) sowie Kley und Nelson (2012).

Als Lösung des Störungsansatzes ergeben sich für einen Planeten, dessen Orbit koplanar zur protoplanetaren Scheibe ist, Bereiche in der Scheibe, die in Resonanz zu seinem Umlauf Ω_P und seiner großen Halbachse a_P stehen. Sie werden als Lindblad- und Korotations-Resonanzen bezeichnet.

Lindblad-Resonanz:

$$\omega_{\text{LR}} = \frac{m}{m \pm 1} \Omega_P \quad \text{mit} \quad m \in \mathbb{N}_{>1}, \text{ bzw.} \quad (2.3\text{-G1})$$

$$r_{\text{LR}} = \left(1 \pm \frac{1}{m}\right)^{\frac{2}{3}} a_P. \quad (2.3\text{-G2})$$

Die **inneren** Lindblad-Resonanzen sind durch $-$, die **Äußeren** durch $+$ repräsentiert. Innen und Außen beziehen sich hier auf die Planetenbahn mit der großen Halbachse a_P .

Korotations-Resonanz:

$$\omega_{\text{KR}} = \Omega_P \quad (2.3\text{-G3})$$

Die Korotations-Resonanz erzeugt entlang der Planetenbahn eine Struktur, die auf Grund ihrer Ähnlichkeit zu einem Hufeisen auch als Hufeisenregion bezeichnet wird. An den Lindblad-Resonanzen induziert der Planet spiralförmige Dichtewellen in die Dichtestruktur der protoplanetaren Scheibe. Damit fügt der Planet der äußeren Spiralwelle und damit der äußeren Scheibe Drehmoment hinzu, während er der inneren Spiralwellen und Scheibenregion diesen entzieht. Es wirkt so, als schiebe der Planet die Scheibe von sich weg. Die Ausprägung dieses Effekts hängt entscheidend vom induzierten Drehmoment und damit direkt von der Planetenmasse sowie vom Wirken dissipativer Effekte ab. Nichtsdestoweniger ist es möglich, dass eine Lücke (*engl.*: gap) in der Scheibendichteverteilung entsteht. Beispielhaft sind diese Lücke und die bereits angesprochenen Spiralwellen in der Abbildung 2.3-A1 gezeigt. Damit diese Lücke dauerhaft geöffnet bleibt, muss die Planetenmasse M_P groß genug sein, um die folgenden Kriterien zu erfüllen:

Viskositätskriterium (Lin und Papaloizou, 1993):

$$\frac{M_P}{M_\star} > 40 \tilde{\alpha} \left(\frac{H(r)}{r}\right)^2, \quad (2.3\text{-G4})$$

Thermisches Kriterium (Nelson und Papaloizou, 2003):

$$\frac{M_P}{M_\star} > 3 \tilde{\alpha} \left(\frac{H(r)}{r}\right)^3. \quad (2.3\text{-G5})$$

Häufig werden Werte von $M_\star = 1 M_\odot$, $\tilde{\alpha} \approx 0.005$ und $\frac{H(r)}{r} \approx 0.025$ für protoplanetare Scheiben angenommen (z. B. Kley und Nelson, 2012), so dass ein Planet mindestens 10% der Masse des Jupiters besitzen muss, damit eine Lücke dauerhaft geöffnet bleibt. Für

darunterliegende Planetenmassen existieren die spiralförmigen Dichtewellen und partial geöffnete Lücken, die nicht entlang des gesamten Orbits des Planeten geöffnet bleiben.

Die Veränderungen der Dichtestruktur der protoplanetaren Scheibe haben ebenfalls Konsequenzen für den Planeten selbst. Wesentlich hierbei ist ein Einfluss der protoplanetaren Scheibe auf die Bahnelemente (große Halbachse, Inklination und Exzentrizität) des Planeten (Kley und Nelson, 2012). Insbesondere ist eine zeitliche Änderung der großen Halbachse von Bedeutung, welche als Migration bezeichnet und in drei Typen aufgeteilt wird.

Die **Migration Typ I** wurde bereits von Goldreich und Tremaine (1979) beschrieben und ist vor allem für solche Planeten von Bedeutung, deren Masse M_P nicht ausreicht, eine dauerhafte Lücke in der Dichtestruktur der protoplanetaren Scheibe zu öffnen. Die in diesem Fall weiterhin auftretenden spiralförmigen Dichtewellen wirken ein Drehmoment T_Z auf den Planeten aus. Sie bewirken eine zeitliche Änderung der großen Halbachse des Planeten von:

$$\dot{a}_P = \frac{2 T_Z}{\Omega_P M_P a_P}. \quad (2.3-G6)$$

Das Vorzeichen des ausgewirkten Drehmoments T_Z gibt hierbei an, ob sich der Bahnradius vergrößert oder verkleinert. Mit Gleichung 2.3-G6 lässt sich die Migrationszeit für die Migration Typ I abschätzen:

$$\tau_{\text{mig, 1}} = \frac{a_P}{|\dot{a}_P|} = \frac{\Omega_P M_P a_P^2}{2 |T_Z|}. \quad (2.3-G7)$$

Für einen Planeten mit der Masse der Erde und einer großen Halbachse von einer Astronomischen Einheit, der in den solaren Nebel geringster Masse (vgl. Gleichung 2.1-G10) eingebettet ist, ergibt sich eine Migrationszeit von etwa 10^5 Jahren bis zum Erreichen des Zentralsterns (Kley und Nelson, 2012).

Im Falle von Planeten, deren Masse so hoch ist, dass sie in der Lage sind, dauerhaft eine Lücke in der Dichtestruktur der protoplanetaren Scheibe zu öffnen, ist die **Migration Typ II** von Bedeutung (z. B. Ward, 1997). Bei dieser Form der Migration folgt der Planet der viskosen Entwicklung der protoplanetaren Scheibe. Die Scheibe bewegt sich im Laufe der Zeit im Gravitationspotential des Zentralgestirns immer weiter auf dieses zu. Für den Planeten, der eine dauerhafte Lücke in der Dichtestruktur der Scheibe geöffnet hat, hat das zur Folge, dass sich die Scheibe innerhalb seiner Bahn von ihm entfernt und die Äußere auf ihn zu kommt. Der Planet koppelt nun an die radiale, von der Viskosität $\tilde{\nu}$ abhängige, Drift des Gases (siehe Gleichung 2.1-G12):

$$\dot{a}_P \approx v_{\text{Drift}}(r) = -\frac{3\tilde{\nu}}{2r}. \quad (2.3-G8)$$

Somit lässt sich auch für die Migration Typ II eine Migrationszeit angeben:

$$\tau_{\text{mig, 2}} = -\frac{a_P}{\dot{a}_P} = \frac{a_P}{v_{\text{Drift}}} = -\frac{2 a_P^2}{3\tilde{\nu}}. \quad (2.3-G9)$$

Die Migrationszeit für einen Planeten mit der Masse des Jupiters und einer großen Halbachse von fünf Astronomischen Einheiten ist etwa 10^5 Jahre (Kley und Nelson, 2012).

Zusätzlich kann es zu **Migration Typ III** kommen (Masset und Papaloizou, 2003). Diese ist von Bedeutung, wenn der Planet bereits migriert, und kann sich verstärkend auf die zeitliche Änderungsrate des Bahnradius auswirken.

Insgesamt handelt es sich hierbei um Abschätzungen. Kley u. a. (2009) konnten in numerischen Hydrodynamiksimulationen zeigen, dass Richtung und Geschwindigkeit der Migration ebenfalls davon abhängen, welche Terme in den hydrodynamischen Grundgleichungen (vgl. Gleichungen 2.1-G1 bis 2.1-G3) berücksichtigt werden.

Ebenfalls beeinflusst die protoplanetare Scheibe auch die übrigen Bahnelemente des Planeten. Sowohl die Inklination der Planetenbahn zur Scheibenebene (Bitsch und Kley, 2010) als auch deren Exzentrizität (Bitsch und Kley, 2011) werden durch die Scheibe gedämpft, so dass innerhalb weniger hundert Umläufe eine kreisförmige Bahn des Planeten innerhalb der Scheibenebene entsteht. Ferner akkretiert der Planet in Abhängigkeit seiner Masse Material aus der Scheibe (z. B. Boley u. a., 2010).

Neben der beschriebenen gravitativen Wechselwirkung zwischen Scheibe und Planet wirkt sich die Einbettung des Planeten in eine protoplanetare Scheibe auch auf dessen Energiehaushalt aus (z. B. Mordasini u. a., 2012b). Das ist vor allem dann von Bedeutung, wenn die Masse des Planeten zu klein ist, um eine Lücke in der Dichtestruktur der Scheibe zu öffnen, oder wenn sich eine Hülle aus Gas und Staub um den Planeten befindet. Die Umgebung des Planeten absorbiert dann die vom Planeten ausgesandte thermische Abstrahlung (vgl. Abschnitt 2.5) und heizt sich dadurch auf. Durch diese Abschirmung verringert sich die Abkühlrate des Planeten, so dass ein eingebetteter Planet im Gegensatz zu einem freien Planeten gleicher Masse, eine höhere Temperatur besitzt (ähnlich dem Treibhauseffekt). Detailliert beschäftigen sich die Kapitel 3 und 4 mit der Beobachtbarkeit von Planet-Scheibe-Wechselwirkung.

2.3.2 Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung

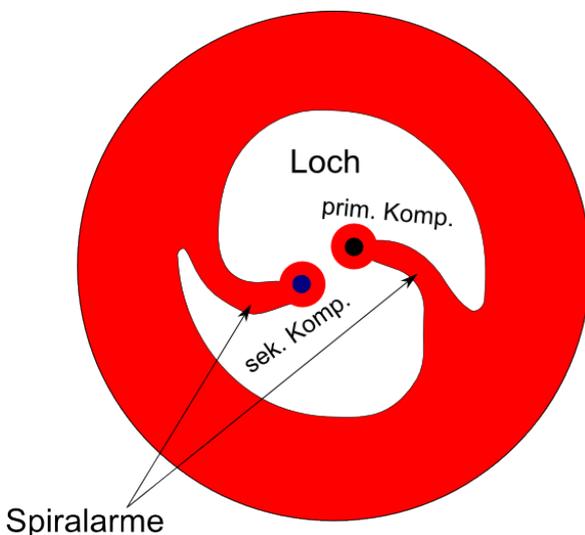


Abbildung 2.3-A2: Qualitative Darstellung der Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung. Die Abbildung zeigt das entstehende innere Loch in der Scheibe, die zirkumprimäre und -sekundäre Scheibe, sowie die Spiralarme.

Mit anwachsender Masse des Begleitobjekts wächst auch dessen Einfluss auf die Scheibendichtestruktur. Besonders im Fall eines binären Sternsystems ist dies augenscheinlich und es werden Massenverhältnisse zwischen Stern und Begleitobjekt, beziehungsweise zwischen primärer und sekundärer Sternkomponente, erreicht, die größer sind als 0.001. Dabei bleibt zu beachten, dass im Folgenden solche Binärsysteme betrachtet werden, deren große Halbachse klein gegen die typische Ausdehnung von protoplanetaren Scheiben ist. Bei weitseparierten Binärsystemen mit großen Halbachsen über 100 AE ist es

zu beobachten, dass jede Komponente des Binärsystems über eine eigene zirkumstellare Scheibe verfügt (vgl.: Regály u. a. 2011; Müller und Kley 2012; Rattenbury u. a. 2015). Nach ersten analytischen Abschätzungen durch Papaloizou und Pringle (1977) adaptierten Artymowicz und Lubow (1994) den analytischen Ansatz zur Beschreibung von Planet-Scheibe-Wechselwirkung (vgl. Abschnitt 2.3.1) für den Fall einer zirkumbinären Scheibe um ein binäres Sternensystem. Auch in diesem Fall ergeben sich die Lindblad- und Korrotationsresonanzen (siehe Gleichung 2.3-G2 und 2.3-G3) als Lösung. Das Binärsystem überträgt somit Drehimpuls auf die zirkumbinäre Scheibe. Hierdurch entfernt sich der Scheibeninnerand von dem Schwerpunkt des Binärsystems und es entsteht ein Bereich mit sehr geringer Dichte um die Binärsterne herum, der im Folgenden als Loch bezeichnet wird. Die Viskosität wirkt dem Entstehen dieses Lochs entgegen.

Die Größe des Lochs ist vor allem vom Massenverhältnis der Binärsterne μ , der Exzentrizität der orbitalen Bahn der Sekundärkomponente e und der Viskosität der Scheibe abhängig (Artymowicz und Lubow, 1994). Für $\mu > 0.1$ ergibt sich im Mittel ein Loch mit einem Radius, der etwa der zweifachen großen Halbachse des Binärsystems entspricht (Günther und Kley, 2002). Zusätzlich zum Drehimpulstransport kann Material von den Sternen akkretiert werden und es zur Bildung von zirkumprimären und -sekundären Scheiben um die jeweilige Komponente des Binärsystems innerhalb des Loches in der zirkumbinären Scheibe kommen. Wiederum in Abhängigkeit des Massenverhältnisses der Binärsterne μ , der Exzentrizität der orbitalen Bahn der Sekundärkomponente e und der Viskosität der Scheibe können im Laufe einer Periode des Binärsystems Spiralarme entstehen, die vom inneren Rand der Scheibe bis zu den Sternkomponenten reichen (z. B. Demidova und Shevchenko, 2014). Schematisch stellt die Abbildung 2.3-A2 diese Mechanismen dar. Sollte die orbitale Bahn der Sekundärkomponente nicht koplanar zur Scheibenmittelebene verlaufen, wird die Scheibenstruktur vor allem in der Vertikalen deutlich verändert (Demidova u. a., 2010). Die dabei auftretenden Effekte werden detailliert im Kapitel 5 beschrieben.

2.3.3 Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung

Neben der gravitativen Wechselwirkung der protoplanetaren Scheibe mit Planeten oder Binärsternen ist vor allem der Einfluss von Magnetfeldern ein möglicherweise dominanter Faktor in der Entwicklung dieser Scheiben. Sobald in der protoplanetaren Scheibe Ladungsträger vorhanden sind, koppeln diese an vorhandene Magnetfelder (z. B. stellares Magnetfeld). Ferner entstehen durch die Bewegung der Ladungsträger ebenfalls Magnetfelder und somit eine Wechselwirkung mit anderen Ladungsträgern in der Scheibe (Brandenburg und von Rekowski, 2007). Die mathematische Beschreibung ist in diesem Fall durch die Gleichungen der Magneto-Hydrodynamik möglich. Diese ergeben sich durch die Erweiterung der hydrodynamischen Grundgleichungen (vgl. Gleichung 2.1-G1 - 2.1-G3) um die Maxwell-Gleichungen.

Im Falle von protoplanetaren Scheiben sorgt die magnetische Kopplung für das Entstehen der Balbus-Hawley-Instabilität, die im Englischen auch als *magneto rotational instability* (MRI) bezeichnet wird (Balbus und Hawley, 1991). Die mit dieser Instabilität verbundene Turbulenz sorgt für einen Drehimpulstransport in der Scheibe und ist deshalb mit der Wirkung einer Viskosität vergleichbar (vgl. Abschnitt 2.1.1). Die notwendigen Ladungsträger

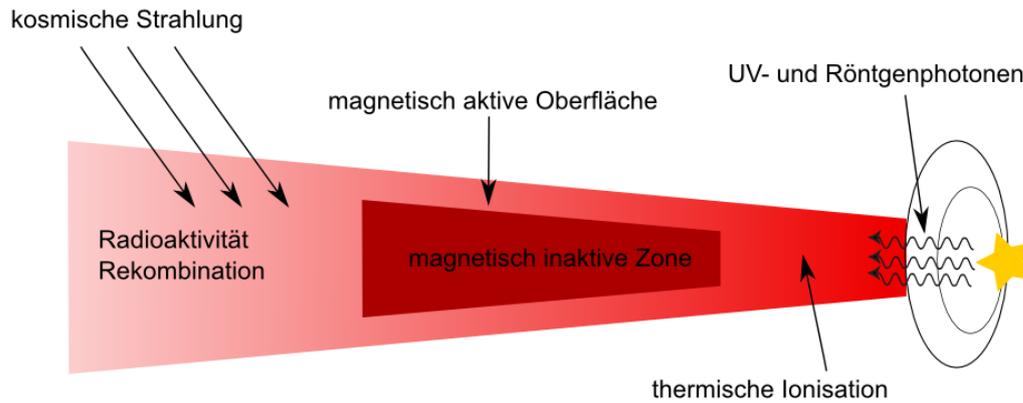


Abbildung 2.3-A3: Qualitative Darstellung des Wirkens der wichtigsten Ionisierungsprozesse in einer protoplanetaren Scheibe und der Lage der magnetisch inaktiven Zone. Die Abbildung ist eine Adaption einer ähnlichen Abbildung aus [Armitage \(2010\)](#).

entstehen durch Ionisation von (neutralen) Gasparkeln der protoplanetaren Scheibe. Es werden verschiedene Mechanismen mit unterschiedlichen Ionisierungsraten angenommen und diskutiert. Im Wesentlichen sind es:

Sternstrahlung im UV- und Röntgenbereich: Die direkte Sternstrahlung im UV- und Röntgenbereich ist in der Lage, das Gas der Scheibe zu ionisieren. Die Ionisierungszone ist dabei durch die wellenlängenabhängige Eindringtiefe der Strahlung in die protoplanetare Scheibe (vgl. optische Tiefe im Abschnitt 2.5) begrenzt ([Perez-Becker und Chiang, 2011](#); [Mohanty u. a., 2013](#)). In einem Abstand von einer Astronomischen Einheit zu einem sonnenähnlichen Stern können Ionisierungsraten bis 10^{-10} 1/s erreicht werden ([Garmire u. a., 2000](#)). Die Eindringtiefe ist dabei ebenfalls von den optischen Eigenschaften des Scheibenmaterials und der Dichtestruktur der Scheibe abhängig. Vor allem der Staub in einer protoplanetaren Scheibe beeinflusst die optischen Eigenschaften, so dass auch das Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis einen starken Einfluss besitzt.

Kosmische Strahlung: Im Vergleich zum UV- und Röntgenbereich ist die energiereiche, kosmische γ -Strahlung in der Lage, deutlich tiefer in die Scheibe einzudringen ([Umebayashi und Nakano, 1981](#)). Die Ionisierungsrate beträgt 10^{-17} 1/s (z. B. [Turner u. a., 2014](#)).

Radioaktivität: Noch geringer ist die Ionisierungsrate durch den radioaktiven Zerfall in einer protoplanetaren Scheibe. Sie beträgt in etwa 10^{-18} 1/s ([Umebayashi und Nakano, 2009](#)). Den Hauptbeitrag ([Turner u. a., 2014](#)) leistet der β^+ -Zerfall von ^{26}Al mit einer Halbwertszeit von 700 000 Jahren ([Thomas u. a., 1984](#)).

Thermische Stoßionisation: Diese Art der Ionisierung ist vor allem bei Umgebungstemperaturen $T \geq 1000 \text{ K}$ von Bedeutung (z. B. [Turner u. a., 2014](#)). In einer protoplanetaren Scheibe werden diese Temperaturen nur in geringem Abstand zum Stern $d < 1 \text{ AE}$ oder in bestimmten Schichten an der Scheibenoberfläche erreicht. Die Ionisierungsrate ist in diesem Fall stark von den Materialeigenschaften, der lokalen Dichte und Temperatur abhängig.

Weiterhin kann es zur Rekombination von Ladungsträgern kommen. Schematisch ist das Wirken aller Prozesse in der Abbildung 2.3-A3 dargestellt.

Die unterschiedlichen Ionisierungsprozesse verdeutlichen, dass die Ladungsträgerdichte in einer protoplanetaren Scheibe sehr stark vom Ort abhängt. Das entstehende Gemisch aus neutralen und geladenen Teilchen kann als Plasma aufgefasst werden, das als solches über einen ohm'schen Leitwert verfügt und nach Quasineutralität strebt. Deshalb kann es, zumindest lokal, zu ambipolarer Diffusion kommen. Zusätzlich tritt bei der Bewegung von Ladungsträgern im Magnetfeld der Hall-Effekt auf (Turner u. a., 2014). Zusammenfassend hängt es von der Dichte und der Magnetfeldstärke ab, ob ohm'sche Leitung, ambipolare Diffusion oder der Hall-Effekt in einem Bereich der Scheibe dominieren. Welche dieser Effekte wo und wie in der protoplanetaren Scheibe zum Tragen kommen, ist derzeit Bestandteil aktueller Forschung (z. B. Bai, 2014; O'Keeffe und Downes, 2014; Lesur u. a., 2014).

Dennoch kommt es vor, dass die Ladungsträgerdichte vor allem in den dichten Regionen der Scheibe um die Mittelebene so gering ist, dass die magnetische Kopplung vernachlässigt werden kann. Dieser Bereich wird deshalb als magnetisch inaktive Zone (*engl.*: dead zone) bezeichnet (Turner u. a., 2007; Armitage, 2010). Gerade der Übergang zwischen magnetisch inaktiver und aktiver Zone kann deutliche Änderungen in der Scheibendichteverteilung hervorrufen. Dazu gehört ebenfalls eine rotationssymmetrische Reduzierung der Gasdichte, die von ihrem Aussehen her deutlich an eine planeten-induzierte Lücke (vgl. Abschnitt 2.3.1) erinnert.

Im Vergleich zur Planet-Scheibe- und Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung, bei denen vor allem das Massenverhältnis von Planet und Stern, beziehungsweise sekundärer und primärer Sternkomponente, für die Veränderung der Scheibendichtestruktur verantwortlich ist, ist die Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung von deutlich mehr Parametern beeinflusst, so dass eine detailliertere Beschreibung der auftretenden Strukturen erst im Kapitel 6 gegeben wird.

2.3.4 Weitere Wechselwirkungsmechanismen

Neben den drei bisher beschriebenen Wechselwirkungsmechanismen sind weitere Effekte bekannt, welche die Struktur einer protoplanetaren Scheibe deutlich beeinflussen können. Sie werden in der vorliegenden Arbeit nicht untersucht und deshalb nur kurz beschrieben.

2.3.4.1 Gravitationsinstabilität

Solange die Gesamtmasse einer protoplanetaren Scheibe klein gegenüber der Masse des Zentralsterns ist, wird das Gravitationspotential durch den Stern dominiert. Sobald aber die Scheibenmasse so groß ist, dass die protoplanetare Scheibe selbst das Gravitationspotential nennenswert beeinflusst, wird die Scheibe selbstgravitierend (Papaloizou und Lin, 1995). Es kann hierdurch zur Fragmentation einzelner Scheibenbereiche kommen (z. B. Mayer u. a., 2004). Insbesondere lässt sich die Scheibe aber nicht mehr mit dem Shakura-Sunyaev-Scheibendichteprofil (siehe Gleichung 2.1-G4) beschreiben. Solange das Toomre-Kriterium (Toomre, 1964) erfüllt ist, ist eine protoplanetare Scheibe nicht selbstgravitierend.

Toomre-Kriterium:

$$Q_T = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma_{\text{Scheibe}}} > 1 \quad (2.3-G10)$$

Dabei entspricht Ω der Keplergeschwindigkeit einer Probemasse mit $M_{\text{Probe}} \ll M_*$ im Abstand r vom Stern.

Bei allen in dieser Arbeit verwendeten Scheiben gilt stets $Q_T > 1$.

2.3.4.2 Strahlungsdruck, Sublimation und Photoevaporation

Sowohl die Sternstrahlung als auch die Strahlung von anderen, leuchtkräftigen Sternen in der Umgebung einer protoplanetaren Scheibe kann in Abhängigkeit der Wellenlänge die Struktur dieser verändern (Williams und Cieza, 2011). Durch den Strahlungsdruck, der auf die Gas- und Staubteilchen in der protoplanetaren Scheibe einwirkt, wird Impuls übertragen und das Material aus dem Schwerefeld des Zentralsterns entfernt. Zusätzlich kann die eintreffende Strahlung – egal von welcher Quelle – die Staubpartikel so stark erhitzen, dass diese sublimieren und ihre Eigenschaften somit grundlegend ändern.

Reicht die übertragene Energie nicht zur Sublimation aus, kann das Teilchen dennoch genügend Energie erhalten, um durch seine thermische Eigenbewegung aus dem Schwerefeld des Zentralgestirns zu entfliehen (Bally und Scoville, 1982; Hollenbach u. a., 1994; Wolf u. a., 2012). Dieser Prozess wird als Photoevaporation bezeichnet. Für die vom Zentralstern kommende Strahlung wirken diese Prozesse vor allem am Scheibeninnenrand, so dass es zur Bildung eines inneren Lochs in der Scheibe kommen kann (Dullemond u. a., 2007). Für Strahlung von anderen Sternen sind diese Effekte in der Nähe von sogenannten O-B-Assoziationen⁴ bedeutend (Johnstone u. a., 1998; Adams u. a., 2006).

2.3.4.3 Sternenwinde

Wie unsere Sonne besitzen auch andere Sterne einen Sternenwind aus geladenen Teilchen. Diese können ihren Impuls auf die Gas- und Staubpartikel der Scheibe übertragen und diese ebenso aus dem Schwerefeld des Sterns entfernen (z. B. Schnepf u. a., 2014).

2.3.4.4 Stern-Stern-Interaktion

Innerhalb unserer Milchstraße bewegen sich die meisten Sterne um das Zentrum der Galaxie. Gleichzeitig besitzen viele Sterne eine Relativbewegung zueinander, so dass es mitunter zu Begegnungen kommt und Sterne gravitativ aneinander gestreut werden. Besitzt mindestens einer dieser Sterne eine protoplanetare Scheibe, ist davon auszugehen, dass diese Begegnung die Dichtestruktur der Scheibe verändert (z. B. Craig und Krumholz, 2013).

⁴Lokal gehäufte Ansammlung von Sternen des Spektraltyps O und B, die das gleiche Alter besitzen.

2.4 Numerische Simulation der Struktur von protoplanetaren Scheiben

In der vorliegenden Arbeit werden die Planet-Scheibe-, Binärsystem-Scheibe- und Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung mit numerischen Simulationen der Scheibendichtestruktur beschrieben. Diese Simulationen werden von unterschiedlichen, internationalen Kooperationspartnern durchgeführt und zur Verfügung gestellt. Es werden dafür zwei generell unterschiedliche Ansätze verfolgt, die für die jeweilige Anwendung optimal erscheinen.

2.4.1 Gitterbasierte Methoden

Die Scheibe wird durch die Grundgleichungen der Hydrodynamik (siehe Gleichungen 2.1-G1 bis 2.1-G3) oder deren Erweiterung zur Magneto-Hydrodynamik beschrieben. Alle Größen, wie zum Beispiel Dichte und Geschwindigkeit, werden in den Zellen eines ortsfesten Gitters definiert (z. B. Shore, 2007). Bei den verwendeten Gleichungen handelt es sich um ein System gekoppelter, partieller Differentialgleichungen. Diese werden mit verschiedenen, hochentwickelten Verfahren, wie zum Beispiel Riemann- oder Godunovlösern (z. B. Hirsch, 1990), gelöst. Die Anfangsbedingungen definieren die Lösung. Es wird hierfür eine initiale Dichteverteilung der Scheibe vorgegeben, die sich dann zeitlich entwickelt. Häufig werden Standardverteilungen wie der solare Nebel geringster Masse verwendet (vgl. Gleichung 2.1-G10). Im Kapitel 6 wird dazu übergegangen, an Beobachtungen geeichte Profile für diesen Schritt zu verwenden. Die gitterbasierte Methode lässt sich besonders einfach mit dem Strahlungstransport-Programm MC3D (siehe Abschnitt 2.6) verbinden, da auch dieses gitterbasiert ist. Die Gesamtmasse M_{ges} eines Modells innerhalb eines Gitters mit insgesamt $N_Z \in \mathbb{N}$ Zellen kann über die Dichte ρ_i in der i -ten Zelle und deren Volumen V_i wie folgt angegeben werden:

$$M_{\text{ges}} = \sum_{i=1}^{N_Z} \rho_i \cdot V_i. \quad (2.4-G1)$$

Eine gitterbasierte Methode wird für die Simulationen zur Planet-Scheibe- (Kapitel 3 und 4) und Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung (Kapitel 6) verwendet. Allerdings ist diese Methode für die Simulation von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung wenig gut geeignet, da dort sehr komplizierte Scheibengeometrien auftreten, die in einem (sphärischen) Gitter nicht in geeigneter Weise darstellbar sind.

2.4.2 Partikelbasierte Methoden

Gerade komplizierte Geometrien sind die Stärke der partikelbasierten Methoden (*engl.*: smoothed particle hydrodynamics, SPH, z. B. Monaghan 2012). Auch mit ihr werden die Grundgleichungen der Hydrodynamik (siehe Gleichungen 2.1-G1 bis 2.1-G3) gelöst. Allerdings wird das hydrodynamische Fluid in viele kleine Teile, die Partikel, zerlegt und die Eigenschaften, wie zum Beispiel Dichte und Geschwindigkeit, für diese Partikel

definiert. Damit liegen die jeweiligen Eigenschaften dann nur am Ort eines Partikels vor. Es wird angenommen, dass ein Partikel nur mit anderen Partikeln im Umkreis der Glättungslänge (*engl.*: smoothing length) wechselwirkt. Durch diese Diskretisierung entsteht aus den hydrodynamischen Grundgleichungen ein System aus gewöhnlichen, gekoppelten Differentialgleichungen, das effizient gelöst werden kann (z. B. Press u. a., 2007). Auch bei dieser Methode werden Anfangs- und Randbedingungen vorgegeben. SPH-Simulationen sind im Vergleich zu gitterbasierten Methoden äußerst robust, so dass auch bei ungünstiger Wahl von Anfangs- und Randbedingungen eine Lösung gefunden wird (z. B. Agertz u. a., 2007). Dies ist ebenso eine Schwäche des Verfahrens, weil die Endergebnisse stets auf physikalische Korrektheit hin untersucht werden müssen. Weiterhin werden die oberen Schichten einer protoplanetaren Scheibe in diesen Simulationen nur durch sehr wenige Partikel repräsentiert (z. B. Fouchet u. a., 2010). Insgesamt werden äußerst viele Partikel und damit sehr lange Rechenzeiten (mehrere Wochen) benötigt, um eine für den Strahlungstransport mit MC3D genügend fein aufgelöste Simulation durchzuführen.

2.5 Strahlungstheorie

Die wesentliche Energiequelle im System der hier betrachteten protoplanetaren Scheibe ist der Zentralstern, beziehungsweise das binäre Sternsystem im Falle von zirkumbinären Scheiben. Die Sternstrahlung kann an den Staubkörnern in der protoplanetaren Scheibe gestreut werden (Mie-Streuung) oder führt zu deren Aufheizung durch Absorption. Die Staubkörner selbst können durch Reemission einen Teil ihrer Energie wieder abgeben, so dass sich eine Gleichgewichtstemperatur der Staubkörner in der Scheibe einstellt.

Unter der Vernachlässigung von Linienabsorption in der Sternatmosphäre, lassen sich Sterne in guter Näherung als **Schwarze Strahler** der Temperatur T beschreiben (Unsöld und Baschek, 2006). Das Spektrum eines solchen Schwarzen Strahlers $B_\lambda(T)$ folgt dem Planck-Kirchhoff-Strahlungsgesetz⁵.

Planck-Kirchhoff-Strahlungsgesetz:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left[\frac{hc}{\lambda k_B T}\right] - 1} \quad (2.5-G1)$$

Die Wellenlänge mit der maximalen Strahlungsleistung des Schwarzen Strahlers kann über das Wien'schen Verschiebungsgesetz berechnet werden.

Wien'sches Verschiebungsgesetz:

$$\lambda_{\max} = \frac{2897.8 \text{ K}}{T} \quad (2.5-G2)$$

Die gesamte abgestrahlte Energie des Schwarzen Strahlers wird im Falle eines Sterns mit dem Radius R_\star über die Leuchtkraft angegeben.

⁵Alle Gleichungen und Überlegungen in diesem Abschnitt sind in Lehrbüchern wie Unsöld und Baschek (2006) oder Meschede und Gerthsen (2006) bereits aufbereitet.

Leuchtkraft:

$$L_{\star} = 4\pi R_{\star}^2 \sigma_0 T^4 \quad (2.5-G3)$$

Auch die Abstrahlung des Staubs in der Scheibe lässt sich mit dem Planck-Kirchhoff-Strahlungsgesetz beschreiben. Es muss aber beachtet werden, dass es sich bei Staub um einen **Realen Strahler** handelt. Der emittierte Strahlungsfluss eines Realen Strahlers F_{λ} ergibt sich aus der abstrahlenden Fläche A des Realen Strahlers und dessen Temperatur T zu:

$$F_{\lambda} = \pi A Q_{\text{em}}(\lambda) B_{\lambda}(T). \quad (2.5-G4)$$

Die Effizienz der Emission $Q_{\text{em}}(\lambda)$ gibt dabei die wellenlängenabhängige Abweichung des Realen Strahlers vom idealen Schwarzen Strahler an. Der Prozess der Emission ist als Absorption umkehrbar. Es gilt $Q_{\text{em}} = Q_{\text{abs}}$ (Kattawar und Eisner, 1970). Aus der Gleichung 2.5-G4 folgt zusätzlich, dass F_{λ} immer eine Zusammenfassung aus den drei unabhängigen Größen Fläche, Materialeigenschaften und Temperatur ist.

Die wesentliche Größe des Strahlungstransports ist die Intensität $I_{\nu}(\vartheta, \varphi)$. Sie gibt an, wie viel Energie pro Einheitsraumwinkel, Einheitsfrequenz und Zeiteinheit durch eine zur Richtung (ϑ, φ) senkrechte Einheitsfläche abgegeben wird. Die Intensität ist durch die aus einem Volumenelement dV emittierten Beiträge j_{ν} und Verluste durch Absorption κ_{ν} und Streuung σ_{ν} entlang einer Strecke ds bestimmt. Die Verlustterme werden zur Extinktion $\kappa_{\nu} = \kappa_{\nu} + \sigma_{\nu}$ zusammengefasst. Es ergibt sich die Strahlungstransport-Gleichung.

Strahlungstransport-Gleichung:

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = -\kappa_{\nu} I_{\nu} + j_{\nu} \quad (2.5-G5)$$

Alle Koeffizienten sind frequenzabhängig und ändern sich mit dem Materiezustand und der chemischen Materialzusammensetzung, der Temperatur und dem Druck.

Im Fall einer nicht-emittierenden Fläche der Dicke s_d ist $j_{\nu} = 0$ und es gilt:

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = -\kappa_{\nu} I_{\nu}. \quad (2.5-G6)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist das Lambert-Beer'sche Gesetz.

Lambert-Beer'sche Gesetz:

$$I_{\nu} = I_{\nu,0} \cdot \exp[-\tau_{\nu}] \quad (2.5-G7)$$

mit der **optischen Tiefe** τ_{ν} .

Optische Tiefe:

$$\tau_{\nu} = \int_0^s \kappa_{\nu} ds' \quad (2.5-G8)$$

Der Fall $\tau_{\nu} \ll 1$ wird als **optisch dünn** und der Fall $\tau_{\nu} \gg 1$ als **optisch dick** bezeichnet. Im Wesentlichen ist der Staub und dessen optische Eigenschaften für das beobachtbare Erscheinungsbild (vgl. Abschnitt 2.7) einer protoplanetaren Scheibe verantwortlich. Wird

angenommen, dass es sich bei den Staubkörnern in protoplanetaren Scheiben um ideal sphärische Teilchen mit dem Radius a_{Staub} handelt, können – sofern das Staubmaterial bekannt ist – diese optischen Eigenschaften mit der Mie-Theorie (Mie, 1908) berechnet werden (siehe hierzu Bohren und Huffman, 1983). Im Rahmen dieser Arbeit geschieht dies mit dem Programm `MieX` von Wolf und Voshchinnikov (2004). Die Berechnung erfolgt – wenn nicht abweichend gekennzeichnet – für die im Anhang A.3 aufgelisteten Wellenlängen. Im engeren Sinne handelt es sich bei den optischen Eigenschaften des Staubs um den wellenlängenabhängigen Absorptionsquerschnitt C_{abs} und Streuquerschnitt C_{scat} . Aus diesen beiden Größen lassen sich alle weiteren ableiten. Hierzu zählen beispielsweise der Extinktionsquerschnitt $C_{\text{ext}} = C_{\text{abs}} + C_{\text{sca}}$ und die Albedo des Material $A = C_{\text{sca}}/C_{\text{ext}}$. Der Zusammenhang zwischen Absorptionsquerschnitt C_{abs} und Effizienz der Absorption Q_{abs} ist $C_{\text{abs}} = \pi a_{\text{Staub}}^2 \cdot Q_{\text{abs}}$. Gleiches gilt für Streu- und Extinktionsquerschnitt. Ferner gilt für die Extinktion κ_{ν} und die Anzahldichtenverteilung des Staubs Ψ_{Staub} der folgende Zusammenhang:

Extinktion:

$$\kappa_{\nu} = C_{\text{ext}}(\nu) \Psi_{\text{Staub}} = m_0 C_{\text{ext}}(\nu) \rho \quad (2.5\text{-G9})$$

Für sphärische Staubpartikel, deren Korngrößen der Korngrößenverteilung aus Gleichung 2.1-G20 folgen, ergibt sich die Proportionalitätskonstante m_0 für Gleichung 2.5-G9 zu:

$$m_0 = \frac{3}{4 \rho_{\text{Staub}} \pi a_{\text{eff}}^3} \quad (2.5\text{-G10})$$

wobei a_{eff} der volumengemittelte Kornradius aus Gleichung 2.1-G21 ist.

2.6 Numerische Lösung der Strahlungstransport-Gleichung

Wie bereits das Lambert-Beer'sche Gesetz (vgl. Gleichung 2.5-G7) zeigt, gibt es in einfachen Spezialfällen die Möglichkeit, die Strahlungstransport-Gleichung (vgl. Gleichung 2.5-G5) analytisch zu lösen. Für komplexere Systeme, wie eben dasjenige aus Zentralgestirn und protoplanetarer Scheibe, wird üblicherweise ein Monte-Carlo-Verfahren (z. B. Kroese u. a., 2011) angewendet, um die Streuung der Sternstrahlung an den Staubpartikeln der protoplanetaren Scheibe, deren Aufheizung und thermischen Reemission zu beschreiben (z. B. Pinte u. a., 2009). Im Rahmen dieser Arbeit wird das Monte-Carlo Strahlungstransport-Programm `MC3D` (Wolf u. a., 1999; Wolf, 2003) in den Versionen 4.25 bis 4.27 verwendet, dessen prinzipielle Funktionsweise für den Fall des Systems aus Stern und protoplanetarer Scheibe im Folgenden erläutert wird.

Zunächst wird ein sphärischer Modellraum aufgespannt, der die dreidimensionale Dichteverteilung der protoplanetaren Scheibe enthält. Innerhalb einer jeden Zelle der sich ergebenden Zellstruktur des Gitters sind alle Werte, wie zum Beispiel Dichte und Temperatur, konstant. Meistens steht der Stern im Zentrum des Modellraums. Er ist durch seine effektive Temperatur T_{eff} und seine Leuchtkraft L_{\star} charakterisiert und wird als punktförmige Strahlungsquelle in der Näherung als Schwarzer Strahler (vgl. Gleichung 2.5-G1) angenommen. Die spektrale Verteilung seiner Energie erfolgt diskret für eine

vorgegebene Anzahl bestimmter Wellenlängen, zu denen auch die optischen Eigenschaften der Staubkörner in der protoplanetaren Scheibe berechnet werden (siehe Abschnitt 2.5). Es stehen dem Benutzer nun die folgenden Möglichkeiten zur Verfügung: Berechnung einer Streukarte, Berechnung der Temperaturverteilung der protoplanetaren Scheibe und Berechnung der thermischen Reemission der Staubpartikel in der protoplanetaren Scheibe sowie die Erzeugung einer spektralen Energieverteilung (SED).

Im Fall der Berechnung einer Streukarte wird eine festgelegte Anzahl von Energiepaketen (sogenannte Photonen) bei einer vorgegebenen Wellenlänge vom Stern in zufällige Richtungen ausgesandt. Diese Photonen streuen an den Staubpartikeln der Scheibe. Das sich in einer bestimmten Richtung ergebende Streubild wird registriert.

Im Fall der Berechnung der Temperaturverteilung der protoplanetaren Scheibe werden für die Gesamtheit der vorgegebenen Wellenlängen, oder einer bestimmten Auswahl aus dieser, wieder eine festgelegte Anzahl an Energiepaketen (Photonen) in zufällige Richtungen vom Stern ausgesandt. In Abhängigkeit der optischen Tiefenstruktur der protoplanetaren Scheibe (siehe Abschnitt 2.5) werden diese Photonen von bestimmten Zellen absorbiert und sofort wieder reemittiert (Sofortige Emissionsmethode nach Bjorkman und Wood 2001). Dabei kann das emittierte Energiepaket niemals mehr Energie aus einer Zelle entfernen, als das direkt zuvor absorbierte Energiepaket in diese Zelle eingebracht hat. Durch die Bilanzierung von absorbiertem und reemittierter Energie ergibt sich die in der Zelle herrschende Temperatur.

Im Fall der Berechnung der thermischen Reemission der Staubkörner wird aus der Temperatur- und der Staubdichteverteilung der protoplanetaren Scheibe für eine vorgegebene Richtung eine Reemissionskarte berechnet. Falls die Streuung der reemittierten Strahlung an anderen Staubpartikeln vernachlässigt werden kann, geschieht dies mit einem Strahlverfolger (*engl.*: raytracer), andernfalls mit einer Methode, die der Berechnung der Streukarten ähnelt. Die Berücksichtigung der Streuung ist der Mie-Theorie entsprechend vor allem dann wichtig, wenn die Wellenlänge der Strahlung λ_0 zum Radius der Staubkörner a_0 im Verhältnis $\lambda_0/a_0 = 2\pi$ stehen (Bohren und Huffman, 1983).

Die statistische Natur des in MC3D verwendeten Verfahrens benötigt eine hohe Anzahl an Energiepaketen, um aussagekräftig zu sein⁶. Allerdings kann es in den dichtesten Bereichen der massereichsten protoplanetaren Scheiben vorkommen, dass die optische Tiefe bei allen betrachteten Wellenlängen so hoch ist, dass kein Energiepaket (Photon) in diesen Bereich vordringen kann (z. B. Min u. a., 2009). Diese dichten Bereiche sind ebenfalls in einer anderen Hinsicht bemerkenswert. Bisher wird der Scheibe nur Energie durch die Sternstrahlung hinzugefügt. Die Scheibe wird in diesem Fall als **passiv** bezeichnet. Aber gerade in den dichten Bereichen kann es zur Aufheizung der Scheibe durch viskose Heizung kommen. Im Simulationsprozess stellt diese viskose Heizung eine weitere Energiequelle in jeder Zelle dar. Eine Berücksichtigung dieser Energie ohne vorangehende Annahmen über Kühlprozesse kann allerdings bei der Verwendung der Sofortige-Emissionsmethode für die Berechnung der in einer Zelle enthaltenen Energie zu falschen Resultaten führen, da eine Zelle bei diesem Verfahren nie mehr Energie abgeben kann, als sie zuvor erhalten hat.

Abschließend bleibt zu erwähnen, dass MC3D zwar im Kern für die Lösung der Strahlungstransport-Gleichung für Systeme aus Stern und protoplanetarer Scheibe entwickelt wurde, in seiner Anwendbarkeit aber nicht auf diesen Fall beschränkt ist. So wird das Programmpaket in dieser Arbeit um die Fähigkeit erweitert, mehr als eine Strahlungsquelle

⁶Die in den jeweiligen Projekten dieser Arbeit verwendete Anzahl an Energiepaketen ist im Anhang A.5 zusammengestellt.

innerhalb der protoplanetaren Scheibe zu simulieren. Im Fall von Streulichtsimulationen ist das ohne große Änderungen möglich. Gleiches gilt für den Fall der Berechnung des Temperaturprofils, wenn kaum Material in der direkten Umgebung der Strahlungsquellen vorkommt, wie auf Grund des inneren Lochs bei zirkumbinären Scheiben (vgl. Abschnitt 2.3.2). Nur im Falle von in die Scheibe eingebetteten Planeten ist es nötig, die lokale Temperaturverteilung um den Planeten in einer feiner aufgelösten, zusätzlichen Simulation zu berechnen. Im Detail wird das Vorgehen in diesem Fall im Abschnitt 4.4 beschrieben.

2.7 Beobachtungsgrößen, -techniken und -instrumente

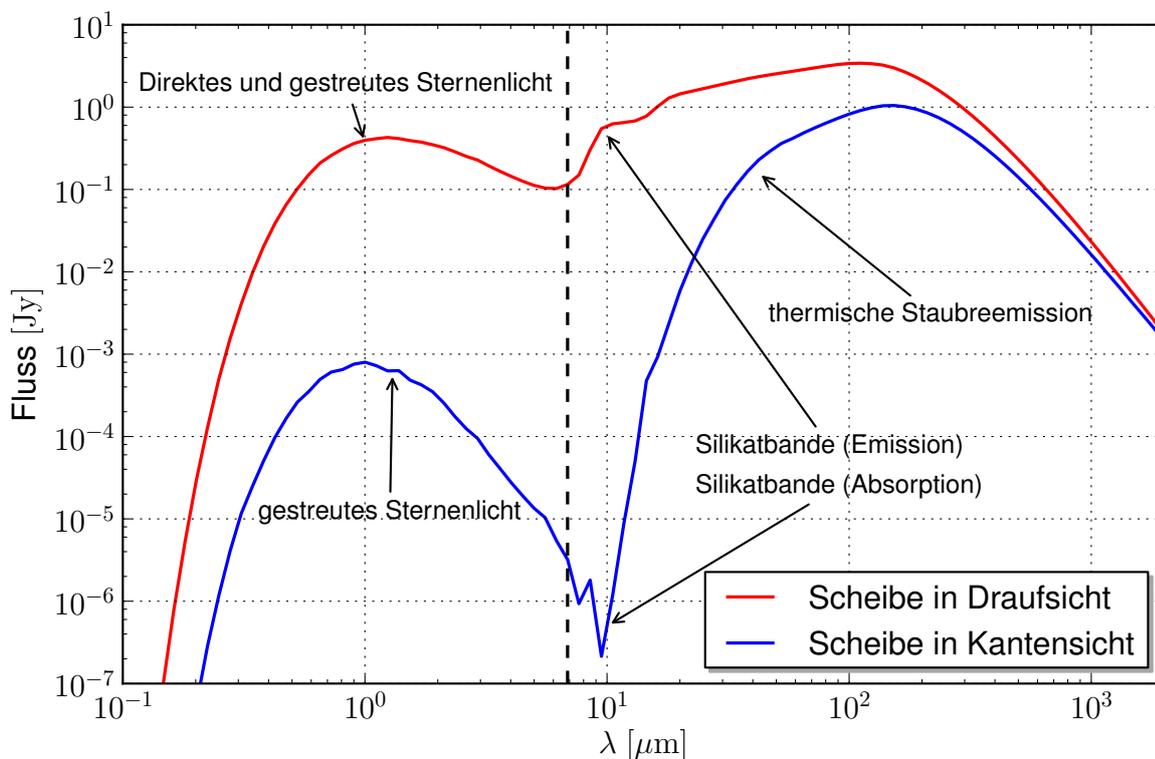


Abbildung 2.7-A1: Beispiel der spektralen Energieverteilung einer protoplanetaren Scheibe in Draufsicht (rot) und in der Ansicht von der Seite (blau). Es sind die einzelnen Beiträge zum Verlauf der Verteilung gezeigt.

Alle über protoplanetare Scheiben bekannten Informationen werden aus der Beobachtung der vom Objekt ausgesandten elektromagnetischen Strahlung gewonnen. Die spektrale Energieverteilung dieser Objekte folgt einer Charakteristik, die für die Fälle einer Inklination der protoplanetaren Scheibe von $i = 0^\circ$ (Draufsicht, *engl.*: face-on) und $i = 90^\circ$ (Kantensicht, *engl.*: edge-on) eines Beispielobjekts in der Abbildung 2.7-A1 dargestellt ist. In Draufsicht (rote Kurve) besteht das Spektrum des Systems aus Zentralstern und protoplanetarer Scheibe aus der Addition von drei Komponenten. Jede Komponente besitzt einen Spektralbereich, in dem sie dominant ist. Vom UV bis zum nahinfraroten Wellenlängenbereich⁷ trägt vor allem das direkte Sternenlicht bei. Vom nahinfraroten bis

⁷Für die Abgrenzung der einzelnen Bereiche siehe Anhang A.2.

mittelinfraroten Wellenlängenbereich ist die an den Staubpartikeln der Scheibe gestreute Sternstrahlung für den Verlauf der spektralen Energieverteilung verantwortlich. Die Silikatbande (vgl. Abschnitt 2.1.2) ist hier als Emissionsbande zu erkennen. Bei größeren Wellenlängen schließt sich die thermische Staubemission an. Für eine Scheibe in Kantensicht (blaue Kurve) wird das direkte Sternenlicht durch die Scheibe abgeschirmt. Nur wenig Sternenlicht wird an den Staubpartikeln gestreut. Die Silikatbande tritt in Absorption auf. Erst ab dem mittelinfraroten Wellenlängenbereich gibt es ein deutliches Anwachsen des Flusses des Objekts auf Grund der thermischen Staubemission (siehe auch Dullemond u. a., 2007).

Allein anhand der spektralen Energieverteilung ist es möglich, viel über die Gestalt einer protoplanetaren Scheibe zu lernen. Ein sehr geringer Fluss im mittelinfraroten Wellenlängenbereich deutet auf das Fehlen von Staub mit hohen Temperaturen in der protoplanetaren Scheibe hin. Das bedeutet wiederum, dass sich kein Staub nah am Stern befinden kann, es also ein Loch in der Scheibe gibt (z. B. Espaillat u. a., 2014). Im Bereich der Millimeterwellenlängen kann aus dem Verlauf des Spektrums die Größe der Staubkörner in der protoplanetaren Scheibe abgeleitet werden. Dazu wird in der doppellogarithmischen Darstellung eine Gerade an den Verlauf des Spektrums im Millimeterbereich angepasst. Die Steigung dieser Geraden wird als Spektralindex bezeichnet.

Spektralindex:

$$\alpha_{\text{Sp}} = - \frac{d \log_{10} (F_{\lambda})}{d \log_{10} (\lambda)} \quad (2.7-G1)$$

Für $\alpha_{\text{Sp}} > 3.5$ ist der Staub in der protoplanetaren Scheibe mit dem Staub des interstellaren Mediums zu vergleichen (Beckwith und Sargent, 1991; Mathews u. a., 2012). In diesem Fall ist der maximale Staubkornradius kleiner als $1 \mu\text{m}$. Andernfalls sind die Staubkörner in der protoplanetaren Scheibe signifikant größer als im interstellaren Medium. Für die Scheibe um den Butterfly Star fanden Gräfe u. a. (2013) einen Spektralindex von $\alpha_{\text{Sp}} = 2.48 \pm 0.07$. Der Spektralindex eines perfekten Schwarzen Strahlers ist entsprechend des Rayleigh-Jeans-Kriteriums 2.0 (Unsöld und Baschek, 2006).

Die Beobachtung wird im Allgemeinen mit Teleskopen durchgeführt, die für einen bestimmten Wellenlängenbereich ausgelegt sind. Im Idealfall ist das maximale, räumliche Auflösungsvermögen eines Teleskops nur von der Beobachtungswellenlänge λ und der Apertur der Optik D_0 (d.h. in der Regel Durchmesser des Spiegels) abhängig und lässt sich mit dem Rayleigh-Kriterium beschreiben.

Rayleigh-Kriterium:

$$\varphi \approx 1.22 \frac{\lambda}{D_0}, \quad \text{wobei } [\varphi] = 1 \text{ rad} \quad (2.7-G2)$$

Tatsächlich führen Fehler und Verformungen der optischen Bauteile und Störungen der einfallenden Lichtwellen des Beobachtungsobjekts durch die Erdatmosphäre zur Verringerung des Auflösungsvermögens. Dies wird mit dem englischen Begriff *seeing* bezeichnet. Diesen Effekten kann aber durch die Verwendung von aktiver und adaptiver Optik (Beckers, 1993) sowie geeigneter Standortwahl (z. B. Weltraum) begegnet werden. Für den nah- bis mittelinfraroten Wellenlängenbereich stehen heutzutage Teleskope mit einem maximalen Spiegeldurchmesser von 8 m bis 10 m (z. B.: Grantecan, Gemini, Keck, VLT) zur Verfügung.

Im Radiobereich werden Antennendurchmesser von 100 m im Falle einer beweglichen Antenne (Radioteleskop Effelsberg) und von 305 m (Arecibo Teleskop) beziehungsweise 576 m (RATAN 600) für stationäre Antennen erreicht. Ein höheres räumliches Auflösungsvermögen ist derzeit nur durch interferometrische Beobachtung möglich.

2.7.1 Interferometrie

Bei der astrophysikalischen Interferometrie beobachten zwei oder mehr Teleskope gleichzeitig das selbe Objekt⁸. Dann werden die einzelnen Signale der Teleskope paarweise miteinander korreliert und der Kohärenzgrad bestimmt. Im Falle räumlicher Kohärenz wird dieser als Visibilität bezeichnet. Nach dem Van-Cittern-Zernike Theorem besteht zwischen der Visibilität $V(u, v)$ und der Helligkeitsverteilung $I(x, y)$ einer ausgedehnten Quelle der folgende Zusammenhang:

Van-Cittern-Zernike Theorem:

$$V(u, v) = \frac{\mathcal{F}I(u, v)}{\iint I(x, y) dx' dy'} = \frac{\mathcal{F}I(u, v)}{\mathcal{F}I(0, 0)}, \quad (2.7-G3)$$

wobei $\mathcal{F}I(u, v)$ die Fouriertransformierte von $I(x, y)$ ist.

Die Koordinaten u und v des Fourier- oder Phasenraums stehen über den Abstand – der Basislinie B – zwischen den einzelnen Teleskopen und die Beobachtungswellenlänge λ_0 im folgenden Zusammenhang:

$$u = \frac{B_x}{\lambda_0} \quad v = \frac{B_y}{\lambda_0}, \quad (2.7-G4)$$

wobei B_x und B_y die Komponenten der Basislinie B im durch die Einheitsvektoren \vec{e}_x und \vec{e}_y aufgespannten Ortsraum sind. Das zeigt auch, dass mit einem Antennenpaar zu einem Zeitpunkt die Visibilität nur an einem Punkt im Phasenraum bestimmt werden kann. Zu einem gewissen Teil kann dies durch die Erdrotation kompensiert werden, da sich hierdurch die Komponenten B_x und B_y zeitlich ändern, während $B^2 = B_x^2 + B_y^2$ konstant bleibt. Dennoch ist erst durch die Kombination einer Vielzahl verschiedener Teleskope eine gute Abdeckung des Phasenraums möglich.

Wie im Falle eines einzelnen Teleskops lässt sich auch für Interferometer das maximale, räumliche Auflösungsvermögen über das Rayleigh-Kriterium (siehe Gleichung 2.7-G2) bestimmen, wenn statt des Aperturdurchmessers die maximale Basislinie B_{\max} verwendet wird.

2.7.2 ALMA

Das Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) ist ein solches Interferometer aus insgesamt 66 Antennen für Beobachtungen im Wellenlängenbereich von 0.3 mm

⁸Detaillierte Zusammenfassungen sind Haniff (2007) und Millour (2008) zu entnehmen.

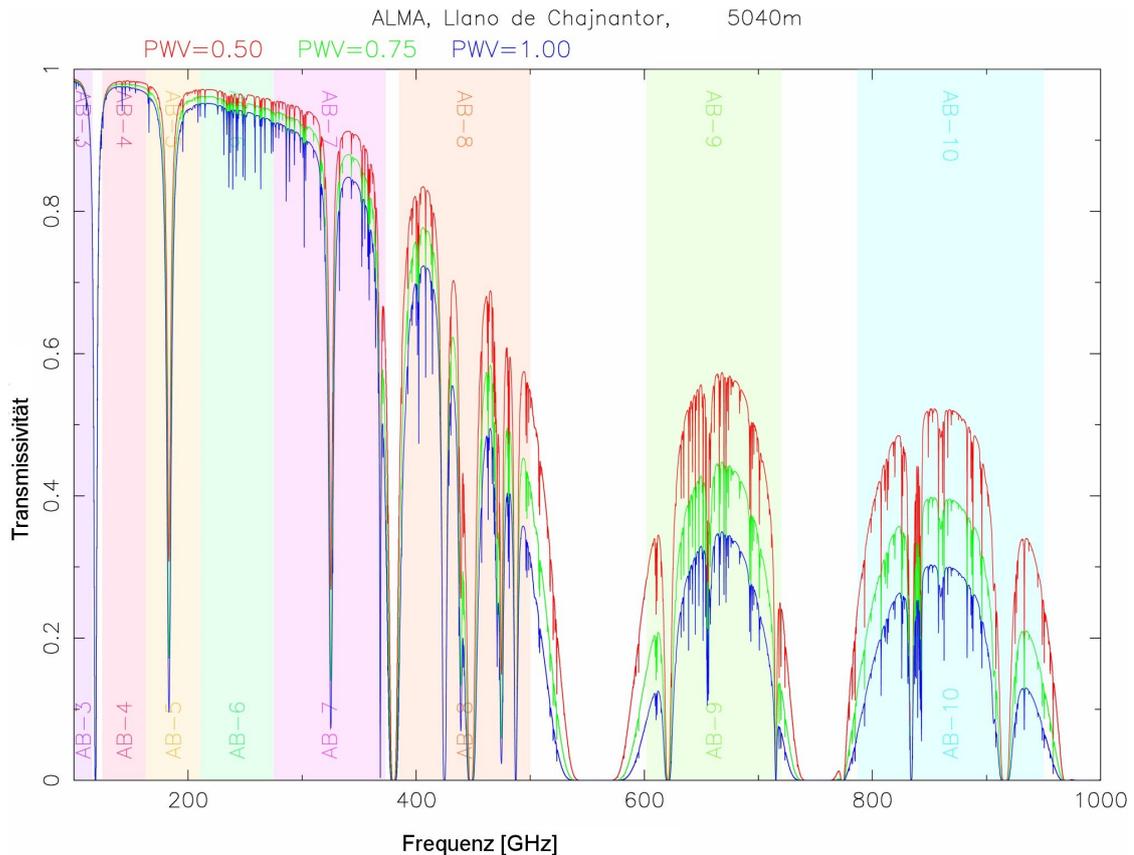


Abbildung 2.7-A2: Transmissionsverhalten der Erdatmosphäre bei verschiedenen Frequenzen und Mengen an Wasserdampf (PWV in mm ist farbkodiert) in der Erdatmosphäre. Es sind die Beobachtungsbereiche der ALMA Detektoren (AB), die auch als Bänder bezeichnet werden, dargestellt. Die Graphik entstammt der ALMA-Webseite (10.03.2014) und basiert auf Messungen von Otarola u. a. (2005).

bis 9.6 mm (Brown u. a., 2004). Es befindet sich auf dem Chajnantor Hochplateau in der Atacamawüste in den chilenischen Anden etwa 5 000 m über dem Meeresspiegel. Die Positionierung der Antennen untereinander ist variabel, wobei je nach der gewählten Aufbauoption des Interferometers maximale Basislinien zwischen 150 m und 16 km erreicht werden. Somit ergibt sich für ALMA ein bis zu hundertfach höheres räumliches Auflösungsvermögen im angegebenen Wellenlängenbereich als von Vorgängerinstrumenten (z. B.: PdBI, SMA, VLA) erreicht werden konnte. Die Güte der Beobachtung wird vor allem durch den Gehalt an Wasserdampf in der Atmosphäre bestimmt. Dieser wird als Säulenhöhe des niederschlagfähigen Wassers in Millimetern gemessen und mit PWV (*engl.*: precipitable water vapor) abgekürzt. Die Fenster mit hoher atmosphärischer Transmissivität werden bei ALMA in Bänder (abgekürzt: AB) unterteilt. Die Abbildung 2.7-A2 zeigt deren Frequenzzuordnung und die jeweilige Transmissivität der Atmosphäre für verschiedene Mengen an Wasserdampf. Für eine Beobachtung manifestiert sich der atmosphärische Gehalt an Wasser als thermisches Rauschen. Zusätzlich unterscheidet sich die Wassersäule über jeder einzelnen Antenne von ALMA ein wenig. Dies führt zu Phasenrauschen. Um vorhersagen zu können, wie lange bei einem bestimmten Objekt beobachtet werden muss, um ein festgelegtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erreichen, wird von ALMA der ALMA Sensitivity Calculator (ASC, 2014) zur Verfügung gestellt.

2.7.3 CASA

Die Simulation von ALMA-Beobachtungen erfolgt im Rahmen dieser Arbeit mit dem Programm **CASA** (*engl.*: Common Astronomy Software Applications, Ott und Kern 2011) in der Version 4.2. Dabei gliedert sich eine solche Simulation in zwei Schritte. Im ersten wird eine fiktive Messung auf der Grundlage der Ergebnisse des Strahlungstransports der thermischen Staubreemission erzeugt. Im zweiten wird diese fiktive Messung wie eine reale behandelt und eine Auswertung dieser Messung durchgeführt. Das Vorgehen ist zusammenfassend im Folgenden dargelegt, eine detailliertere Beschreibung kann dem Handbuch zu **CASA** (Ott und Kern, 2011) und der Webseite (**CASA-Webseite**, 2015) entnommen werden. Diese Quellen bilden ebenfalls die Grundlage der folgenden Zusammenfassung.

Auf der Basis einer Tabelle, welche die Koordinaten jeder einzelnen ALMA-Antenne enthält, werden für eine vorgegebene Wellenlänge die zu jeder Antennenpaarung gehörenden Koordinaten des Phasenraums u und v entsprechend der Gleichung 2.7-G4 erzeugt. Mit dem Van-Cittern-Zernike Theorem (siehe Gleichung 2.7-G3) wird nun die zu diesem Punkt des Phasenraums gehörende Visibilität $V(u, v)$ aus der vorgegebenen Reemissionskarte berechnet. Unter der Berücksichtigung der Beobachtungsdauer und der Himmelsposition des Beobachtungsobjekts entsteht so die mit der Messung erreichte Abdeckung des Phasenraums, die Visibilitätsmessung im Phasenraum und die Punktspreiz-Funktion des Interferometers. Die Punktspreiz-Funktion gibt das Auflösungselement der Beobachtung an und wird im Falle von interferometrischen Beobachtungen im Englischen als *beam* bezeichnet. Der Kürze dieses Worts halber, wird die Einheit *beam* auch in einigen Graphiken dieser Arbeit verwendet. Um den Einfluss von Rauschen auf die simulierte Messung zu berücksichtigen, werden zwei Verfahren angewendet. Der Einfluss des sogenannten thermischen Rauschens ist vom Wassergehalt der Atmosphäre abhängig. In **CASA** gibt der Anwender deshalb diesen Gehalt als Größe PWV (siehe Abschnitt 2.7.2) vor. Auf der Grundlage eines Atmosphärenmodells wird nun der vollständige Satz an Visibilitäten verrauscht. Es werden wellenlängenabhängige Werte PWV von ALMA empfohlen. Diesen Empfehlungen wird stets Folge geleistet. Da sich die Beobachtungswellenlängen in jedem der folgenden Kapitel unterscheiden, wird in jedem Kapitel einzeln auf die Wahl der Größe PWV eingegangen.

Im Falle des Phasenrauschens ist der Wassergehalt über jeder einzelnen Antenne leicht unterschiedlich, so dass für jede Antenne das eintreffende Signal unterschiedlich stark beeinflusst wird. Zusätzlich wird eine zeitliche Änderung durch Wind berücksichtigt. In **CASA** wird der Einfluss des Phasenrauschens durch die Größe Δ PWV vorgegeben. Diese Größe entspricht der Standardabweichung einer Gaußkurve um den Mittelwert PWV. Durch Phasenrauschen wird für jede Antennenpaarung einzeln der Einfluss des Rauschens auf die für diese Paarung gemessene Visibilität berechnet. Durch die Kombination beider Arten des Rauschens liegt am Ende eine fiktive Messung vor, welche einer realen ALMA-Beobachtung sehr nahe kommt.

Für die Auswertung einer Messung ist es nicht von Belang, ob diese simuliert oder real durchgeführt wird. Mit **CASA** kann die Beobachtung im Ortsraum aus den im Phasenraum vorliegenden Visibilitäten rekonstruiert werden. Die Rekonstruktion erfolgt mit dem CLEAN-Algorithmus (Högbom, 1974), der annimmt, dass die Beobachtung aus der Superposition von zahlreichen mit der Punktspreiz-Funktion des Instruments gefalteten Punktquellen besteht. Zunächst werden die Visibilitäten in den Ortsraum fourierrücktransformiert. Das dabei entstehende Bild weist viele Artefakte durch diese Fourierrücktransfor-

mation auf, die auf Grund der nicht vollständigen Abdeckung des Phasenraums durch die Messung entstehen. Um das Bild von diesen Artefakten zu befreien, sucht der Algorithmus die Position und den Wert des Maximums und zieht von dieser Position eine mit der Punktspreiz-Funktion des Instruments gefaltete Einheitspunktquelle ab. Die Position und der Wert des Maximums werden ein neues Bild (CLEAN-Bild) eingetragen. Dieser Schritt wird iterativ bis zum Erreichen eines Schwellwerts für das Maximum durchgeführt. Zuletzt wird das CLEAN-Bild mit einer idealisierten Punktspreiz-Funktion (eine zweidimensionale Gaußkurvenanpassung an die Punktspreiz-Funktion des Instruments) zum rekonstruierten Bild gefaltet. Der CLEAN-Algorithmus ist besonders in der Radioastronomie wichtig und wird seit seiner Entdeckung stets weiter verbessert (z. B. Clark, 1980; Schwab, 1984; Wakker und Schwarz, 1988).

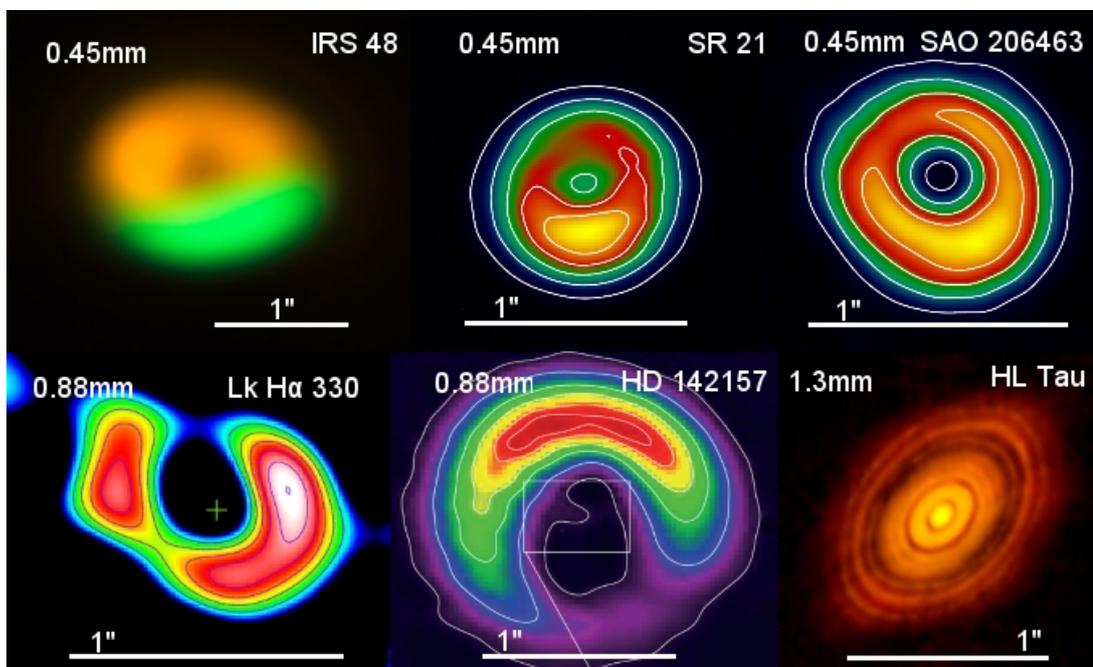


Abbildung 2.7-A3: Zusammenstellung ausgewählter ALMA-Beobachtungen und einer SMA-Beobachtung (Lk H α 330) von protoplanetaren Scheiben. Für die Zusammenstellung sind Graphiken aus verschiedenen Veröffentlichungen zusammengefasst worden, deshalb gibt es keine einheitliche Farbskala. Die Größenskala ist in jedes Bild eingezeichnet. Fünf der gezeigten Scheiben weisen bananenförmige Asymmetrien auf. Im Fall von HL Tau gibt es zahlreiche helle und dunkle Ringe. Die Beobachtung des Objekts IRS 48 entstammt van der Marel u. a. (2013). Die Abbildung entstammt der ESO Pressemeldung 1325c (06.06.2013). Die Beobachtungen und die Abbildungen der Objekte SR 21 und SAO 206462 entstammen Pérez u. a. (2014). Die Beobachtung und die Abbildung des Objekts Lk H α 330 entstammt Zhang u. a. (2014) und wurde mit dem SMA Interferometer durchgeführt. Die Beobachtung und die Abbildung des Objekts HD 142527 entstammt Casassus u. a. (2013). Die Abbildung des Objekts HL Tau entstammt der ESO Pressemeldung 1436 (06.11.2014), die zugehörige Beobachtung wurde von ALMA Partnership u. a. (2015) durchgeführt.

2.8 Aktuelle Beobachtungen und Einordnung der Arbeit

Auch zum jetzigen Zeitpunkt ist ALMA noch nicht vollständig einsatzfähig und befindet sich weiterhin im Bau. Dennoch wurde im Oktober 2011 mit einer verkleinerten Version des Interferometers der wissenschaftliche Betrieb aufgenommen (ALMA-Pressemeldung, 03.10.2011). Bereits in diesem frühen Stadium erreichte ALMA ein bis dahin im (sub)mm Wellenlängenbereich unerreichtes räumliches Auflösungsvermögen. Damit ordnet sich die vorliegende Arbeit zu einem Zeitpunkt ein, an dem begonnen wird, die Materieverteilung in protoplanetaren Scheiben auf Skalen zu untersuchen, die kleiner sind als 100 AE. Die Abbildung 2.7-A3 fasst eine Auswahl der ersten ALMA-Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben zusammen. All diese Objekte sind deutlich strukturiert und weisen Asymmetrien, helle Ringe oder radialsymmetrische Verdunkelungen auf. Dabei ist die Ursache für diese beobachteten Strukturen nicht eindeutig geklärt. Hier ordnet sich die vorliegende Arbeit thematisch ein. Die Arbeit beschreibt im Kern die Untersuchung der Beobachtbarkeit von wesentlichen Wechselwirkungsprozessen in protoplanetaren Scheiben. Die hierbei gefundenen Ergebnisse sollen helfen, die immer größer werdende Anzahl an ALMA-Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben zu interpretieren. Im Detail werden Beobachtbarkeit von Planet-Scheibe-Wechselwirkung im Kapitel 3, die direkte Beobachtung von Signalen junger Planeten im Kapitel 4, die Beobachtbarkeit von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung im Kapitel 5 und die von Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung im Kapitel 6 untersucht. Die Vorhersage der Beobachtbarkeit dieser Phänomene mit ALMA ist ein wesentlicher Bestandteil eines jeden Kapitels.

3 Beobachtbarkeit von Planet-Scheibe-Wechselwirkung

3.1 Motivation

Neben unserer Sonne sind mittlerweile zahlreiche weitere Sterne bekannt, die über einen Planeten oder ganze Planetensysteme verfügen (z. B. Gliese 581, Gregory, 2011). Diese Sterne besaßen während ihres Entstehungsprozesses für eine gewisse Zeit auch eine protoplanetare Scheibe, in der sich die Exoplaneten bildeten (siehe Abschnitt 2.2). Der Planet und die protoplanetare Scheibe entwickeln sich nicht unabhängig voneinander. Mit der Masse des Planeten wächst auch die durch ihn in der protoplanetaren Scheibe ausgelöste Störung (z. B. Kley und Nelson, 2012). Die entstehende Wechselwirkung zwischen dem Planet und der Scheibe führt zu charakteristischen Veränderungen der Scheibendichtestruktur (siehe Abschnitt 2.3.1). Dazu zählen zum einen vom Ort des Planeten ausgehende Spiralarme und je nach Planetenmasse eine Reduzierung der Dichtestruktur der Scheibe entlang seiner Bahn. Die Dichtereduzierung und Ausdehnung der entstehenden planeten-induzierten Lücke kann so ausgeprägt sein, dass es prinzipiell möglich wird, diese zu beobachten (Wolf und D'Angelo, 2005). Vor allem die vom Staub in der protoplanetaren Scheibe emittierte Strahlung bietet gute Voraussetzungen für die Detektion einer solchen Lücke (Wolf u. a., 2002). Allerdings steht erst seit Oktober 2011 mit ALMA ein Instrument zur Verfügung, das auch über das nötige räumliche Auflösungsvermögen verfügt, um diese Beobachtungen durchzuführen (Wolf und D'Angelo, 2005; Gonzalez u. a., 2012). Daneben wird im optischen, nah- und mittelinfraroten Wellenlängenbereich die Sternstrahlung an den Staubpartikeln gestreut und kann so eine Beobachtung einer planeten-induzierten Lücke ebenfalls ermöglichen (Varnière u. a., 2006; Jang-Condell, 2009).

Die so gewonnenen Informationen können helfen, zu ergründen, wo Planeten in einer protoplanetaren Scheibe genau entstehen, wie dieser Entstehungsprozess im Detail funktioniert und welche Konsequenz daraus für die Entwicklung der protoplanetaren Scheibe selbst erwächst. Dabei kommt der Auswertung der Beobachtungsdaten besondere Wichtigkeit zu, da es neben dem Ursprung einer Lücke aus Planet-Scheibe-Wechselwirkung auch andere Phänomene gibt, die zu vergleichbaren Beobachtungsergebnissen führen (siehe Kapitel 6). Deshalb ist es notwendig, die Beobachtbarkeit von Planet-Scheibe-Wechselwirkung detailliert zu untersuchen. Hierdurch werden Modelle geschaffen, die zur Interpretation von Beobachtungsdaten herangezogen werden können. Diese Modelle ermöglichen ebenso eine Untersuchung der Unterscheidbarkeit verschiedener Ursprünge von großskaligen Strukturen in protoplanetaren Scheiben.

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der Analyse der Beobachtbarkeit von Planet-Scheibe-Wechselwirkung. Im Abschnitt 3.2 werden zunächst die Ergebnisse für die thermische Staubemission präsentiert. Anschließend wird in Abschnitt 3.3 der Fall der Identifizierbarkeit von planeten-induzierten Lücken in Streulichtkarten untersucht.

3.2 Fall der thermischen Staubreemission

Im folgenden Abschnitt wird eine Analyse der Beobachtbarkeit von Planet-Scheibe-Wechselwirkung (vgl. Abschnitt 2.3.1) für die thermische Staubreemission der protoplanetaren Scheibe präsentiert. Für verschiedene (Magneto-)Hydrodynamikmodelle der Planet-Scheibe-Wechselwirkung werden Strahlungstransport-Berechnungen und darauf aufbauend simulierte ALMA-Beobachtungen durchgeführt. Die bei der Auswertung der Ergebnisse entstehende Datenbank kann genutzt werden, um ALMA-Beobachtungen zu planen oder Beobachtungsergebnisse zu interpretieren.

Der Inhalt und die Abbildungen dieses Kapitels sind unter der Referenz Ruge u. a. (2013) im Journal *Astronomy and Astrophysics* (A&A) veröffentlicht worden. Ein Großteil der Vorgehensweise und der Ergebnisse (Abschnitt 3.2.1 bis 3.2.2) sind im Rahmen der Masterarbeit (Ruge, 2012) entstanden. Sie sind die Grundlage weiterführender Studien und nötig, um spätere Schlussfolgerungen einzuordnen und werden deshalb im Folgenden kurz zusammengefasst.

3.2.1 Durchführung der Studie

3.2.1.1 Beschreibung des Modells

Die Grundlage der Untersuchungen zur Beobachtbarkeit von Planet-Scheibe-Wechselwirkung bilden sechs Scheibenmodelle, deren Dichteverteilungen in Abbildung 3.2-A1 dargestellt sind. Diese sind von Ana L. Uribe (Universität Chicago) mit dem Hydrodynamiksimulations-Programm PLUTO (Mignone u. a., 2007) berechnet und in Uribe u. a. (2011) separat veröffentlicht worden. Sie beschreiben den gravitativen Einfluss eines Planeten auf die Dichtestruktur der protoplanetaren Scheibe. Es werden für jede Hydrodynamiksimulation äquivalente Magneto-Hydrodynamiksimulationen durchgeführt. Zum Vergleich stehen zunächst zwei Simulationen ohne die Störung durch einen Planeten zur Verfügung (siehe Abbildung 3.2-A1, oben). Darüberhinaus wird der Einfluss für Planeten mit 1% und 0.1% der Sternmasse untersucht.

Die Simulationen erlauben es, die Dichteverteilung der Scheibe in geometrischer Ausdehnung und beinhaltender Masse zu skalieren. Auf diese Weise kann ein möglichst großer Bereich an denkbaren Planet-Scheibe-Kombinationen untersucht werden. Generell liegt die Dichteverteilung der Scheibe diskretisiert auf Zellvolumen vor. Der Modellraum ist ein sphärisches Gitter mit der Auflösung $(N_r, N_\vartheta, N_\varphi) = (200, 128, 256)$ und äquidistanten Zellabständen. Für das Volumen der insgesamt $N_Z = N_r \cdot N_\vartheta \cdot N_\varphi$ Zellen innerhalb des Modellraums gilt:

$$V_i = \frac{2}{3} \pi \left(r_{i,\text{au}}^3 - r_{i,\text{in}}^3 \right) \cdot \left(\sin(\vartheta_{i,\text{au}}) - \sin(\vartheta_{i,\text{in}}) \right) \cdot \frac{(\varphi_{i,\text{au}} - \varphi_{i,\text{in}})}{2\pi}. \quad (3.2-G1)$$

Die Skalierung der geometrischen Ausdehnung der Scheibe erfolgt über die Transformation $r'_{i,\text{in}} = k \cdot r_{i,\text{in}}$ und $r'_{i,\text{au}} = k \cdot r_{i,\text{au}}$ mit $k \in \mathbb{N}$, so dass sich für das Zellvolumen folgender Zusammenhang ergibt:

$$V'_i = k^3 \cdot V_i. \quad (3.2-G2)$$

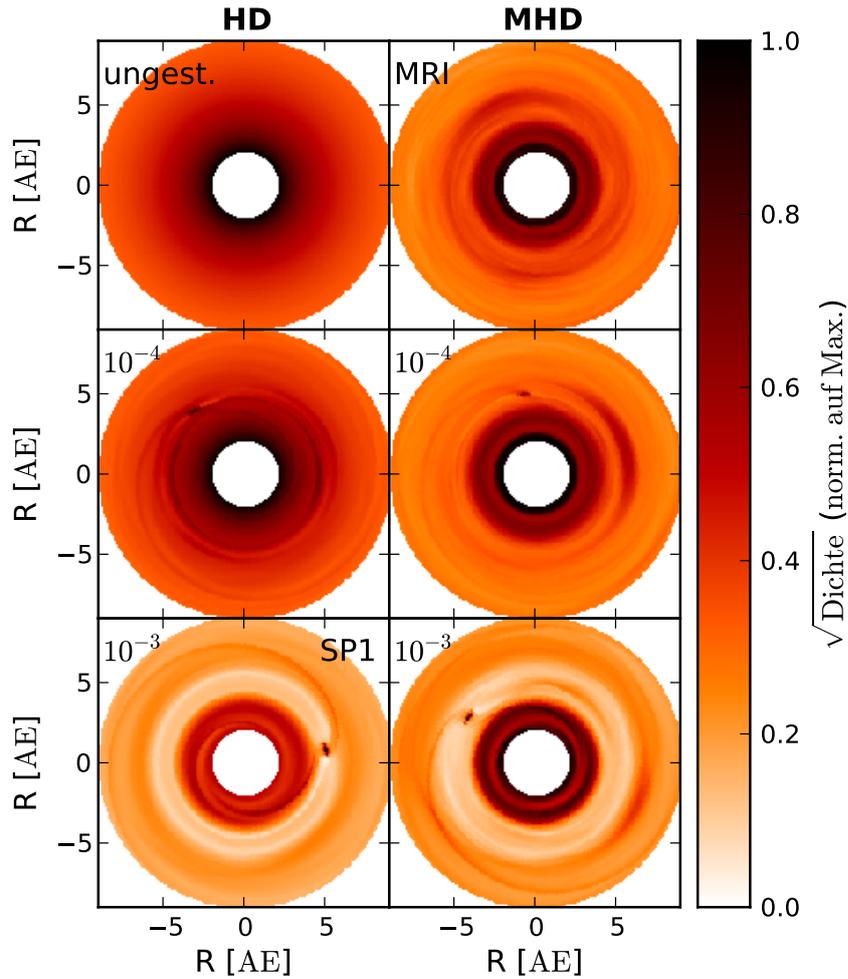


Abbildung 3.2-A1: Darstellung der Dichteverteilungen in der Scheibenmittelebene der verwendeten sechs (Magneto-)Hydrodynamiksimulationen. Die Farbskala ist auf den in allen sechs Simulationen auftretenden maximalen Dichtewert normiert. Die linke Spalte zeigt Hydrodynamiksimulationen, die rechte die äquivalenten Magneto-Hydrodynamiksimulationen. In den Modellen der obersten Reihe befindet sich kein Planet in der Scheibe, darunter sind die Planeten-zu-Sternmassen-Verhältnisse in den einzelnen Graphiken angegeben. Die Simulation **SP1** (unten links) wird häufig als Beispielfall diskutiert.

Um durch die Transformation die Scheibengesamtmasse nicht zu verändern, gilt entsprechend der Gleichung 3.2-G2 und der Gleichung zur Berechnung der Scheibengesamtmasse 2.4-G1 die Bedingung:

$$\rho'_i = \frac{1}{k^3} \cdot \rho_i. \quad (3.2-G3)$$

Der relative Verlauf des Scheibendichteprofiles bleibt somit unverändert. Die Ausgangssimulationen beschreiben eine protoplanetare Scheibe mit dem Innenradius von 2 AE und dem Außenradius von 9 AE. Die Planeten besitzen eine große Halbachse von 5 AE. Im Rahmen dieser Untersuchung wird der Skalierungsfaktor $k \in \mathbb{N}$ nach unten durch die Größe der Ausgangssimulation (entspricht $k = 1$) und nach oben durch die Wahl von $k = 25$ begrenzt. Dazwischen nimmt k die Werte 3, 5, 7, 10, 13, 16, 19 und 22 an. Die obere Grenze ist dabei

so gewählt, dass ein etwaiger Planet in diesem Fall eine große Halbachse von $r_{\text{P1}} = 125 \text{ AE}$ besitzt. Dies entspricht in etwa der großen Halbachse von **Fomalhaut b**. Einen durch direkte Beobachtung nachgewiesenen Planeten, der sein Zentralgestirn **Fomalhaut** (Entfernung 7.7 pc) im Abstand von etwa 115 AE umläuft (Kalas u. a., 2008).

Die Scheibengesamtmasse der Ausgangshydrodynamik-Simulation ist $M_0 = 2.67 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$. Um einen möglichst weiten Massebereich abdecken zu können, wird die Größenordnung der Masse M_0 in dieser Studie angepasst. Insgesamt werden Scheibengesamtmassen zwischen $M_{\text{min}} = 2.67 \cdot 10^{-7} M_{\odot}$ und $M_{\text{max}} = 2.67 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$ untersucht, um somit einen Bereich abzudecken, der typischerweise auf der Grundlage von Beobachtungen für protoplanetare Scheiben abgeleitet wird (z. B.: Andrews u. a., 2009; Isella u. a., 2009).

Schließlich lassen die Hydrodynamiksimulationen die Freiheit, das Zentralgestirn zu wählen. Die getroffene Auswahl beinhaltet vier sonnenähnliche Hauptreihensterne und zwei Protosterne, um so einen weiten Parameterbereich abdecken zu können, der auch typische Vertreter junger stellarer Objekte enthält. Alle wesentlichen Eigenschaften dieser Sterne sind in Tabelle 3.2-T1 zusammengefasst. Die Werte der Hauptreihensterne werden anhand der betrachteten Spektralklassen aus Unsöld und Baschek (2006) gewählt und zu jeder Wahl ein bekanntes Beispielobjekt aus Perryman u. a. (1997) angegeben. Die Werte der Protosterne können entsprechend Hillenbrand und White (2004) als typisch für die jeweilig angegebene Masse angesehen werden und orientieren sich, auch in ihrer Benennung, an der Wahl aus einer vorangehenden Studie zu diesem Thema von Wolf und D’Angelo (2005).

Tabelle 3.2-T1: Zusammenfassung aller für die Strahlungstransport-Simulationen verwendeten Sterne. Die Bezeichnung der Hauptreihensterne lehnt sich an die Klassifikation in Spektraltypen und die jeweiligen Angaben in Unsöld und Baschek (2006) an. Die Protosterne verfügen oft über protoplanetare Scheiben (z. B. Hillenbrand und White, 2004; Andrews und Williams, 2005, 2007a; Andrews u. a., 2009). Die Angabe T_{eff} ist die effektive Temperatur eines dem Stern entsprechenden Schwarzen Strahlers. Die Beispielsterne entstammen Perryman u. a. (1997) und wurden über die Simbad-Datenbank (Wenger u. a., 2000; Simbad-Webseite, 30.09.2011) gefunden.

Hauptreihensterne				
Spektraltyp	Leuchtkraft [L_{\odot}]	T_{eff} [K]	Masse [M_{\odot}]	Beispiel
G	1	6 000	1.0	Sonne
A	20	8 500	2.4	Fomalhaut
F	7.5	6 900	1.8	Polarstern
K	0.35	4 500	0.7	ϵ -Eridani

Protosterne				
Typ	Leuchtkraft [L_{\odot}]	T_{eff} [K]	Masse [M_{\odot}]	Beispiel
T-Tauri	0.95	4 000	0.5	
Herbig-Ae	43	9 500	2.5	

3.2.1.2 Vorgehen

Auf der Grundlage der Scheibendichteverteilungen und der ausgewählten Zentralsterne werden Strahlungstransport-Simulationen mit MC3D durchgeführt. Diese liefern die Temperaturverteilung der Scheibe sowie darauf aufbauend Karten der thermischen Staubreemission. Es wird die im Abschnitt 2.1.2 vorgestellte Staubbmischung verwendet, wobei stets ein minimaler Kornradius für die Korngrößenverteilung (siehe Gleichung 2.1-G20) von $a_{\min} = 0.005 \mu\text{m}$ angenommen wird. Der maximale Kornradius kann im Rahmen dieser Untersuchung die Werte $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$ oder $a_{\max} = 100 \mu\text{m}$ annehmen. Dabei ist der erste Wert typisch für das interstellare Medium (Savage und Mathis, 1979) und der zweite häufig in protoplanetaren Scheiben zu finden (z. B. Scheibe um den Butterfly Star, Gräfe u. a., 2013). Es wird ein Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis von 0.01 angenommen.

Es sei darauf hingewiesen, dass die Hydrodynamiksimulationen nur in einem Winkelausschnitt von ± 0.3 rad um die Scheibenmittelebene herum simuliert werden, um Rechenkapazitäten einzusparen. Dieser Winkelausschnitt beinhaltet gemessen von der Mittelebene vier hydrostatische Skalenhöhen der Scheibe innerhalb derer die Dichte soweit abgefallen ist, dass höherliegende Bereiche vernachlässigt werden können. Dennoch wird zur Durchführung der Strahlungstransport-Simulation der vollständige, sphärische Simulationsraum benötigt. Deshalb werden die Hydrodynamiksimulationen in dieses vollständige, sphärische Gitter gleicher Auflösung eingebettet. Hierdurch erhöht sich die Zellanzahl in polarer Richtung im Falle der Strahlungstransport-Simulation im Vergleich zu den Hydrodynamiksimulationen von 128 auf 341. In allen so neu hinzugekommenen Zellen wird Vakuum angenommen.

Es wird ein Objekt in Draufsicht⁹ in 140 pc Entfernung betrachtet. Die Entfernungswahl ist dabei durch die mittlere Entfernung der Sternentstehungsregion im Taurus-Auriga Molekülwolken-Komplex motiviert (Kenyon u. a., 1994). Anhand der Reemissionkarten

Tabelle 3.2-T2: Wellenlängenauswahl für die simulierten ALMA-Beobachtungen.

ALMA Band	λ [μm]	ν [GHz]
10	330	910
9	430	700
8	700	430
7	950	320
6	1 300	270
4	2 000	150
3	3 300	90

werden ALMA-Beobachtungen simuliert. In der darauffolgenden Analyse dieser synthetischen Beobachtungen ist es das Ziel, herauszufinden, ob und wie planeten-induzierte Lücken in der Scheibendichteverteilung mit ALMA zu beobachten sind. Für die simulierten ALMA-Beobachtungen werden eine halbe Stunde, zwei Stunden und acht Stunden als Beobachtungsdauer angenommen. Es wird thermisches Rauschen berücksichtigt und die in

⁹Auf Grund der Programmstruktur von MC3D muss eine kleine Inklination der Scheibe vorgegeben werden, hierfür wird stets $i = 5^\circ$ gewählt.

Tabelle 3.2-T2 aufgelisteten Beobachtungswellenlängen ausgewählt. Die Bandbreite der Beobachtungen beträgt 8 GHz. Weiterhin werden maximale Basislinien zwischen 150 m und 15 km verwendet. Die Auswahl erfolgt auf Grundlage der Antennenpositions-Daten von CASA (vgl. Abschnitt 2.7.3). Es werden 14 unterschiedliche Antennenkonfigurationen berücksichtigt. Als Referenzposition wird der Himmelsort des Butterfly Stars (IRAS 04302+2247, $\alpha = 04\text{h}33\text{m}$, $\delta = +22^\circ53'$, J2000) verwendet¹⁰. Insgesamt werden über 10^6 Simulationsergebnisse berechnet.

3.2.1.3 Verwendete Analysemethoden

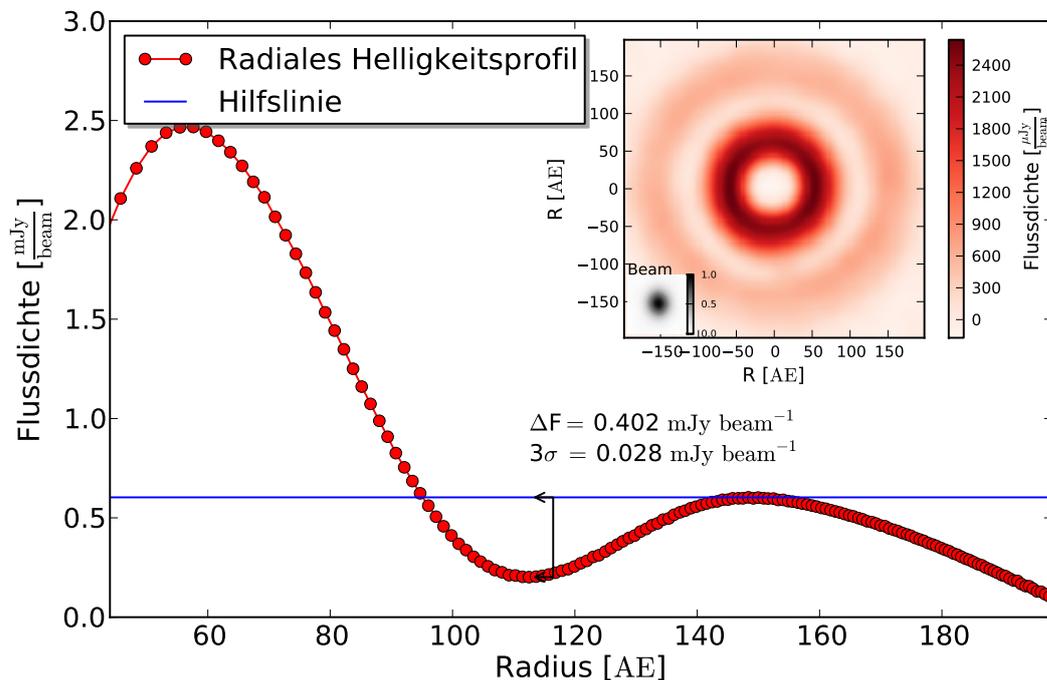


Abbildung 3.2-A2: Beispielhafte Auswahl eines azimuthal-gemittelten, radialen Helligkeitsprofils, wie es in dieser Arbeit häufig zur Detektion von radialsymmetrischen Strukturen in protoplanetaren Scheiben verwendet wird. Im vorliegenden Fall wird das Profil aus einer simulierten ALMA-Beobachtung einer protoplanetaren Scheibe, die über eine planeten-induzierte Lücke verfügt, gewonnen. Zur Identifizierung der Lücke wird die maximale Flussdichte F_{\max} der Scheibe in ihren Außenbereichen (hier bei etwa 150 AE) und die minimale Flussdichte F_{\min} (hier bei etwa 110 AE) bestimmt und die Differenz $\Delta F = F_{\max} - F_{\min}$ mit dem Rauschen σ in den simulierten Beobachtungen verglichen. Sofern $\Delta F > 3\sigma$ gilt und die Position des Flussdichteminimums nicht mehr als ein Auflösungselement von ALMA von der großen Halbachse des Planeten abweicht, gilt die Lücke als detektiert.

Auf Grund der Größe der entstehenden Datenbank ist es notwendig, eine computergestützte Bewertung der Resultate durchzuführen. Hierzu werden mehrere Kriterien aufgestellt,

¹⁰Für die Masterarbeit erfolgte die Berechnung zunächst für die Position des im Sternbild Stier gelegenen Aldebaran ($\alpha = 04\text{h}35\text{m}$, $\delta = +16^\circ30'$, J2000), für die anschließende Veröffentlichung wurden die Simulationen dann erneut für die Referenzposition des Butterfly Stars durchgeführt.

die eine schnelle und sichere Auswertung garantieren. Zunächst werden alle Datensätze aussortiert, bei denen das zugehörige Auflösungselement von ALMA größer ist als das innere Loch in der Scheibendichteverteilung (entspricht $k \cdot 2.0$ AE) und die mittlere Flussdichte in der simulierten Beobachtung kleiner als die dreifache Standardabweichung des Hintergrundrauschens dieser simulierten Beobachtung ist. Die verbleibenden Datensätze zeigen dann protoplanetare Scheiben, die mit ALMA zu beobachten und im Zuge dieser Definition aufzulösen sind.

Im nächsten Schritt werden die simulierten ALMA-Beobachtungen auf die Möglichkeit untersucht, planeten-induzierte Strukturen zu detektieren. Nach der Gleichung 2.5-G4 können Strukturen der Scheibe in einer thermischen Reemissionskarte im Allgemeinen entweder durch die Staubverteilung in der protoplanetaren Scheibe, deren Temperaturprofil oder die Verteilung der optischen Eigenschaften hervorgerufen werden. Im vorliegenden Modell ist das Staubmaterial und damit die optischen Eigenschaften des Staubs überall in der protoplanetaren Scheibe gleich. Zusätzlich zeigen die Modelle stets ein monoton fallendes Temperaturprofil in der Scheibenmittelebene. Somit ist der Ursprung der Strukturen die Staubverteilung der protoplanetaren Scheibe. Ist in dieser eine planeten-induzierte Lücke vorhanden, ist im Bereich der Lücke die thermische Reemission auch reduziert. Um diese zu detektieren, werden aus den simulierten Beobachtungen azimuthal-gemittelte radiale Helligkeitsprofile berechnet. Die Abbildung 3.2-A2 zeigt ein Beispiel hierfür. In diesem Profil können vor allem radialsymmetrische Strukturen in den simulierten Beobachtungen gut untersucht werden. Die planeten-induzierte Lücke macht sich durch ein lokales Flussdichteminimum F_{\min} bemerkbar. Weiter außen steigt die Flussdichte wieder an, bildet ein lokales Flussdichtemaximum F_{\max} und fällt am Außenrand der protoplanetaren Scheibe schließlich ganz ab. Eine planeten-induzierte Lücke gilt als detektiert, wenn die Differenz zwischen Flussdichtemaximum und -minimum $\Delta F = F_{\max} - F_{\min} > 3\sigma_{\text{Beob}}$ ist und die Position des Flussdichteminimums höchstens um ein Auflösungselement von ALMA von der großen Halbachse des Planeten abweicht.

Die Bestimmung des Rauschens σ_{Beob} ist auf verschiedenen Wegen möglich. Zum einen kann es als Hintergrundrauschen aus den simulierten Beobachtungen selbst oder durch die Simulation einer sogenannten Rauschkarte gewonnen werden. Bei einer Rauschkarte wird die Beobachtung eines leeren Bereichs am Himmel simuliert. Alle Strukturen in der daraus resultierenden Beobachtung müssen also auf Rauschen zurückzuführen sein. Dieses Verfahren wurde während der Masterarbeit verwendet. Es hat den Nachteil, dass die Anzahl der durchzuführenden Beobachtungssimulationen noch größer wird. Darum wird in allen nachfolgenden Studien der ALMA Sensitivity Calculator verwendet, der σ_{Beob} in Abhängigkeit der Beobachtungsdauer, der Beobachtungswellenlänge und dem Aufbau von ALMA berechnet.

3.2.2 Ergebnisse der Masterarbeit

Aus der Analyse der Datenbank geht hervor, dass innerhalb der Grenzen des untersuchten Parameterraums vor allem die protoplanetaren Scheiben mit Gesamtmassen zwischen $10^{-4} M_{\odot}$ und $10^{-1} M_{\odot}$ in einer Entfernung von 140 pc mit ALMA beobachtet werden können. Der Einfluss des Zentralsterns und des jeweiligen Scheibenaußenradiuses ist in diesen Fällen vernachlässigbar. Sollen im Zuge einer Himmelsdurchmusterung ohne Änderungen

am Aufbau des Interferometers gleich mehrere Objekte beobachtet werden, die sich hinsichtlich ihres Scheibenaußenradiuses, ihres Zentralgestirns und ihrer Scheibengesamtmasse unterscheiden, sollte eine Wellenlänge im Bereich zwischen $430 \mu\text{m}$ und 2 mm (idealerweise bei $430 \mu\text{m}$ oder 1.3 mm), sowie eine Antennenkonfiguration mit einer maximalen Basislinie von etwa 1500 m gewählt werden.

Ab einem Planeten-zu-Sternmasse-Verhältnis von 10^{-4} lassen sich planeten-induzierte Lücken mit ALMA in diesen protoplanetaren Scheiben aufspüren. Allerdings gilt dies nur für Objekte, deren Scheibengesamtmasse größer ist als $10^{-4} M_{\odot}$. Weitere großskalige Strukturen, wie etwa die vom Planeten hervorgerufenen Spiralarme (vgl. Abschnitt 2.3.1), lassen sich nicht detektieren, da der Helligkeitskontrast zwischen Struktur und Scheibenhintergrund zu gering ist. Weiterhin lässt sich ein eingebetteter Planet oder eine planeten-induzierte Lücke im Rahmen des untersuchten Modellraums nicht in der spektralen Energieverteilung der Scheibe nachweisen. Die Ergebnisse dieser Studie stimmen sehr gut mit denen aus vergleichbaren Studien von (Wolf und D'Angelo, 2005) und Gonzalez u. a. (2012) überein.

3.2.3 Vorschlag einer Beobachtung

Bereits ohne die Fertigstellung aller Antennen bietet ALMA ein hinreichendes Auflösungsvermögen, das eine reale Durchführung der vorangehenden theoretischen Untersuchung möglich macht. Dennoch sind die Fähigkeiten von ALMA in dieser Frühphase im Vergleich zum fertigen Interferometer begrenzt. Deshalb wird vorgeschlagen, mit HD 169142 ein besonders geeignetes Objekt für das gesetzte Ziel – der Detektion einer planeten-induzierten Lücke – zu beobachten.

3.2.3.1 Objekt HD 169142

HD 169142 ist ein Herbig-Ae-Stern der Spektralklasse A5Ve (Dunkin u. a., 1997) mit einer Masse von $(2.28 \pm 0.23) M_{\odot}$ (van den Ancker, 1999), der sich im Abstand von $(145 \pm 15) \text{ AE}$ im Sternbild Schütze befindet (de Zeeuw u. a., 1999). Das Alter des Sterns wird von Grady u. a. (2007) mit $6_{-3}^{+6} \cdot 10^6$ Jahren angegeben. An der Oberfläche besitzt der Stern eine Temperatur von 8200 K , seine Leuchtkraft beträgt $(15.33 \pm 2.17) L_{\odot}$, was einem stellaren Radius von $(1.94 \pm 0.14) R_{\odot}$ entspricht (van den Ancker, 1999).

HD 169142 verfügt über eine massereiche, protoplanetare Scheibe, die zum Beobachter eine Inklination von $i \approx 13^{\circ}$ besitzt (Honda u. a., 2012). Der Außenradius der protoplanetaren Scheibe wird aus Kontinuums- und CO-Linien-Beobachtungen mit 235 AE abgeleitet (Panić u. a., 2008). Die Gesamtmasse der Scheibe beträgt $0.16 \dots 3.0 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$ (Panić u. a., 2008). Die fehlende thermische Staubemission im Bereich zwischen $18.8 \mu\text{m}$ und $24.5 \mu\text{m}$ deutet auf ein inneres Loch in der Scheibe von 23_{-5}^{+3} AE hin (Dent u. a., 2006). Die in Abbildung 3.2-A3 gezeigte Streulichtbeobachtung mit dem Subaru Teleskop bei der Wellenlänge von $1.6 \mu\text{m}$ zeigt eine radialsymmetrische Verdunkelung im Abstand von etwa 40 AE zum Zentralstern. Das Loch in der Bildmitte entsteht durch die Verwendung eines Koronographens. Die Präsenz dieser Struktur im Erscheinungsbild der protoplanetaren Scheibe im Streulicht wurde von Reggiani u. a. (2014) bestätigt. Diese radialsymmetrische Verdunkelung kann

unter Umständen durch eine planeten-induzierte Lücke verursacht worden sein. Für diese These spricht die Detektion einer weiteren Strahlungsquelle innerhalb der protoplanetaren Scheibe von HD 169142 durch Reggiani u. a. (2014).

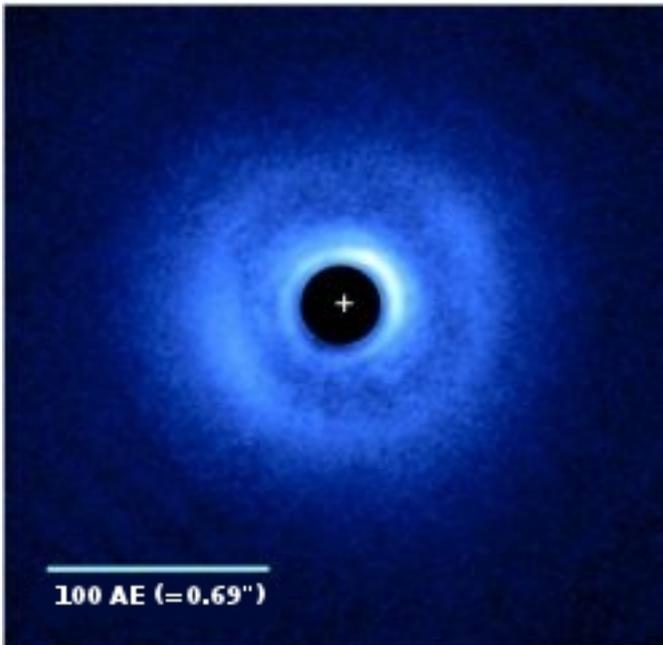


Abbildung 3.2-A3: Die Streulichtbeobachtung von HD 169142 mit dem Subaru Teleskop bei $1.6 \mu\text{m}$. Es zeigt sich eine radialsymmetrische Verdunkelung im Abstand von etwa 40 AE zum Zentralstern. Diese kann unter Umständen durch eine planeten-induzierte Lücke in der Scheibendichteverteilung hervorgerufen worden sein. Das Loch in der Bildmitte entsteht durch die Verwendung eines Koronagraphens. Die Abbildung wurde von Misato Fukagawa auf privatem Wege zur Verfügung gestellt und aus dem Englischen übersetzt.

3.2.3.2 Ziel der Beobachtung

Um die Ursache der radialen Verdunkelung in den Streukarten von HD 169142 genauer zu untersuchen, ist es angebracht, eine räumlich aufgelöste Beobachtung des Objekts im (sub)mm Wellenlängenbereich durchzuführen. Somit können, wie im vorangehenden Abschnitt beschrieben, Aussagen über die Dichteverteilung der Scheibe gemacht werden. Zur Identifizierung der potentiellen Lücke muss mindestens eine Struktur von 15 AE Ausdehnung räumlich aufgelöst werden können, da dies der Breite der Lücke in den Streukarten entspricht. Dies ist bereits seit dem Jahrgang 1 des Wissenschaftsbetriebs von ALMA möglich. Durch die Kombination der hier angebotenen maximalen Basislinie von etwa 1 km (Mathys, 2012) und einer Beobachtungswellenlänge von $440 \mu\text{m}$ (ALMA Band 9) kann das Objekt bis zu einer Skala von 10 AE räumlich aufgelöst werden. Um mindestens ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 10 zu erhalten, sollte die beantragte Beobachtungsdauer inklusive aller weiteren technisch notwendigen Kalibrierungen mindestens 73 min betragen¹¹. Die Bandbreite der Beobachtung ist dabei 7.5 GHz.

Eine solche Beobachtung kann die folgende, konkrete wissenschaftliche Fragestellung beantworten: „Durch eine Detektion einer den Streukarten entsprechenden radialsymmetrischen Verdunkelung im (sub)mm Wellenlängenbereich soll der Ursprung dieser auf eine Lücke in der Dichteverteilung der protoplanetaren Scheibe zurückgeführt werden.“

Wird zusätzlich eine lokale Quelle innerhalb dieser Lücke aufgefunden, kann ebenfalls der Schluss gezogen werden, dass die Lücke planeten-induziert ist.

¹¹Durch die in jedem nachfolgenden Jahrgang wachsende Anzahl an ALMA-Antennen reduziert sich die benötigte Beobachtungsdauer.

Inzwischen ist eine vergleichbare Beobachtung der protoplanetaren Scheibe um HL Tau durchgeführt worden, die helle Ringe und radialsymmetrische Verdunkelungen in dieser Scheibe (siehe Abbildung 2.0-A1) nachgewiesen hat (ALMA Partnership u. a., 2015).

3.3 Fall des Streulichts

Neben dem beschriebenen Beispielsystem HD 169142 (siehe auch Abbildung 3.2-A3), gibt es weitere Systeme, in denen protoplanetare Scheiben mit asymmetrischen Strukturen oder ringförmigen Verdunkelungen im Streulicht beobachtet werden (z. B. AB Auriga, Corder u. a., 2005). Im Prinzip können diese Strukturen durch eine Vielzahl an Effekten hervorgerufen werden (vgl. Abschnitt 2.3.1 bis 2.3.4) und müssen nicht zwangsläufig planeten-induziert sein. Bereits Abschattungen von einigen Bereichen durch davorliegende Teile der Scheibe können solche Effekte hervorrufen (Sauter und Wolf, 2011). Deshalb ist es notwendig, zu untersuchen, ob planeten-induzierte Lücken überhaupt als Merkmal in Streukarten von protoplanetaren Scheiben aufgefunden werden können. Der Inhalt und die Abbildungen¹² dieses Abschnitts sind im Kapitel *Letters to the Editor* des Journals *Astronomy and Astrophysics* als Referenz Ruge u. a. (2014) veröffentlicht worden.

3.3.1 Durchführung der Studie

3.3.1.1 Beschreibung des Modells

Die Grundlagen für die Untersuchung zur Detektierbarkeit von planeten-induzierten Lücken in Streulichtkarten bilden zwölf Hydrodynamiksimulationen der Scheibendichtestruktur. Neben der aus Abschnitt 3.2 bereits bekannten Simulationen **SP1** (siehe Abbildung 3.2-A1) werden elf neue Simulationen verwendet¹³. Die Simulationen variieren dabei in den Parametern: Planeten-zu-Sternmasse-Verhältnisses ($q \in \{10^{-3}, 2 \cdot 10^{-3}\}$), Skalenhöhe der protoplanetaren Scheibe ($H(r)/r \in \{0.03, 0.07\}$) und $\tilde{\alpha}$ -Viskosität ($\tilde{\alpha} \in \{0, 10^{-3}, 10^{-2}\}$). Diese Parameter sind entsprechend der Kriterien aus den Gleichungen 2.3-G4 und 2.3-G5 grundlegend für die Eigenschaften einer planeten-induzierten Lücke. Das bereits bekannte Modell **SP1** entspricht hierbei der Kombination $(q, H(r)/r, \tilde{\alpha}) = (10^{-3}, 0.07, 0)$.

Am Beispiel dieser Simulation ist die Struktur der Dichteverteilung der verwendeten protoplanetaren Scheiben als Schnitt durch die Mittelebene der Scheibe und entlang einer ausgewählten Linie in der Vertikalen in der Abbildung 3.3-A1 dargestellt. Besonders wichtig ist, dass die Dichte im Bereich der planeten-induzierten Lücke reduziert ist, aber diese nicht vollständig von Material befreit ist. Die Hydrodynamiksimulationen bieten wieder die Möglichkeit, in geometrischer Ausdehnung und Masse skaliert zu werden. Dies erfolgt genauso wie im Abschnitt 3.2.1.1 beschrieben. Allerdings wird die Wahl des Skalierungsfaktors k weiter eingeschränkt, so dass k nur die Werte 10, 13, 16, 19, 22 und 25 annehmen kann. Dies geschieht zur Reduzierung der notwendigen Strahlungstransport-Simulationen, da eine Simulation des Streu-Strahlungstransports im Gegensatz zur thermischen Reemission

¹²Mit der Ausnahme der Abbildung 3.3-A3.

¹³Eine Abbildung der Dichteverteilungen aller Simulationen befindet sich im Anhang A.6.

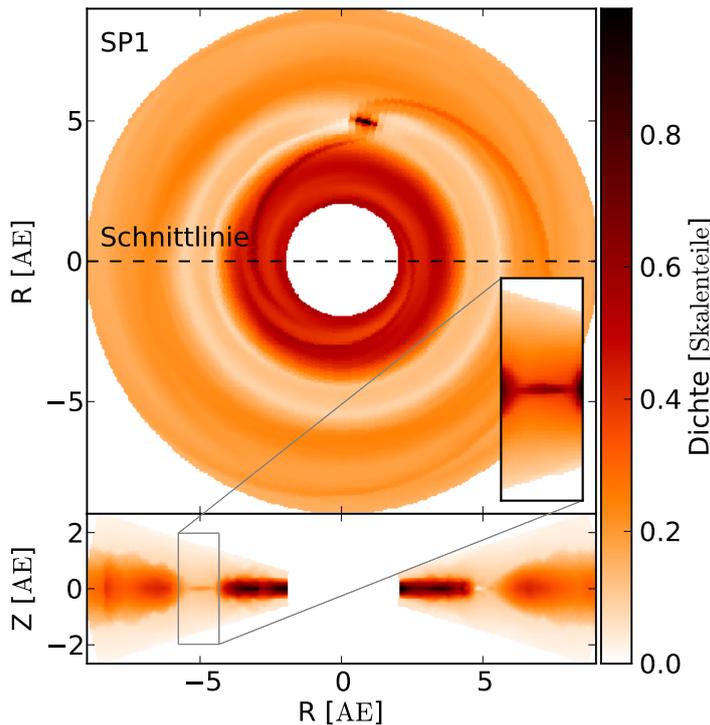


Abbildung 3.3-A1: Dichteverteilung der Hydrodynamiksimulation **SP1**, die bereits im Abschnitt 3.2.1.1 eingeführt wurde. Es sind sowohl die Mittelebene der protoplanetaren Scheibe als auch die vertikale Struktur der Dichteverteilung entlang eines Schnitts durch die Scheibe gezeigt. Die Farbskala ist logarithmisch und auf das Dichtemaximum normiert. Im vergrößerten Bildausschnitt ist die Farbgebung abweichend, da sie auf das Dichtemaximum des Ausschnitts normiert ist. Der Ausschnitt zeigt, dass die Dichte in der planeten-induzierten Lücke nicht Null wird.

mit dem Strahlverfolgungsmodus von MC3D bei gleicher Güte einen um etwa den Faktor 35 höheren Zeitbedarf hat. Ferner genügt das Auflösungsvermögen von Teleskopen der 8- bis 10 m-Klasse im ausgewählten Wellenlängenbereich nicht, um planeten-induzierte Lücken in Simulationen mit kleinerem Skalierungsfaktor k zu identifizieren.

Der untersuchte Bereich an Scheibengesamtmassen ist identisch zu der Wahl im Abschnitt 3.2.1.1. Zusätzlich werden weitere Inklinationen der protoplanetaren Scheibe zum Beobachter untersucht. Auf Grund der Programmstruktur von MC3D hat das keinen nennenswerten Einfluss auf die Programmlaufzeit. Ausgewählt werden die Inklinationen $i \in \{5^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ\}$. Die Wahl wird später begründet. Als Zentralsterne werden die Protosterne aus der Tabelle 3.2-T1 verwendet. Gerade diese beiden Objekte sind gute Beispiele für die typischerweise vorkommenden Zentralgestirne von protoplanetaren Scheiben (z. B. Hillenbrand und White, 2004; Andrews und Williams, 2005, 2007a; Andrews u. a., 2009). Der Planet selbst wird bei den Strahlungstransport-Simulationen als zusätzliche punktförmige Strahlungsquelle berücksichtigt (vgl. Abschnitt 2.6). Er wird als Schwarzer Strahler der effektiven Temperatur $T_{\text{eff}} = 1000 \text{ K}$ und der Leuchtkraft $L = 10^{-4} L_{\odot}$ angenommen. Dies entspricht der Parameterwahl einer vorangehenden Studie (Wolf und D'Angelo, 2005).

3.3.1.2 Vorgehen

Auf der Grundlage der skalierten Scheibendichtestrukturen aus den Hydrodynamiksimulationen werden Simulationen des Streu-Strahlungstransports für die Wellenlängen $1.0 \mu\text{m}$,

2.2 μm , 4.0 μm , und 5.0 μm durchgeführt. Die Resultate werden ohne weitere Beobachtungssimulationen analysiert. Das Ziel ist die Untersuchung, unter welchen Voraussetzungen eine protoplanetare Scheibe die Beobachtung einer planeten-induzierten Lücke im ausgewählten Wellenlängenbereich ermöglicht. Insgesamt wird eine Datenbank aus 25 200 Streukarten berechnet. Diese enthält die Kombination von zwölf Hydrodynamiksimulationen, zwei Zentralsternen, sechs Scheibengrößen, sieben Scheibengesamtmassen, fünf Objektinklinationen und fünf Wellenlängen. Die Streukarten besitzen eine Auflösung von 201×201 Bildpunkten. Die Abbildung 3.3-A2 zeigt beispielhaft drei Karten aus der Datenbank.

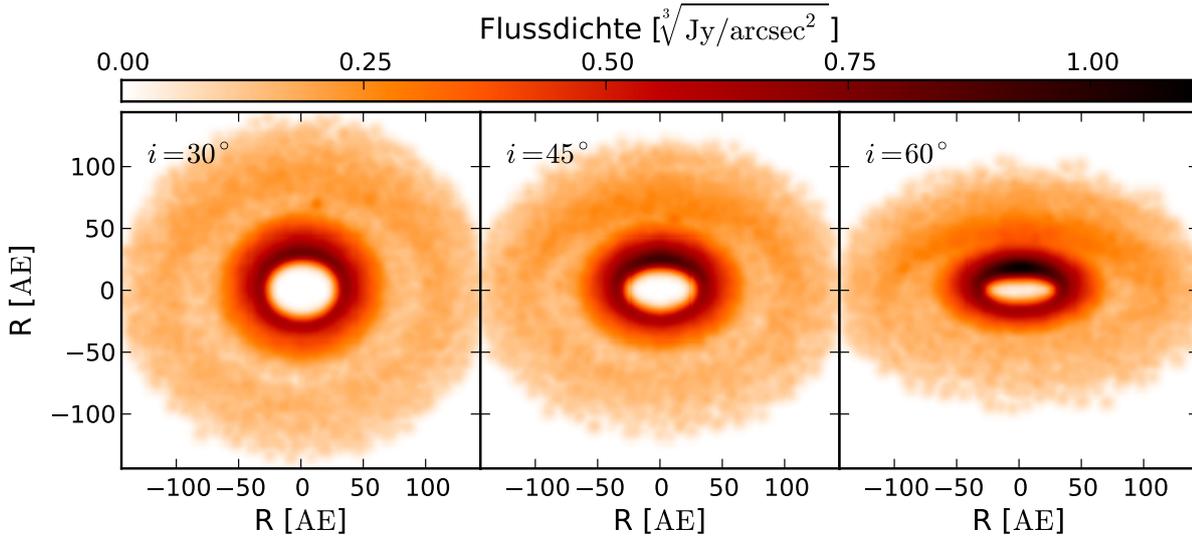


Abbildung 3.3-A2: Beispiele der resultierenden Streukarten des Hydrodynamikmodells SP1 bei 2.2 μm für die Inklinationen $i = 30^\circ$, $i = 45^\circ$ und $i = 60^\circ$ der protoplanetaren Scheibe. Der Außenradius der protoplanetaren Scheibe beträgt 144 AE (entspricht $k = 16$) und die Scheibengesamtmasse ist $2.7 \cdot 10^{-4} M_\odot$. Als Stern wird der Herbig-Ae-Stern (siehe Tabelle 3.2-T1) verwendet. Das direkte Sternenlicht ist unterdrückt. Die Farbskala ist in Darstellung der dritten Wurzel gewählt. Vor allem bei einer Inkliniation der protoplanetaren Scheibe von $i = 30^\circ$ ist die planetare Abstrahlung als heller Punkt in der planeten-induzierten Lücke zu erkennen. Der Fall der Beobachtung der direkten Abstrahlung des Planeten wird im Kapitel 4 untersucht.

3.3.1.3 Verwendete Analysemethoden

Alle Streukarten werden auf die Auffindbarkeit einer planeten-induzierten Lücke hin untersucht. Die Methode zur Identifikation der Lücke im Fall des Streulichts ist sehr ähnlich zu der im Abschnitt 3.2.1.3 beschriebenen Methode für den Fall von thermischer Re-emissionsstrahlung. Wiederum soll die planeten-induzierte Lücke im Scheibendichteprofil durch einen charakteristischen Verlauf des azimuthal-gemittelten radialen Helligkeitsprofils aufgespürt werden, in diesem Fall allerdings auf der Grundlage von Streukarten. Unter der Annahme einer flachen Scheibengeometrie werden die Streukarten über die Cosinusfunktion inklinationskorrigiert (deprojiziert), bevor das azimuthal-gemittelte radiale Helligkeitsprofil

berechnet wird. Diese Annahme gilt oberhalb einer Inklination der protoplanetaren Scheibe von $i = 60^\circ$ nicht mehr, was den Grund für die Einschränkung des Parameterbereichs der Inklination angibt.

Der charakteristische Verlauf des azimuthal-gemittelten radialen Helligkeitsprofils beinhaltet im Falle einer identifizierbaren Lücke wieder ein lokales Flussdichteminimum F_0 . Danach wird außerhalb dieser Position das Flussdichtemaximum F_{\max} gesucht und das Kontrastverhältnis $\zeta = (F_{\max} - F_0)/F_{\max}$ bestimmt. Eine Lücke gilt als identifiziert, wenn $\zeta > 0.1$ ist und die Position des lokalen Flussdichteminimums mit der Position der Lücke im Scheibendichteprofil übereinstimmt. Die Abweichung darf hierbei die Breite der Lücke b selbst nicht überschreiten. Die Breite der Lücke wird dabei im Vorwege mit Hilfe des Gradientens des azimuthal-gemittelten Dichteprofiles der Scheibenmittelebene ermittelt. In guter Näherung und der Einfachheit halber wird sie für alle Simulationen über den Skalierungsfaktor k als $b \approx k \cdot 1 \text{ AE}$ festgelegt. Ferner muss $F_{\max} - F_0 > 3\sigma_{\text{MC}}$ gelten, wobei σ_{MC} das simulationsabhängige, statistische Rauschen des Monte-Carlo-Verfahrens zur Simulation des Strahlungstransports ist.

Die direkte Planetenabstrahlung wird nicht weiter berücksichtigt, ist aber, wie bei einer möglichen Beobachtung in der Realität, in den azimuthal-gemittelten radialen Helligkeitsprofilen enthalten. Es sei darauf hingewiesen, dass in vielen Fällen der Planet als zusätzliche Quelle in den Streukarten zu erkennen ist (siehe Abbildung 3.3-A2). Dieser Fall wird im Kapitel 4 in einer Beispielstudie näher untersucht.

3.3.2 Identifizierbarkeit von Lücken im Streulicht

Die Resultate der Auswertung der Datenbank hinsichtlich der Identifizierbarkeit von planeten-induzierten Lücken in Streukarten einer protoplanetaren Scheibe lassen sich in Abhängigkeit des zugrundeliegenden Parameters wiedergeben. Zunächst liegt der Fokus auf den Ergebnissen für die Dichteverteilung **SP1** für einen T-Tauri-Stern als Zentralgestirn. Sie sind in der Abbildung 3.3-A3 zusammengefasst. Dabei ist eine Form der Visualisierung gewählt, welche die Möglichkeit der Lückenidentifikation in Abhängigkeit aller Objektinklinationen, aller Scheibengrößen und -massen und aller Wellenlängen in nur einer Abbildung zeigt. Im Folgenden werden die Einflüsse der unterschiedlichen Parameter, wie zum Beispiel Scheibengesamtmasse und -größe, im Einzelnen untersucht.

3.3.2.1 Einfluss der Wellenlänge, der Scheibengesamtmasse und -größe

Das deutlichste Ergebnis ist, dass oberhalb einer Scheibengesamtmasse von $10^{-4} M_\odot$, entsprechend der Definition aus dem Abschnitt 3.3.1.3, keine Lücke in den Streukarten der protoplanetaren Scheibe **SP1** identifiziert werden kann. Weder eine Änderung der Wellenlänge noch des Scheibenaußenradius hat einen Einfluss auf diese Grenze. Eine solche untere Beschränkung des Massebereichs gibt es nicht. Im vorliegenden Fall wird sie durch die Wahl des Parameterraums vorgegeben. Der Grund für die obere Massengrenze kann wie folgt erklärt werden.

Insgesamt ist das optische Tiefenprofil der protoplanetaren Scheibe für deren Aussehen im Streulicht verantwortlich. Für einen Beobachter wird bei der Wellenlänge λ der Teil

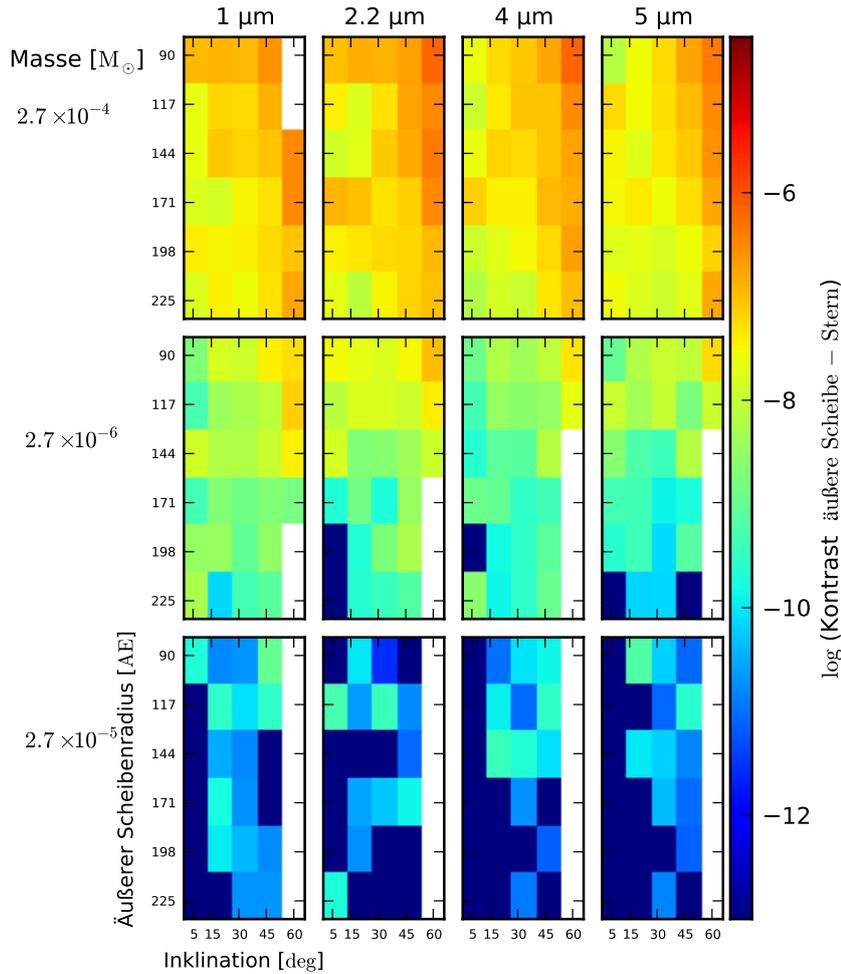


Abbildung 3.3-A3: Darstellung der Ergebnisse zur Identifizierbarkeit von planeten-induzierten Lücken im Streulicht bei den ausgewählten Wellenlängen $1.0 \mu\text{m}$, $2.2 \mu\text{m}$, $4.0 \mu\text{m}$, und $5.0 \mu\text{m}$ für das Hydrodynamikmodell **SP1** mit $(q, H^{(r)}/r, \tilde{\alpha}) = (10^{-3}, 0.07, 0)$. Wenn die Kombination aus Wellenlänge, Inklination, Scheibengesamtmasse und -größe zu einer Identifikation einer planeten-induzierten Lücke nach den Kriterien aus Abschnitt 3.3.1.3 führt, wird das Helligkeitskontrastverhältnis zwischen der äußeren Scheibe und dem Stern im zentralen Bildpunkt der Streukarte farbskaliert in die Graphik eingetragen. Die Farbskala ist logarithmisch. Im vorliegenden Fall ist der Zentralstern ein T-Tauri-Stern (siehe Tabelle 3.2-T1).

der protoplanetaren Scheibe als Oberfläche sichtbar (sogenannte Photosphäre), wo die optische Tiefe $\tau_\lambda = 1$ für vom Stern kommende Strahlung erreicht wird. Für das Auffinden einer Struktur ist es deshalb notwendig, dass die Photosphäre bereits diese Struktur zeigt. Durch die Definition der optischen Tiefe (Gleichung 2.5-G8) ist das Aussehen der Photosphäre durch die optischen Eigenschaften des Staubs und durch die Dichteverteilung der protoplanetaren Scheibe bestimmt. Für den vorliegenden Fall einer Dichteverteilung, die diskret auf einem Gitter definiert ist, gilt für die optische Tiefe (siehe Gleichung 2.5-G8) entlang eines Wegs, der an der Position des Sterns beginnt:

$$\tau = \sum_i^{N_z} \frac{3}{4 \rho_{\text{Staub}} \cdot (\pi a_{\text{eff}}^3)} C_{\text{ext}}(\lambda) \cdot \rho_i \cdot \Delta s_i, \quad (3.3-G1)$$

wobei ρ_i die Dichte und Δs_i die Weglänge innerhalb der i -ten Zelle ist und insgesamt N_z Zellen durchlaufen werden. Das heißt auch, dass durch das im Abschnitt 3.2.1.1 beschriebene Vorgehen zur Skalierung der Scheibendichteverteilung die Photosphäre beeinflusst wird. Dabei skaliert ρ_i linear mit der Scheibengesamtmasse M und mit k^{-3} für die Größenänderung der protoplanetaren Scheibe (siehe Gleichung 3.2-G3). Allerdings wächst die Weglänge Δs_i entsprechend der Voraussetzungen von Gleichung 3.2-G2 linear mit dem Größenskalierungsfaktor k . Insgesamt ergibt sich also:

$$\tau \propto C_{\text{ext}}(\lambda) \cdot M \cdot \frac{1}{k^2}. \quad (3.3-G2)$$

Für die vorgegebenen Wellenlängen ändert sich C_{ext} höchstens um den Faktor 4.9. Der Faktor k wächst zwischen Minimal- und Maximalwert um 2.5. Das entspricht für k^2 einer Änderung um 6.25. Die Scheibengesamtmasse M verändert sich im berücksichtigten Parameterraum um fünf Dekaden. Im Rahmen des gewählten Parameterraums ist deshalb die Scheibengesamtmasse der ausschlaggebende Parameter, der über die Identifizierbarkeit einer Lücke in den Streukarten entscheidet.

Die Abbildung 3.3-A4 zeigt beispielhaft das Aussehen der Photosphäre für eine mit $k = 22$ skalierte Dichteverteilung **SP1** ($R_{\text{in}} = 38 \text{ AE}$, $R_{\text{aus}} = 198 \text{ AE}$) für die Scheibengesamtmassen $2.67 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ und $2.67 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 5 \mu\text{m}$. Für die Scheibengesamtmasse von $2.67 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ ist keine Identifikation der Lücke möglich, für $2.67 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ schon.

Es kommt hinzu, dass die zugrundeliegende Dichtestruktur (siehe Abbildung 3.3-A1) deutliche, auch nicht rotationssymmetrische Strukturen aufweist, dennoch sind beide Photosphären in guter Näherung als rotationssymmetrisch zu beschreiben. Gerade im Fall der höheren Scheibenmassen maskiert dies zusätzlich die differenzierte Struktur der protoplanetaren Scheibe.

Testrechnungen bei einer Wellenlänge von $20 \mu\text{m}$, die sowohl thermische Reemission als auch gestreute Sternstrahlung berücksichtigen, zeigen, dass die gefundene Massengrenze in diesem Bereich um etwa den Faktor 10 nach oben verschoben werden kann. Der Grund hierfür ist eine Verringerung von $C_{\text{ext}}(20 \mu\text{m})$ um den Faktor 15 im Vergleich zu $C_{\text{ext}}(1.0 \mu\text{m})$.

3.3.2.2 Einfluss der Scheibeninklination und des Zentralgestirns

Für das gewählte Beispiel der Dichteverteilung **SP1** ist der Einfluss der Inklination der Scheibe auf die Identifizierbarkeit von Lücken gering, solange das Objekt weniger als 60° zum Beobachter geneigt ist. Oberhalb dieser Grenze macht die vertikale Ausdehnung der protoplanetaren Scheibe ein Auffinden der Lücke nahezu unmöglich. Allgemein ist eine Streu- oder Reemissionskarte einer protoplanetaren Scheibe eine zweidimensionale Projektion eines dreidimensional ausgedehnten Objekts. Bei hohen Inklinationen der Scheibe $i > 60^\circ$ wird die Lücke durch vor und hinter ihr liegende Scheibenbereiche überstrahlt. Ebenso erlischt die Geltung der Annahme einer flachen Scheibe in diesem Fall, so dass die Inklinationskorrektur (Deprojektion) aus dem Abschnitt 3.3.1.3 nicht mehr angewendet werden kann.

Ein Austausch des Zentralgestirns ändert nichts an der Identifizierbarkeit von Lücken innerhalb des Parameterraums. Hierzu muss allerdings darauf hingewiesen werden, dass

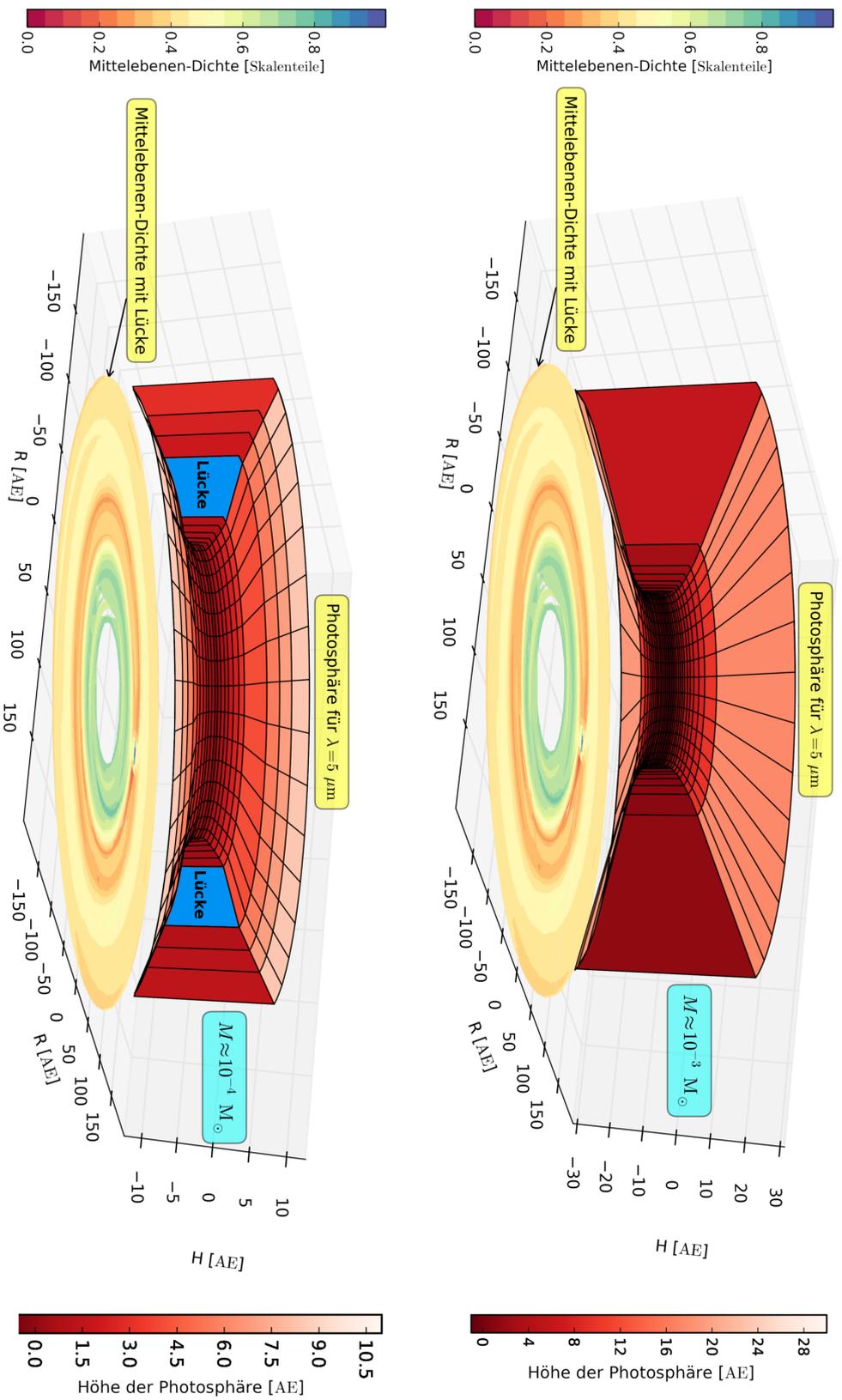


Abbildung 3.3-A4: Darstellung der Photosphäre bei einer Wellenlänge von $5.0 \mu\text{m}$ eines ausgewählten Scheibenmodells auf der Grundlage der Hydrodynamiksimulation SP1. Der Außenradius beträgt 198 AE (entspricht $k = 22$). In der oberen Abbildung beträgt die Scheibengesamtmasse etwa $10^{-3} M_{\odot}$, in der Unteren etwa $10^{-4} M_{\odot}$. Die planeten-induzierte Lücke ist nur in der unteren Scheibe durch eine Variation der Steigung der vertikal integrierten optischen Tiefe zu erkennen.

der Zentralstern einen deutlichen Einfluss auf die Temperaturstruktur der protoplanetaren Scheibe hat (z. B. Fouchet u. a., 2012). Diese beeinflusst die hydrostatische Scheibenhöhe (siehe Gleichung 2.1-G7) und somit die vertikale Ausdehnung der protoplanetaren Scheibe. Zum Teil kann der Einfluss des Zentralsterns auf die Vertikalstruktur der Scheibe durch die Variation der Skalenhöhe in den verwendeten Hydrodynamiksimulationen berücksichtigt werden. Um diesen Prozess aber in Gänze zu untersuchen, bedarf es einer korrekten Implementierung des Strahlungstransports in die Hydrodynamiksimulationen, da nur diese die Änderung der Scheibendichteverteilung berechnen können. Erste Studien hierzu sind bereits durchgeführt worden (z. B. Flock u. a., 2013). Diese sind aber noch nicht in der Lage, den Einfluss von Planeten zu berücksichtigen. In diesem Zusammenhang stehen die Ergebnisse im Abschnitt 4.4.

3.3.2.3 Einfluss der Scheibendichteverteilung

Insgesamt werden zwölf verschiedene Dichteverteilungen untersucht, die sich in Bezug auf die Skalenhöhe, das Planeten-zu-Sternmasse-Verhältnis und den Einfluss der Viskosität unterscheiden. Diese Parameter haben vor allem einen Einfluss auf die Reduzierung der Gasdichte innerhalb der planeten-induzierten Lücke und zusätzlich auf die räumliche Ausdehnung dieser Reduzierung (siehe Gleichungen 2.3-G4 und 2.3-G5). Es wird auch von der Breite und Tiefe der Lücke gesprochen. Somit beeinflussen diese Parameter auch die optische Tiefenstruktur der Scheibe (siehe Gleichung 3.3-G1). Zusammenfassend stellt die Abbildung 3.3-A5 eine Übersicht aller möglichen Lückenidentifizierungen für alle verwendeten Dichteverteilungen, Inklinationen, Scheibenmassen und -größen bei einer Referenzwellenlänge von $2.2 \mu\text{m}$ vor. Das Zentralgestirn ist ein T-Tauri-Stern. Im Wesentlichen zeigt sich, dass eine Änderung der Skalenhöhe $H(r)/r$ die zuvor diskutierte obere Scheibenmassengrenze um eine Dekade nach oben verschieben kann. Danach sind aber wiederum keine Beobachtungen von Lücken mehr möglich. Der Einfluss von Planeten-zu-Sternmasse-Verhältnis und $\tilde{\alpha}$ -Viskosität ist mit einer Ausnahme sehr gering. Nur bei der Simulation $(q, H(r)/r, \tilde{\alpha}) = (10^{-3}, 0.07, 0.01)$ fällt auf, dass die Lücke bei höheren Inklinationen der Scheibe nicht in der protoplanetaren Scheibe identifiziert werden kann. Der Grund hierfür ist, dass diese Simulation entsprechend der Kriterien aus den Gleichungen 2.3-G4 und 2.3-G5 die geringste Neigung zur Ausbildung einer planeten-induzierten Lücke besitzt und die Lücke somit am leichtesten maskiert wird.

3.3.2.4 Diskussion und Vergleich der Ergebnisse

Der Vergleich der Ergebnisse der Identifizierbarkeit von planeten-induzierten Lücken im Streulicht mit den Ergebnissen zur Beobachtbarkeit mit ALMA aus Abschnitt 3.2.2 zeigt, dass die Beobachtung einer planeten-induzierten Lücke in der Dichteverteilung einer protoplanetaren Scheibe meistens nur in einem der beiden Fälle möglich ist, da in den genannten Fällen jeweils Bereiche der Scheibendichtestruktur beobachtet werden, die völlig unterschiedlich sein können. Das Histogramm 3.3-A6 fasst dieses Ergebnis nocheinmal für die Simulation **SP1** zusammen. Die Scheibengesamtmasse, bei der die Identifizierbarkeit von planeten-induzierten Lücken im Streulicht physikalisch begrenzt wird, entspricht genau

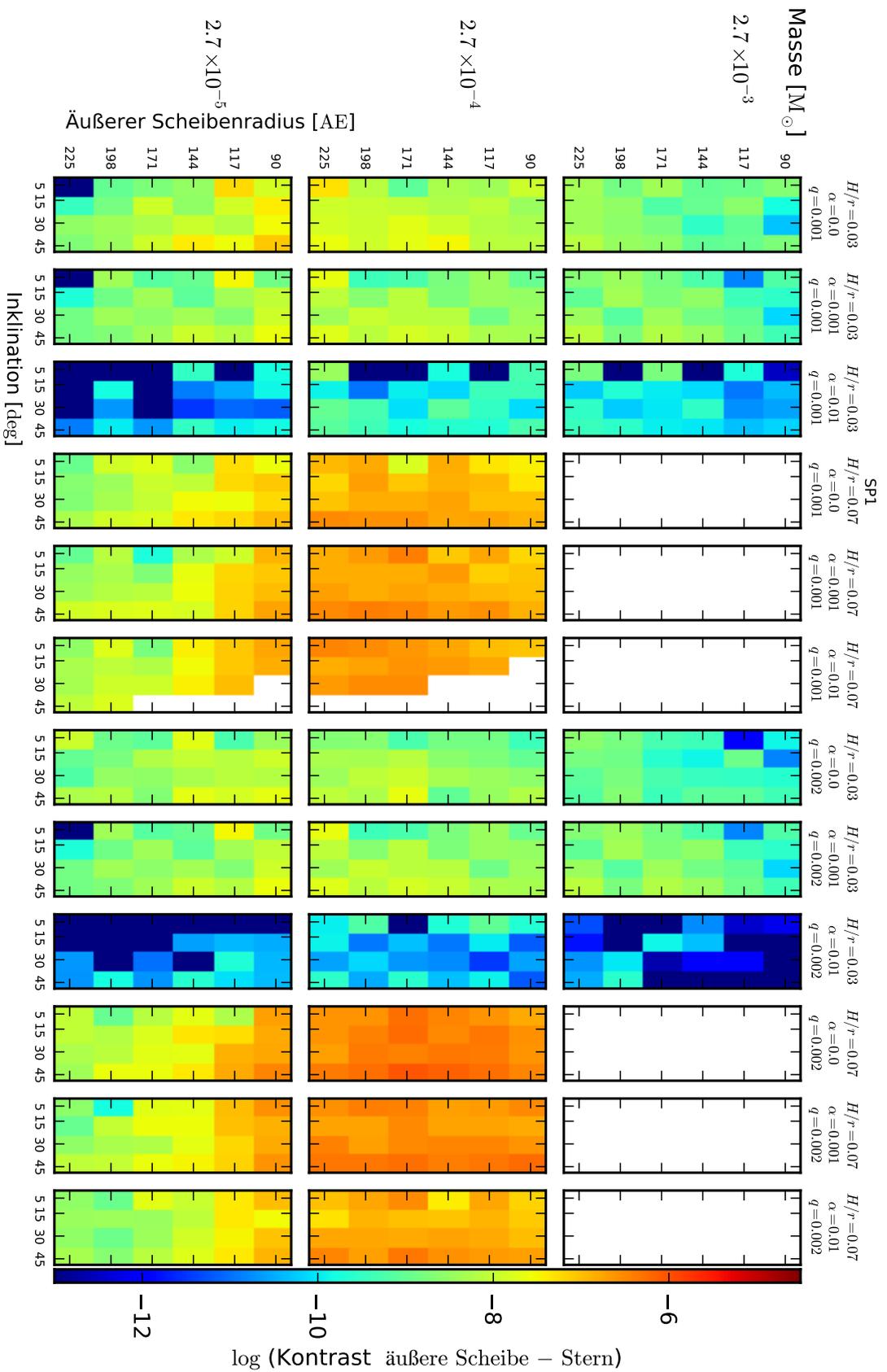


Abbildung 3.3-A5: Darstellung der Ergebnisse zur Identifizierbarkeit von planeten-induzierten Lücken für eine Wellenlänge von $2.2 \mu\text{m}$ und alle verwendeten Dichteverteilungen. Die einzelnen Modelle sind durch die Parameter Skalenhöhe $H^{(r)}/r$, $\tilde{\alpha}$ -Viskosität und Planet-zu-Sternmasse-Verhältnis q beschrieben. Die meisten Kombinationen der Parameter führen zu ähnlichen Ergebnissen wie sie für den Fall der Dichteverteilung SP1 bereits beschrieben wurden. Lediglich die Simulation $(q, H^{(r)}/r, \tilde{\alpha}) = (10^{-3}, 0.07, 0.01)$ zeigt eine verstärkte Abhängigkeit von der Objektinklination, was an der schwach ausgeprägten Lücke in diesem Modell liegt.

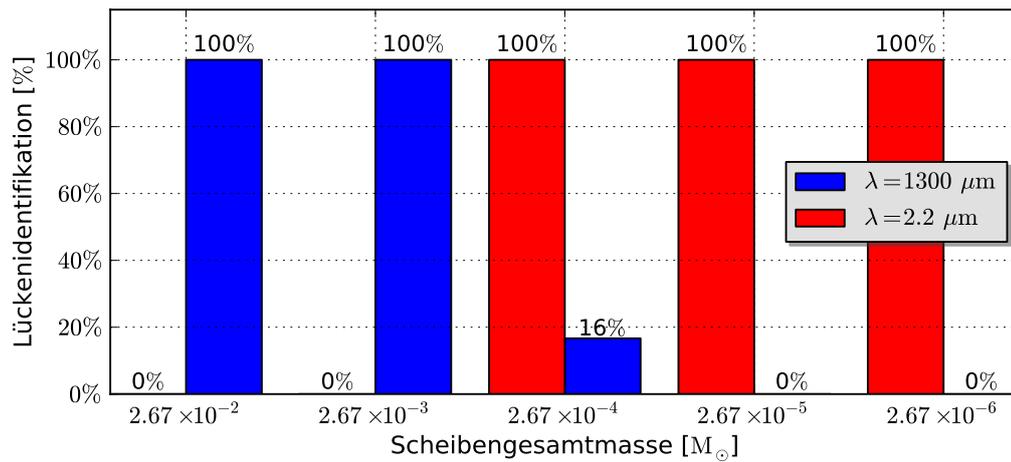


Abbildung 3.3-A6: Vergleich zwischen der Identifizierbarkeit von planeten-induzierten Lücken im Hydrodynamikmodell **SP1** im Streulicht (rot) bei $2.2 \mu\text{m}$ und der Beobachtbarkeit dieser Lücke durch die thermische Reemission des Staubs mit ALMA bei 1.3 mm (blau).

der Massenuntergrenze für Beobachtungen dieser Lücke mit ALMA. Die Begrenzung für ALMA ist allerdings instrumentenbedingt und kann, zum Beispiel durch eine verbesserte Sensitivität von ALMA durch eine Erhöhung der Antennenanzahl, umgangen werden. Der Aspekt der Beobachtbarkeit von planeten-induzierten Lücken im Streulicht ist bereits durch Varnière u. a. (2006), Jang-Condell (2009), Jang-Condell und Turner (2012) und Juhasz u. a. (2014) untersucht worden. Allerdings verwenden diese Studien entweder analytische Approximationen der planeten-induzierten Lücke in der Scheibe (Jang-Condell und Turner, 2012) oder Dichteverteilungen der protoplanetaren Scheibe, die in einer Ebene berechnet werden und über die Berechnung der hydrostatischen Scheibenhöhe aus dem Temperaturprofil der Scheibe um eine Höhenstruktur erweitert werden (Varnière u. a., 2006). Das hat eine Unterschätzung der vertikalen Materialverteilung im Bereich der Lücke zur Folge. Somit wird die Detektierbarkeit der Lücke im Streulicht überschätzt. Hier ordnet sich die vorliegende Studie ein, die diesen Mangel durch die Verwendung von Dichteverteilungen aus dreidimensionalen Hydrodynamiksimulationen beseitigt. Schon die Abbildung 3.2-A3 zeigt die Möglichkeit, radialsymmetrische Verdunkelungen in jungen protoplanetaren Scheiben im Streulicht zu beobachten. Neben HD 169142 gibt es eine kleine Anzahl an weiteren Objekten, die ähnliche Strukturen zeigen (z. B. AB Auriga Oppenheimer u. a., 2008). Nimmt man an, dass diese radialsymmetrischen Verdunkelungen planeten-induziert sind, so ist ihre Anzahl im Vergleich zu der abgeleiteten Häufigkeit von jupiterähnlichen Planeten in der Sonnenumgebung von 5% bis 10% (Marcy u. a., 2005; Cumming u. a., 2008; Mordasini u. a., 2009) gering, wenn zusätzlich angenommen wird, dass Planeten überall gleichhäufig sind. Die präsentierte Untersuchung ist im Gegensatz zu den vorangehenden Studien in der Lage, diese geringe Anzahl dadurch zu erklären, dass die planeten-induzierten Lücken nur im Einzelfall im Streulicht beobachtet werden können. Einen weiteren Beleg liefert die ALMA-Beobachtung von HL Tau (siehe Abbildung 2.0-A1). Während die thermische Staubreemission deutliche Ringstrukturen in der Scheibe zeigt, sind diese in Streulichtbeobachtungen nicht zu finden (Lucas u. a., 2004; Murakawa, K. u. a., 2008). Dabei muss aber berücksichtigt werden, dass HL Tau noch in eine Staubhülle

eingebettet ist (Men'shchikov u. a., 1999), durch diese Einbettung können Strukturen der Scheibe ebenfalls beim Beobachter nicht in Erscheinung treten.

3.4 Fazit

In diesem Kapitel wurde die Beobachtbarkeit von planeten-induzierten Lücken im Scheibendichteprofil in Reemissions- und Streukarten untersucht und gegenüber vorangehenden Studien zu diesem Thema eingeordnet. Die Grundlage hierfür bilden dreidimensionale Dichteverteilungen von protoplanetaren Scheiben, die mit Hilfe von Hydrodynamiksimulationen berechnet wurden. Sie berücksichtigen Variationen der Planetenmasse, der Vertikalstruktur der protoplanetaren Scheibe und des Einflusses der Viskosität. Weiterhin bieten die Hydrodynamikmodelle die Freiheit, in geometrischer Ausdehnung und beinhaltender Scheibengesamtmasse skaliert zu werden. Für jede sich ergebende Dichteverteilung wurden bereits für die Masterarbeit (Ruge, 2012) Karten der thermischen Staubremission berechnet und damit ALMA-Beobachtungen simuliert. Das wichtigste Kernergebnis dieser Untersuchung ist, dass ALMA für Scheiben mit Gesamtmassen von mehr als $10^{-4} M_{\odot}$ in der Lage ist, planeten-induzierte Lücken zu beobachten.

Im nächsten Schritt wurden für verschiedene Objektinklinationen und Wellenlängen Streustrahlungstransportsimulationen durchgeführt und die resultierenden Karten auf die Identifizierbarkeit von Lücken hin untersucht. Dabei konnten die folgenden Ergebnisse gefunden werden:

- Auf der Grundlage des untersuchten Parameterraums wird eine obere Schranke der Scheibengesamtmasse für die Identifizierbarkeit von planeten-induzierten Lücken im Streulicht gefunden. Für den Fall einer Skalenhöhe der Scheibe von $H/r = 0.07$ wird ein Wert von etwa $10^{-4} M_{\odot}$ und für eine Skalenhöhe von $H/r = 0.03$ ein Wert von etwa $10^{-3} M_{\odot}$ für diese obere Schranke gefunden. Diese Begrenzung entspricht in etwa der instrumentalbedingten unteren Massendetektionsgrenze für Detektionen von planeten-induzierten Lücken im (sub)mm Wellenlängenbereich mit ALMA (vgl. Abschnitt 3.2.2). Somit sind derzeit Beobachtungen von planeten-induzierten Lücken wohl nur in Ausnahmefällen in beiden Wellenlängenbereichen möglich.
- Die Verwendung von dreidimensionalen Hydrodynamiksimulationen mit einer korrekten Berechnung der Höhenstruktur der protoplanetaren Scheibe ist für nachfolgende Strahlungstransport-Simulationen unbedingt notwendig, da einfachere Lösungen (zum Beispiel analytische Berechnungen der Höhenstruktur für 2D Hydrodynamiksimulationen) die Auffindbarkeit von planeten-induzierten Lücken im Streulicht überschätzen.
- Das beschriebene Modell ist in der Lage, die geringe Anzahl an potentiell planeten-induzierten, ringförmigen Verdunkelungen innerhalb von protoplanetaren Scheiben, die im Streulicht beobachtet wurden, zu erklären.

4 Direkte Beobachtbarkeit von jungen Planeten

4.1 Motivation

Im vorangehenden Kapitel ist die Beobachtung indirekter Anzeichen der Anwesenheit eines Planeten in einer protoplanetaren Scheibe untersucht worden. Neben der gravitativen Erzeugung von großskaligen Strukturen in der Dichteverteilung der Scheibe sendet der junge Planet auch selber elektromagnetische Strahlung aus (siehe Abschnitt 2.3.1). Diese heizt seine Umgebung auf, wird an den Staubpartikeln in dieser gestreut oder gelangt auf direktem Weg zum Beobachter (siehe Abschnitt 2.5). Die große Herausforderung dabei ist, dass die Helligkeit eines Planeten um ein Vielfaches geringer ist als die des Zentralgestirns und somit hohe Anforderungen an die Beobachtungstechnik gestellt werden. Zudem muss das Signal des Planeten von dem der protoplanetaren Scheibe, in der er sich befindet, getrennt werden können (z. B. Amara u. a., 2015).

Die direkte Beobachtung eines jungen Planeten ermöglicht zunächst einmal die Klassifizierung des Objekts, sie hilft aber auch, Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben in anderen Wellenlängenbereiche zu interpretieren. So wird durch die Detektion eines direkten Planetensignals innerhalb einer im (sub)mm Wellenlängenbereich in der Scheibe gefundenen Lücke (siehe Abschnitt 3.2) erst klar, dass diese Lücke planeten-induziert ist. Das folgende Kapitel untersucht die direkte Beobachtbarkeit von jungen Planeten. Zunächst wird im Abschnitt 4.2 eine Machbarkeitsstudie für das Instrument MATISSE präsentiert. Anschließend wird im Abschnitt 4.3 eine Beobachtung (Quanz u. a., 2013) einer Strahlungsquelle innerhalb einer protoplanetaren Scheibe ausgewertet. Diese motiviert eine im Abschnitt 4.4 durchgeführte Parameterstudie zur Beobachtbarkeit von in protoplanetare Scheiben eingebetteten Planeten.

4.2 Beobachtbarkeit mit MATISSE

Bereits im Abschnitt 3.3 ist der Planet in der Scheibe als zusätzliche Strahlungsquelle bei den Strahlungstransport-Simulationen berücksichtigt, dessen direkte Beobachtbarkeit aber nicht näher untersucht worden (siehe Abbildung 3.3-A2). Die Machbarkeit einer solchen Beobachtung mit dem Instrument MATISSE ist deshalb ein Teilziel einer Studie, die im Journal *SPIE* unter Köhler u. a. (2014) veröffentlicht wurde und in Zusammenarbeit mit Rainer Köhler (Universitäten Innsbruck und Wien) und Aiara Lobo Gomes (MPIA, Heidelberg) entstanden ist. Der Inhalt und die Abbildungen in diesem Abschnitt entstammen dieser Veröffentlichung.

4.2.1 Instrument MATISSE

MATISSE (*engl.*: Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment, Lopez u. a. 2009; Wolf u. a. 2009) ist ein interferometrisches Beobachtungsinstrument für den Wellenlängenbereich zwischen $3.2\ \mu\text{m}$ und $13\ \mu\text{m}$, das ab dem Jahr 2016 am VLTI (*engl.*: Very Large Telescope Interferometer) installiert wird. Bei der Beobachtung werden entweder die Strahlengänge der vier ortsfesten 8.2 m-Teleskope des VLT (*engl.*: Very Large Telescope) oder die der vier verschiebbaren 1.8 m-Hilfsteleskope kombiniert. Daraus ergeben sich jeweils $3!$ Teleskoppaarungen zwischen denen die zugehörige Basislinie bestimmt und eine Visibilität gemessen wird. Durch die Erdrotation und wiederholte Beobachtungen mit veränderter Anordnung der Hilfsteleskope kann insgesamt eine Abdeckung des Phasenraums (vgl. Abschnitt 2.7.1) erreicht werden, die eine Bildrekonstruktion möglich macht (vgl. Abschnitt 2.7.3). Eines der wichtigsten, wissenschaftlichen Ziele dieses Instruments ist die Erforschung von jungen, protoplanetaren Scheiben.

4.2.2 Detektierbarkeit des direkten Signals von jungen Planeten

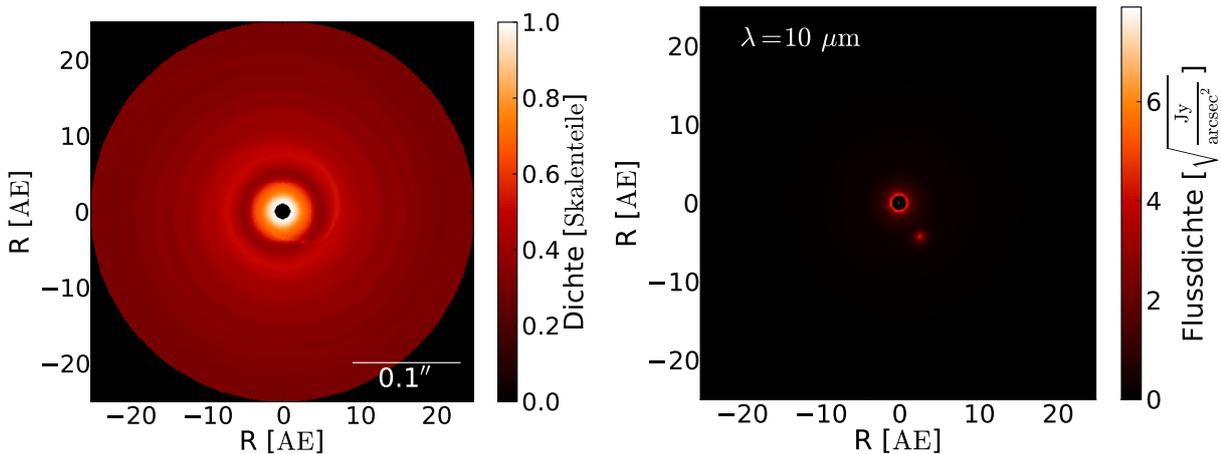


Abbildung 4.2-A1: *Links:* Darstellung der Dichteverteilung der verwendeten Hydrodynamiksimulation. Gezeigt ist die Scheibenmittelebene. Der Zentralstern besitzt eine Masse von $0.5 M_{\odot}$ und der Planet eine Masse von $10 M_{\text{Jup}}$. Die große Halbachse des Planeten beträgt 5 AE. *Rechts:* Strahlungstransport-Simulation des zur Dichteverteilung auf der linken Seite gehörenden Scheibenmodells bei $10\ \mu\text{m}$. Es werden sowohl die gestreute Sternstrahlung als auch die thermische Reemission der Staubpartikel berücksichtigt. Für diese Simulation werden sowohl der Stern als auch der Planet als Strahlungsquelle berücksichtigt. Die Farbskala ist in Wurzelarstellung gewählt. Der Planet ist als punktförmige Leuchtquelle in der Abbildung zu erkennen.

Um die Machbarkeit einer Beobachtung des direkten Signals eines jungen Planeten in einer protoplanetaren Scheibe zu untersuchen, wird zunächst eine einfache Hydrodynamiksimulation von Aiara Lobo Gomes (MPIA, Heidelberg) durchgeführt. Die simulierte Scheibe besitzt eine Gesamtmasse von $10^{-6} M_{\odot}$ und eine Ausdehnung von 1 AE bis 25 AE. Sie umläuft einen T-Tauri-Stern mit einer Masse von $0.5 M_{\odot}$, der eine typische Leuchtkraft

von $0.95 L_{\odot}$ und eine typische effektive Temperatur von 4000 K besitzt (Hillenbrand und White, 2004). Im Abstand von 5 AE zum Stern befindet sich ein Planet mit einer Masse von $10 M_{\text{Jup}}$ in der Scheibe. Er induziert eine Lücke und befreit seine Umgebung von Gas und Staub (siehe Abschnitt 2.3.1). Die Leuchtkraft und effektive Temperatur des Planeten wird aus Modellrechnungen für die Entwicklungsspuren (*engl.*: evolutionary tracks) eines so massereichen Objekts entnommen. Für die Annahme eines Planeten mit einem Alter von 10^6 Jahren werden von Baraffe u. a. (2002) für diesen Planeten eine Leuchtkraft von $0.032 L_{\odot}$ und eine effektive Temperatur von 2250 K angegeben. Die Dichteverteilung der Scheibenmittelebene ist in der Abbildung 4.2-A1 (links) gezeigt.

Auf der Grundlage der Hydrodynamiksimulation wird eine Strahlungstransport-Simulation durchgeführt. Es wird ein Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis von $\eta = 0.01$ angenommen und die im Abschnitt 2.1.2 beschriebene Staubmischung verwendet. Die Staubkorngrößen verteilen sich im Bereich von $a_{\text{min}} = 0.005 \mu\text{m}$ bis $a_{\text{max}} = 0.25 \mu\text{m}$ entsprechend der Korngrößenverteilung aus Gleichung 2.1-G20. Für eine ausgewählte Referenzwellenlänge von $10 \mu\text{m}$ wird eine Streukarte mit einer Karte der thermischen Staubemission kombiniert (siehe Abbildung 4.2-A1, rechts). Hierbei werden sowohl der Stern, als auch der Planet als Strahlungsquelle berücksichtigt. Es wird eine Inklination der Scheibe von 10° , eine Entfernung von 140 pc (entspricht der mittleren Entfernung der Taurus-Auriga Sternentstehungsregion, Kenyon u. a. 1994) und eine Deklination der Himmelsposition des Objekts von $\delta = -70^\circ$ angenommen.

Auf der Grundlage dieses Ergebnisses wird von Rainer Köhler (Universitäten Innsbruck und Wien) eine Beobachtung mit MATISSE mit einer Objektbeobachtungsdauer von etwa 5.5 h simuliert und anschließend eine Bildrekonstruktion durchgeführt. Seine Analyse zeigt, dass eine Detektion des direkten, planetaren Signals nicht ohne Weiteres möglich ist. Nur durch die Annahme eines Objekts in 45 pc Entfernung statt in 140 pc (entspricht einer Erhöhung des Gesamtflusses des Bildes um den Faktor 10) kann der Planet im rekonstruierten Bild lokalisiert werden (siehe Abbildung 4.2-A2). Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu Ergebnissen einer vorangehenden Studie. Wolf u. a. (2009) zeigten, dass der Planet auch in größeren Entfernungen als Punktquelle im Bild rekonstruiert werden kann. Es wird derzeit noch untersucht, was der Grund hierfür ist.

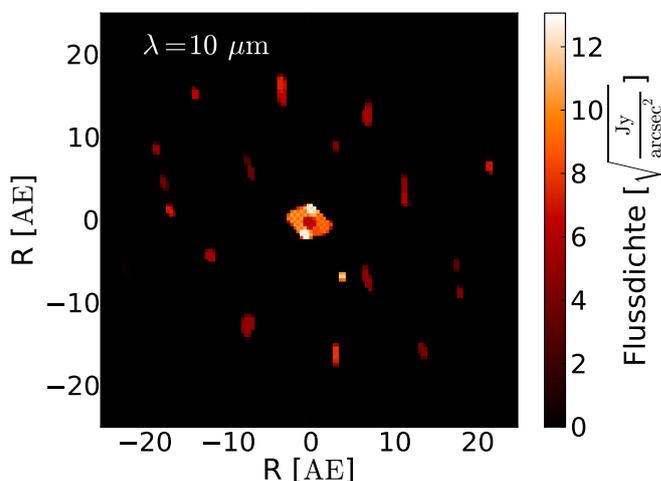


Abbildung 4.2-A2: Darstellung der simulierten MATISSE-Beobachtung des Strahlungstransport-Modells aus Abbildung 4.2-A1 bei einer Wellenlänge von $10 \mu\text{m}$. Es wird eine Beobachtung mit den vier 8.2 m-Teleskopen des VLTI angenommen. Damit der Planet als punktförmige Quelle sichtbar wird, ist es nötig, den Gesamtfluss der zugrundeliegenden Strahlungstransport-Simulation um den Faktor 10 zu verstärken. Die Farbskala ist in Wurzel Darstellung gewählt. Die Beobachtungsdauer des Objekts beträgt etwa 5.5 h.

4.3 Klassifizierung der Quelle HD 100546b

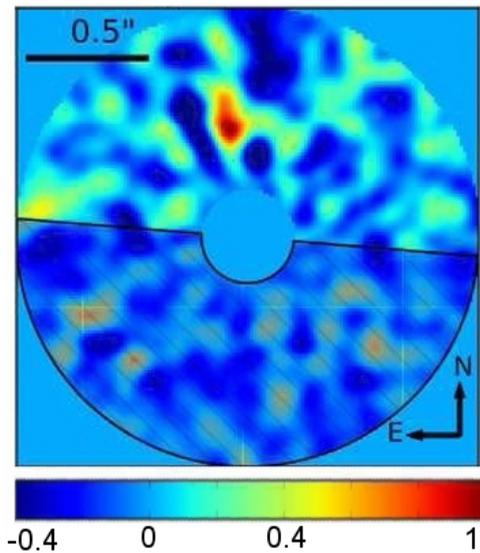


Abbildung 4.3-A1: Aus Quanz u. a. (2013) übernommene Abbildung der Beobachtung der Scheibe von HD 100546 mit dem VLT bei einer Wellenlänge von $3.78 \mu\text{m}$. Die Farbskala ist auf den Maximalwert normiert. Oberhalb der Bildmitte ist ein Bereich mit einer zum Hintergrund um den Faktor 15 (vgl. Quanz u. a., 2013) erhöhten Flussdichte zu erkennen.

Quanz u. a. (2013) fanden in räumlich aufgelösten Beobachtungskarten der protoplanetaren Scheibe von HD 100546 bei einer Wellenlänge von $3.78 \mu\text{m}$ einen lokal scharf begrenzten Bereich, in dem die Flussdichte im Vergleich zur Umgebung um den Faktor 15 erhöht ist (siehe Abbildung 4.3-A1). Aus der Beobachtung kann zudem abgeleitet werden, dass eine Punktquelle für diese höhere Flussdichte verantwortlich ist (Quanz u. a., 2014). Die von Quanz u. a. (2013) geführte Diskussion kommt zu dem Schluss, dass es sich bei dieser Punktquelle um einen jungen Planeten handeln könnte. Nachfolgebeobachtungen haben diese zusätzliche Quelle inzwischen auch bei einer Wellenlänge von $4.8 \mu\text{m}$ detektiert (Quanz u. a., 2014). Auf der Grundlage dieser Beobachtungen wird im Folgenden untersucht, welche Eigenschaften ein Planet haben muss, um die Messungen zu erklären.

4.3.1 Objekt HD 100546

Bei HD 100546 handelt es sich um einen $(97 \pm 4) \text{ pc}$ (van Leeuwen, 2007) entfernten Stern der Spektralklasse B9Vne (Houk und Cowley, 1975) mit einer Masse von $(2.4 \pm 0.1) M_{\odot}$ (van den Ancker u. a., 1997) und einem abgeleiteten Alter zwischen 5 Millionen Jahren und mehr als 10 Millionen Jahren (van den Ancker u. a., 1997; Guimarães u. a., 2006). Der Stern verfügt über eine massereiche protoplanetare Scheibe mit einer Scheibengesamtmasse von $10^{-2} \dots 10^{-3} M_{\odot}$ (z. B. Panić u. a., 2010). Die von Quanz u. a. (2013) gefundene zusätzliche Punktquelle ist $(47 \pm 4) \text{ AE}$ vom Zentralstern entfernt und ist bei den Wellenlängen $3.8 \mu\text{m}$ und $4.8 \mu\text{m}$ detektiert worden. Bei der Wellenlänge von $2.2 \mu\text{m}$ ist die Quelle nicht aufzufinden, so dass der für diese Wellenlänge gemessene Fluss eine obere Grenze für den Fluss des Objekts darstellt. Die Tabelle 4.3-T1 fasst die photometrischen Datenpunkte der Punktquelle zusammen. Im Folgenden wird untersucht, ob die Messungen durch einen jungen Planeten in der Scheibe um HD 100546 erklärt werden können.

Tabelle 4.3-T1: Objektflüsse von HD 100546b (Quanz u. a., 2014). Bei einer Wellenlänge von $\lambda = 2.18 \mu\text{m}$ ist das Objekt nicht detektiert worden, weshalb der Messwert hier eine obere Grenze angibt.

λ [μm]	2.18	3.78	4.80
F_λ [$\frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{s m}}$]	$< 3.029 \cdot 10^{-7}$	$(1.393 \pm 0.129) \cdot 10^{-7}$	$(9.856 \pm 1.458) \cdot 10^{-8}$

4.3.2 Charakterisierung von HD 100546b

Die Grundannahme der durchgeführten Charakterisierung von HD 100546b ist, dass die Abstrahlung des potentiellen Planeten in der Scheibe um HD 100546 durch einen Schwarzen Strahler (siehe Gleichung 2.5-G1) approximiert werden kann. Für eine erste Abschätzung wird angenommen, dass sich in der direkten Umgebung des Planeten kein weiteres Material befindet und somit vom Planeten kommende Strahlung nicht weiter reprozessiert wird. Das heißt, nur die direkte Emission des Planeten ist für die gemessene Flussdichteerhöhung verantwortlich. Die Abstrahlung erfolgt dabei gemäß der Gleichung

$$F_\lambda = 4\pi \left(\frac{R_P}{D} \right)^2 B_\lambda(T_P), \quad (4.3-G1)$$

und ist auf Grund der Objektentfernung von $D = (97 \pm 4) \text{ pc}$ (van Leeuwen, 2007) nur vom Planetenradius R_P und dessen effektiver Temperatur T_P abhängig. Durch Anpassung wird diejenige Kombination (R_P, T_P) ausfindig gemacht, die in der Lage ist, die Messwerte aus Tabelle 4.3-T1 zu erklären. Unter Einbeziehung der Messungenauigkeiten ergeben sich die in der obersten Zeile der Tabelle 4.3-T2 gezeigten Werte. Hierbei wird entsprechend der Gleichung 2.5-G3 zusätzlich die Leuchtkraft des Objekts angegeben. Auf Grund der geringen Datenmenge sind die Fehlerbereiche groß. Zur weiteren Klassifizierung des Objekts werden

Tabelle 4.3-T2: Ergebnisse der Parameteranpassung. Die Strahlung des Einzelobjekts wird nicht abgeschwächt. Objekt B ist in eine MRN-Staubhülle eingebettet.

Modell	T_P [K]	L [L_\odot]	R_P [R_\odot]
Einzelobjekt	1004_{-249}^{+557}	$(2.11 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	0.48 ± 0.04
Objekt B	2750	0.0106	0.45

die so abgeleiteten Eigenschaften des Einzelobjekts mit den Eigenschaften von jungen Planeten unterschiedlicher Masse aus theoretischen Modellrechnungen verglichen. Diese Modelle entstammen einer Datenbank, die auf numerischen Rechnungen von Burrows u. a. (1997) beruht und als Web-Datenbank (Burrows) (07.05.2013) zur Verfügung steht. Aus dieser Datenbank werden repräsentativ bestimmte Planetenmassen ausgewählt und deren zugehörige Leuchtkräfte und Temperaturen in ein Leuchtkraft-Temperatur-Diagramm eingetragen, das in der Abbildung 4.3-A2 gezeigt ist. Während der zeitlichen Entwicklung verringert sich die Leuchtkraft und die Temperatur der jungen Planeten durch Auskühlen

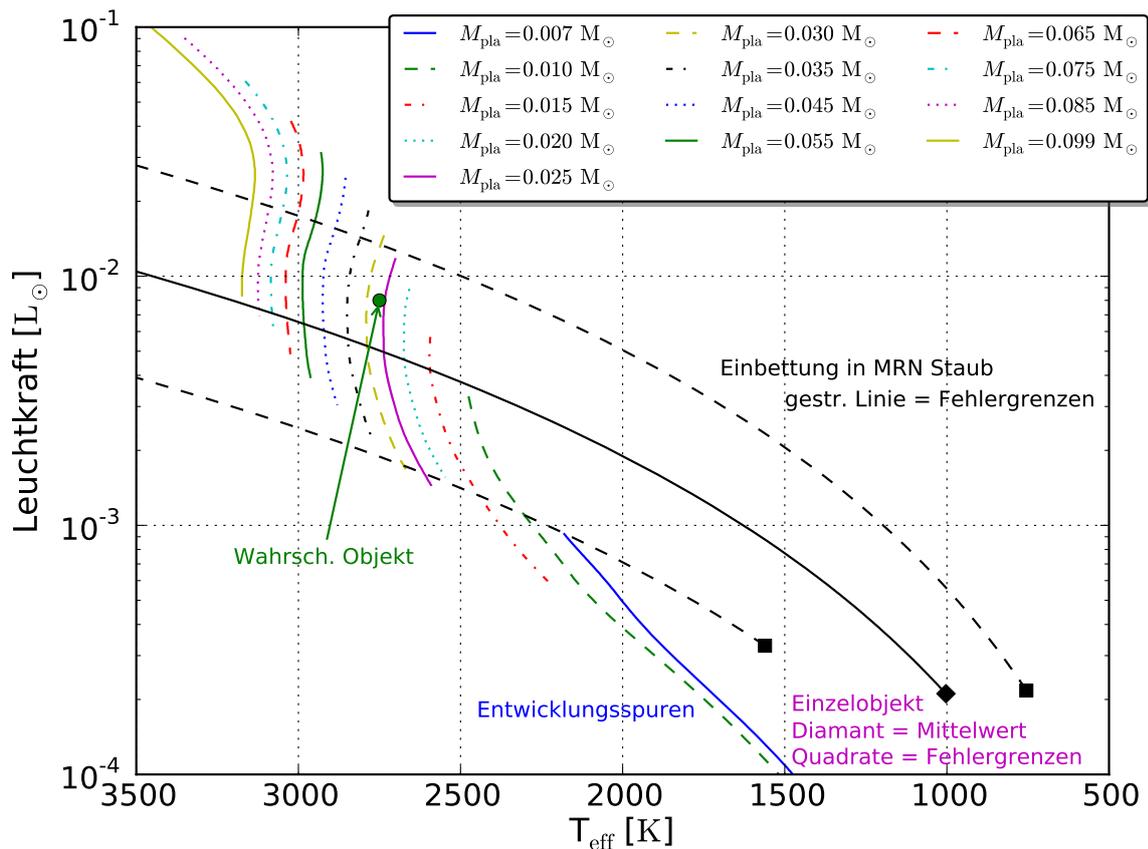


Abbildung 4.3-A2: Leuchtkraft-Temperatur-Diagramm der zeitlichen Entwicklung junger Planeten verschiedener Masse im Vergleich mit den abgeleiteten Eigenschaften des Objekts HD 100546b. Das Ergebnis der Anpassung eines äquivalenten Schwarzen Strahlers ist als Diamantsymbol positioniert, die Fehlergrenzen sind durch Quadrate beschrieben. Durch die Einbettung des Schwarzen Strahlers in eine protoplanetare Scheibe oder Hülle aus MRN-Staub verschiebt sich die Position im Diagramm entlang der schwarzen Linie. Hierbei gibt die schwarze Linie den Mittelwert und die gestrichelten Linien die Fehlergrenzen an. Durch die Einbettung entsteht ein Überschneidungsbereich zwischen HD 100546b und den Entwicklungsspuren der jungen Planeten. Hieraus wird ein mittleres, mögliches Objekt bestimmt.

und Kontrahieren. Hieraus ergibt sich eine Entwicklungsspur im Leuchtkraft-Temperatur-Diagramm. Der hierfür berücksichtigte Zeitraum wird auf der Grundlage des Alters des Zentralsterns auf maximal 20 Millionen Jahre nach oben und durch die Struktur der Datenbank auf 500 000 Jahre nach unten begrenzt.

Im Leuchtkraft-Temperatur-Diagramm wird nun die Position des Einzelobjekts mit den Entwicklungsspuren verglichen. Die mittlere Temperatur und Leuchtkraft des Einzelobjekts sind als Diamantsymbol, die 1σ Fehlergrenzen durch die zwei schwarzen Quadrate in die Abbildung 4.3-A2 eingetragen. Die von diesen Punkten ausgehenden schwarzen Linien (durchgezogen und gestrichelt) sind zu diesem Zeitpunkt nicht interessant, sie werden später erklärt. Obgleich das Fehlerintervall der für das Einzelobjekt gefundenen Eigenschaften groß ist, lässt sich das Objekt nicht mit den Entwicklungsspuren junger Planeten in Einklang bringen.

Deshalb wird nun die Annahme getroffen, dass es sich bei HD 100546b um ein Planeten handelt, der noch in die protoplanetare Scheibe von HD 100546 eingebettet ist oder zumindest über eine zirkumplanetare Staubhülle verfügt. Somit wird die vom Planeten ausgesandte Strahlung durch Staubpartikel auf dem Weg zum Beobachter abgeschwächt. Um diesen Fall zu untersuchen, wird die Gleichung 4.3-G1 durch das Hinzufügen des Extinktionsterms $\exp[-\tau_\lambda]$ (vgl. Lambert-Beer'sches Gesetz, Gleichung 2.5-G7) erweitert, so dass sich der vom Planeten stammende Fluss wie folgt ergibt:

$$F_\lambda = 4\pi \left(\frac{R_p}{D} \right)^2 \exp[-\tau_\lambda] B_\lambda(T_p). \quad (4.3-G2)$$

Dieses einfache Modell vernachlässigt, dass der für die Extinktion verantwortliche Staub die absorbierte Strahlung auch wieder reemittiert. Ebenso wird die Streuung an Staubpartikeln nicht berücksichtigt. Um beide Prozesse beschreiben zu können, sind deutlich aufwendigere Modellrechnungen nötig, die auf Grund der geringen Datenmenge zu diesem Zeitpunkt nicht gerechtfertigt sind.

Die Größe τ_λ entspricht einer optischen Tiefe und ist dadurch materialabhängig (siehe Gleichung 2.5-G8). Im Rahmen der hier durchgeführten Untersuchung werden drei verschiedene Staubmaterialien untersucht, die auf Grund ihrer optischen Eigenschaften im nah- und mittelinfraroten Wellenlängenbereich ausgesucht werden. Der Staub besteht entweder aus der im Abschnitt 2.1.2 bereits eingeführten Staubmischung, die hier als MRN Staub bezeichnet wird, aus Wassereis (optische Daten entstammen Brauer 2012) oder aus einem fiktiven Material, das für alle Wellenlängen konstante optische Eigenschaften besitzt. Für alle Materialien verteilen sich die Korngrößen des Staubs entsprechend der Korngrößenverteilung aus Gleichung 2.1-G20 im Bereich $a_{\min} = 0.005 \mu\text{m}$ bis $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$. Für die durchgeführte Untersuchung ist nur das materialabhängige Verhältnis des Extinktionsquerschnitts bei einer Wellenlänge von $\lambda = 4.8 \mu\text{m}$ und dem bei der Wellenlänge von $\lambda = 3.78 \mu\text{m}$ wichtig. Sie sind in der Tabelle 4.3-T3 aufgelistet. Dieses Verhältnis gibt an, bei welcher Wellenlänge im Vergleich zur anderen mehr Strahlung absorbiert wird. Die ausgewählten Materialien beschreiben alle wesentlichen Fälle und sind mit Ausnahme des fiktiven Materials in protoplanetaren Scheiben nachgewiesen worden (z. B. Draine, 2003). Ähnlich wie im Falle des bereits diskutierten Einzelobjekts, wird nun für jedes

Tabelle 4.3-T3: Verwendete Extinktionsquotienten. Als MRN-Staub wird die im Abschnitt 2.1.2 eingeführte Mischung verwendet. Die optischen Daten für das Wassereis entstammen Brauer (2012).

	MRN-Staub	Wassereis	konst. opt. Eig.
$\frac{C_{\text{ext}}(4.80 \mu\text{m})}{C_{\text{ext}}(3.78 \mu\text{m})}$	0.0908	1.1168	1.00

verwendete Staubmaterial die Kombination $(R_p(\tau_{4.8\mu\text{m}}), T_p(\tau_{4.8\mu\text{m}}))$ in Abhängigkeit der optischen Tiefe $\tau_{4.8\mu\text{m}}$ des jeweiligen Materials bei einer Wellenlänge von $4.8 \mu\text{m}$ aufgefunden gemacht, die entsprechend der Gleichung 4.3-G2 in der Lage ist, die für HD 100546b gemessenen Flussdichten zu erklären (siehe Tabelle 4.3-T1). Im Leuchtkraft-Temperatur-Diagramm ergeben sich dadurch für jedes Staubmaterial charakteristische Verschiebungen,

die qualitativ in der Abbildung 4.3-A3 gezeigt sind. Für eine optische Tiefe von $\tau_{4.8\mu\text{m}} = 0$ entspricht die Position im Leuchtkraft-Temperatur-Diagramm der Position des Einzelobjekts. Der Abstand zu dieser Position wird durch das Anwachsen der optischen Tiefe vergrößert. Für jedes Material muss die Leuchtkraft des eingebetteten Planeten im Vergleich zum Einzelobjekt mit wachsender optischer Tiefe erhöht werden, um die Messungen zu erklären. Eine Einbettung in MRN-Staub erfordert zudem eine höhere Temperatur des Planeten, die Einbettung in Wassereis macht eine niedrigere Temperatur erforderlich. Im

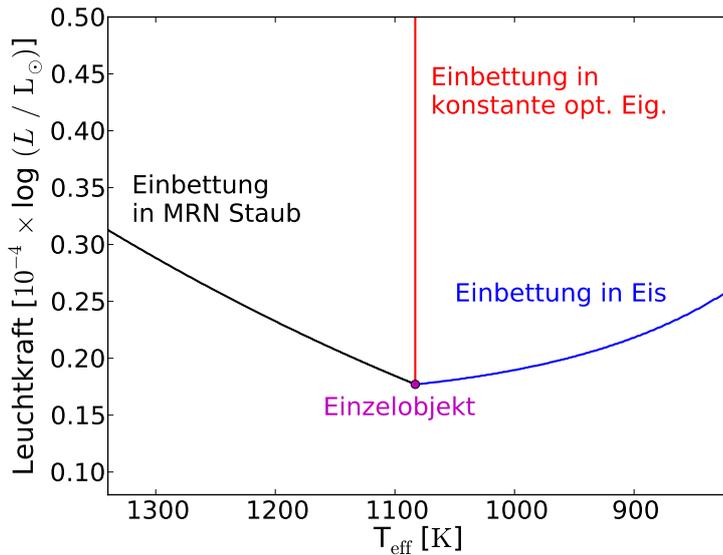


Abbildung 4.3-A3: Veranschaulichung der Positionsverschiebung eines Objekts im Leuchtkraft-Temperatur-Diagramm durch Einbettung in eine Hülle aus MRN-Staub. Dabei werden die drei in Tabelle 4.3-T3 vorgestellten Materialien gezeigt.

Vergleich mit der Position des Einzelobjekts in der Abbildung 4.3-A2 kann im Rahmen des untersuchten Modells also höchstens eine Einbettung in MRN-Staub möglich sein, um HD 100546b mit den Entwicklungsspuren junger Planeten in Einklang zu bringen. Die Auswirkung dieser Einbettung ist bereits als schwarze Linie im Leuchtkraft-Temperatur-Diagramm in der Abbildung 4.3-A2 gezeigt, die Fehlergrenzen sind durch gestrichelte, schwarze Linien angegeben. Aus dem Überschneidungsbereich dieser schwarzen Linien mit den Entwicklungsspuren der jungen Planeten lassen sich nur wenige Aussagen ableiten. Dennoch ist es wahrscheinlich, dass es sich unter Anbetracht der Grenzen des verwendeten Modells vermutlich um keinen Planeten, sondern um einen Braunen Zwerg handelt, der durch die Fusion von Deuterium zusätzlich Energie erzeugen kann. Die Deuteriumfusion ist ab einer Objektmasse von etwa $13 M_{\text{Jup}}$ möglich (Burrows u. a., 1997).

Um weitere Beobachtungen des Objekts HD 100546b möglichst effizient zu planen, wird aus dem Überschneidungsbereich in Abbildung 4.3-A2 ein mittleres Objekt abgeschätzt, das im Folgenden als Objekt B bezeichnet wird. Es besitzt etwa eine Masse im Bereich von $25 \dots 30 M_{\text{Jup}}$. Die Einbettung in eine MRN-Staubhülle entspricht bei $4.80 \mu\text{m}$ einer optischen Tiefe von $\tau_{\lambda=4.8\mu\text{m}} \approx 1$. Die restlichen Eigenschaften von Objekt B sind in der zweiten Zeile der Tabelle 4.3-T2 zusammengefasst. Anhand seiner Leuchtkraft und Temperatur wird eine spektrale Energieverteilung (siehe Abbildung 4.3-A4) angefertigt. Diese veranschaulicht die spektrale Auswirkung der Einbettung durch den Vergleich mit dem ungeschwächten Profil des Schwarzen Strahlers. Hieraus lässt sich ableiten, dass vor allem eine Beobachtung bei $10 \mu\text{m}$ eine gute Möglichkeit bietet, mehr über HD 100546b zu lernen. Der Grund hierfür ist die Silikatbande, die den Objektfluss äußerst stark schwächt. Ist das Objekt bei $10 \mu\text{m}$ nicht zu beobachten, bleibt die Einbettung in silikathaltigen Staub eine Erklärung. Andernfalls kann dieses Modell ausgeschlossen werden.

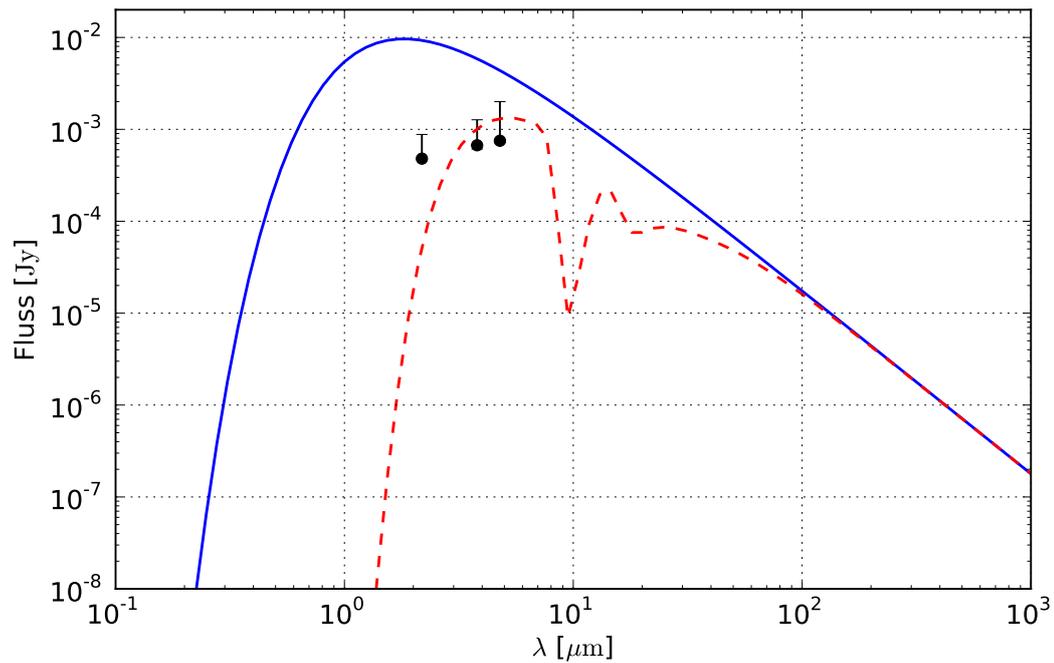


Abbildung 4.3-A4: Spektrale Energieverteilung des in die Scheibe um HD 100546 oder in eine zirkumplanetare Staubhülle eingebetteten Objekts B (siehe Tabelle 4.3-T2). Das Material in der Umgebung des Objekts ist silikathaltig. Es wird das ungeschwächte Profil eines Schwarzen Strahlers (blau) mit dem Profil, das durch die Einbettung in die Scheibe (rot, gestrichelt) entsteht, verglichen. Zusätzlich sind die gemessenen Flüsse von HD 100546b (siehe Tabelle 4.3-T1) inklusive der Fehlerintervalle eingetragen.

4.3.3 Diskussion

Die Charakterisierung des Objekts HD 100546b weist auf Grund der geringen Anzahl an Messwerten hohe Unsicherheiten auf. Im Rahmen des untersuchten Modells ist es wahrscheinlich, dass es sich bei HD 100546b um ein in eine Hülle aus Staub eingebettetes Objekt handelt. Auf Grund der abgeleiteten Masse ist es vermutlich ein Brauner Zwerg. Diese Erkenntnis wird durch eine ähnliche Untersuchung gestützt (Quanz u. a., 2014). Diese findet zudem Parameter eines Einzelobjekts, die in sehr guter Übereinstimmung mit den hier gezeigten Ergebnissen sind. Kürzlich veröffentlichte ALMA-Ergebnisse weisen auf eine deutliche Strukturänderung in der Scheibe hin (Walsh u. a., 2014).

Insgesamt muss aber angemerkt werden, dass die bisherigen Erklärungen weitere wichtige Aspekte vernachlässigen. So wird die Streuung der planetaren Abstrahlung an den Staubkörnern in der Umgebung des Planeten oder deren thermische Reemission nicht berücksichtigt. Ferner ist es möglich, dass ein potentieller Planet HD 100546b aktiv Materie aus seiner Umgebung akkretiert, was zu einer Erhöhung der Leuchtkraft des Objekts führt (private Gespräche mit Zhaohuan Zhu, Universität Princeton, März 2015). Ebenso kann ein Hintergrundobjekt nicht vollständig ausgeschlossen werden (Quanz u. a., 2013). Dennoch hat die durchgeführte Untersuchung das Ergebnis, in welchen Wellenlängenbereich die diskutierten Modelle verifiziert werden können. Selbst wenn es sich bei HD 100546b um ein Hintergrundobjekt handelt, kann so etwas über die gängigen Staubmodelle gelernt werden.

4.4 Beobachtbarkeit von eingebetteten Planeten

Bei der Charakterisierung von HD 100546b ist nur Strahlung, die direkt vom Planeten kommt, berücksichtigt worden. Zusätzlich heizt die Abstrahlung des Planeten dessen Umgebung auf, was zu einer Erhöhung des Reemissionsflussdichte aus diesem Bereich führt. Weiterhin kann die Strahlung des Planeten an den Staubpartikeln der protoplanetaren Scheibe gestreut werden. Insbesondere treten diese Effekte dann auf, wenn die Planetenmasse so gering ist, dass der Planet keine Lücke in der Dichteverteilung der Scheibe öffnet und so in das Material der Scheibe eingebettet ist (vgl. Abschnitt 2.3.1). Diese Einbettung hat auch eine Rückwirkung auf den Energiehaushalt des Planeten und führt zu einer Verkleinerung von dessen Abkühlrate (Mordasini u. a., 2012b).

Gerade erdähnliche Planeten erfüllen diese Voraussetzungen. Ihre Häufigkeit ist weitaus größer als die der bisher betrachteten jupiterähnlichen Planeten (z. B. Malhotra, 2015). Die Beobachtung ihrer Entstehung ermöglicht auch Rückschlüsse auf die Entstehung unseres Sonnensystems und der Erde.

Im Folgenden wird die Beobachtbarkeit von solchen Planeten untersucht, die noch in eine protoplanetare Scheibe eingebettet sind. Hierzu werden von Hubert Klahr (MPIA, Heidelberg) dreidimensionale Hydrodynamiksimulationen von protoplanetaren Scheiben mit dem Programm TRAMP (Klahr u. a., 1999) durchgeführt, die durch eine approximative Lösung der Strahlungstransport-Gleichung in der Lage sind, die Rückreaktion der Einbettung auf den Energiehaushalt des Planeten zu berücksichtigen (Abschnitt 4.4.1). Hierauf aufbauend werden Strahlungstransport- und Beobachtungssimulationen durchgeführt (Abschnitt 4.4.2) und die Ergebnisse ausgewertet (Abschnitt 4.4.3). Das Kernergebnis ist, dass selbst diese masseärmeren Planeten beobachtet werden können.

4.4.1 Hydrodynamiksimulationen und der Energiehaushalt von eingebetteten Planeten

Die Grundlage zur Untersuchung der direkten Beobachtbarkeit von in eine protoplanetare Scheibe eingebetteten Planeten bilden zwölf Hydrodynamiksimulationen, welche die dreidimensionale Dichteverteilung der Scheiben berechnen. Die verwendeten Dichteverteilungen der Scheibenmittelebene sind in der Abbildung 4.4-A1 gezeigt. Die geometrische Ausdehnung der Scheibenmodelle orientieren sich an den von Wolf u. a. (2003) und Gräfe u. a. (2013) aus Beobachtungen für die Scheibe um den Butterfly Star abgeleiteten Werten eines inneren Rands der Scheibe bei 0.1 AE und eines äußeren Rands von 300 AE. Es wird der typische Bereich (z. B.: Andrews u. a., 2009; Isella u. a., 2009) an Scheibengesamtmassen mit Werten von $0.1 M_{\odot}$, $0.01 M_{\odot}$, $0.001 M_{\odot}$ und $0.0001 M_{\odot}$ untersucht. Motiviert durch den Abstand von (47 ± 4) AE von HD 100546b zu seinem Zentralstern wird die große Halbachse der Planeten in den Scheibenmodellen mit 50 AE angenommen. Als Zentralstern wird ein typischer T-Tauri-Stern ($T_{\star} = 4000$ K, $L_{\star} = 0.95 L_{\odot}$, $M_{\star} = 0.5 M_{\odot}$, Hillenbrand und White 2004) ausgewählt.

Es soll der Einfluss der Einbettung des Planeten in die protoplanetare Scheibe untersucht werden. Weshalb der Planet nicht so massereich sein darf, dass er eine planeten-induzierte Lücke in der Scheibe öffnet (vgl. Abschnitt 2.3.1). Die Obergrenze der Planetenmasse

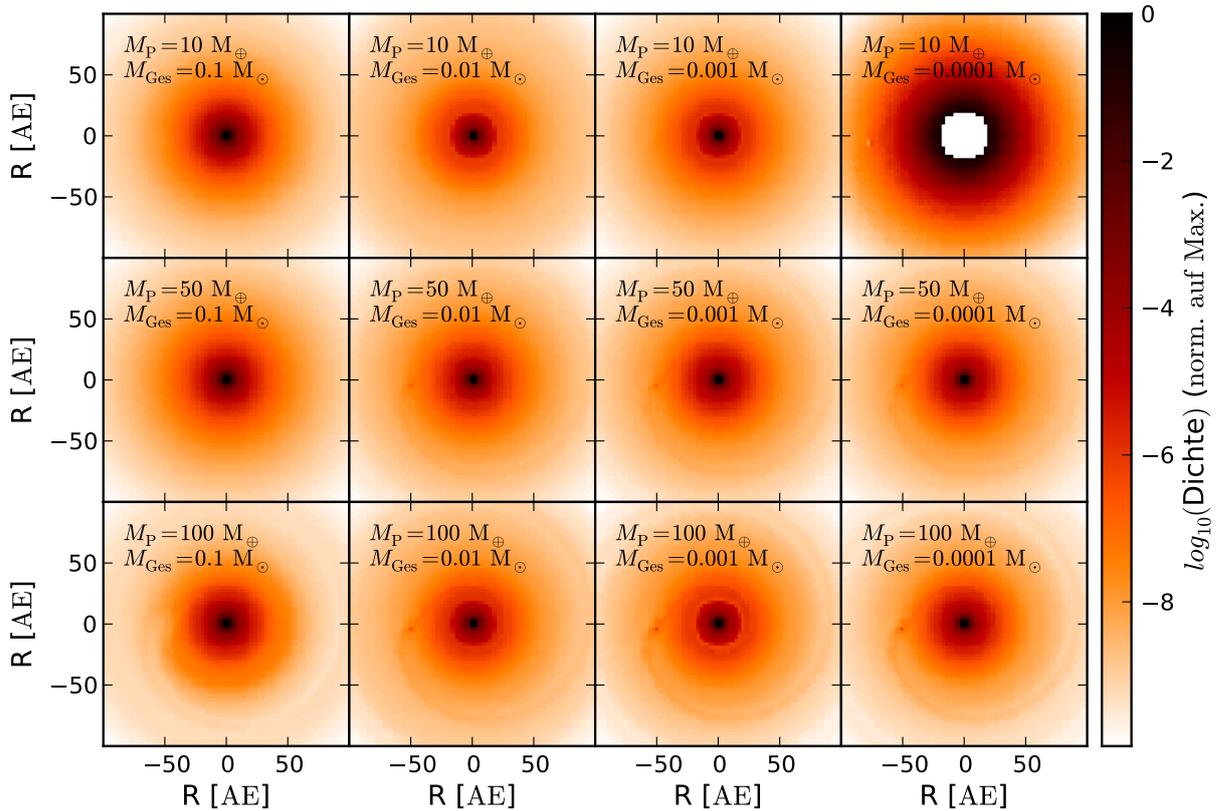


Abbildung 4.4-A1: Darstellung der Dichteverteilungen, die in der Untersuchung zur Beobachtbarkeit von eingebetteten Planeten verwendet werden. Die Dichteverteilungen sind zur einfacheren Darstellung auf ihr jeweiliges Maximum normiert und zeigen die Scheibenmittelebene. Die Farbskala ist logarithmisch. Die Darstellung erfolgt für einen Ausschnitt von -100 AE bis 100 AE. Der simulierte Außenradius der protoplanetaren Scheiben beläuft sich auf 300 AE. Die Scheibengesamtmasse und die Planetenmasse sind in jede einzelne Graphik eingetragen. Gerade im Fall eines Planeten mit der Masse von $100 M_{\oplus}$ erkennt man die auf Grund der Lindbladresonanzen induzierten Spiralwellen (siehe Abschnitt 2.3.1). Eine planeten-induzierte Lücke wird nicht geöffnet. Bei der Simulation mit einer Planetenmasse von $10 M_{\oplus}$ und einer Scheibengesamtmasse von $0.0001 M_{\odot}$ musste aus Stabilitätsgründen ein inneres Loch von 10 AE in den Hydrodynamiksimulationen berücksichtigt werden (oben rechts). Auf Grund der Normierung fällt der Innenrand der Scheibe besonders ins Auge. Diese Simulation ist nur der Vollständigkeit halber hier gezeigt.

liegt deshalb bei etwas oberhalb von $100 M_{\oplus}$. Insgesamt werden die Planetenmassen $10 M_{\oplus}$, $50 M_{\oplus}$ und $100 M_{\oplus}$ untersucht. Das verwendete Gitter der Hydrodynamiksimulationen ist zylindrisch und wird für die spätere Verwendung für Strahlungstransport-Simulationen in ein sphärisches Gitter transformiert. Die Zellanzahl beläuft sich auf $(N_r, N_{\vartheta}, N_{\varphi}) = (220, 101, 99)^{14}$. Die Schrittweite in polarer und azimuthaler Richtung ist konstant, in radialer Richtung wächst sie logarithmisch. Die Hydrodynamiksimulationen be-

¹⁴Das Modell mit einer Scheibengesamtmasse von $10^{-4} M_{\odot}$ und einem Planeten der Masse von $10 M_{\oplus}$ bildet eine Ausnahme. Auf Grund der Stabilität der Hydrodynamiksimulationen ist die Gitterauflösung $(N_r, N_{\vartheta}, N_{\varphi}) = (81, 33, 99)$ und die Scheibe besitzt ein inneres Loch mit dem Radius 10 AE. Es wird hier nur der Vollständigkeit halber berücksichtigt.

schränken sich in polarer Richtung auf ein Winkelintervall von ± 0.3 rad um die Mittelebene der protoplanetaren Scheibe. In den anschließenden Strahlungstransport-Simulationen wird der volle Winkelbereich von π in polarer Richtung verwendet, so dass sich die Zellanzahl N_ϑ auf 265 erhöht. In allen hinzukommenden Zellen wird Vakuum angenommen.

Der Planet interagiert zunächst gravitativ mit der protoplanetaren Scheibe. Darüberhinaus berücksichtigen die Hydrodynamiksimulationen den Energiehaushalt der protoplanetaren Scheibe und den Einfluss der Heizung durch die Abstrahlung des Sterns und des Planeten mit dem Verfahren der flusslimitierten Diffusion (Klahr und Kley, 2006). Dies geschieht unter der Verwendung der optischen Eigenschaften des in Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Staubs für Radien der sphärischen Staubkörner im Bereich von $a_{\min} = 0.005 \mu\text{m}$ bis $a_{\max} = 100 \mu\text{m}$.

Bei der Methode der flusslimitierten Diffusion handelt es sich um ein Verfahren, das eine gute Näherungslösung der Strahlungsheizung in optisch dicken Bereichen findet, aber in optisch dünnen Bereichen der Scheibe versagt (z. B. Wehrse u. a., 2000). Ebenso wird der Einfluss der Einbettung auf den Energiehaushalt des Planeten berücksichtigt, so dass dessen Temperatur und Leuchtkraft aus dem Ergebnis der Simulation abgeleitet werden können. Dabei wird stets ein Planetenradius von $0.1 R_\odot$ angenommen, was ein typischer Wert für sehr junge Planeten ist (z. B. Bodenheimer u. a., 2000; Mordasini, 2013), die sich noch in einer Phase der Kontraktion befinden. Diese Eigenschaften des Planeten sind detailliert von Mordasini u. a. (2009, 2012a) und Benz u. a. (2014) untersucht worden. Für die anschließenden Strahlungstransport-Simulationen werden die Dichteverteilung der protoplanetaren Scheibe, die Leuchtkraft und die Temperatur des Planeten zu einem Zeitpunkt, an dem diese drei Größen quasi-statisch sind, ausgewählt. Die Tabelle 4.4-T1 enthält die zu diesem Zeitpunkt geltenden Eigenschaften der Planeten.

Tabelle 4.4-T1: Auflistung der im Parameterraum enthaltenen Planeten. Auf Grund der festgelegten Masse M_{Pla} , des Radiuses der Planeten und der Einbettung der Planeten in eine protoplanetare Scheibe einer vorgegebenen Gesamtmasse M_{Scheibe} ergeben sich ihre Temperatur T_{Pla} und ihre Leuchtkraft L_{Pla} aus den Hydrodynamiksimulationen.

$M_{\text{Pla}} [M_\oplus]$	$M_{\text{Scheibe}} [M_\odot]$	$T_{\text{Pla}} [\text{K}]$	$R_{\text{Pla}} [R_\odot]$	$L_{\text{Pla}} [L_\odot]$
100	10^{-1}	3 670	0.1	$1.57 \cdot 10^{-3}$
	10^{-2}	3 050	0.1	$7.75 \cdot 10^{-4}$
	10^{-3}	1 958	0.1	$1.32 \cdot 10^{-4}$
	10^{-4}	1 028	0.1	$1.00 \cdot 10^{-5}$
50	10^{-1}	2 802	0.1	$5.53 \cdot 10^{-4}$
	10^{-2}	1 862	0.1	$1.08 \cdot 10^{-4}$
	10^{-3}	1 125	0.1	$1.47 \cdot 10^{-5}$
	10^{-4}	607	0.1	$1.22 \cdot 10^{-6}$
10	10^{-1}	1 681	0.1	$7.18 \cdot 10^{-5}$
	10^{-2}	1 052	0.1	$1.10 \cdot 10^{-5}$
	10^{-3}	635	0.1	$1.45 \cdot 10^{-6}$
	10^{-4}	407	0.1	$2.45 \cdot 10^{-7}$

4.4.2 Strahlungstransport-Simulation

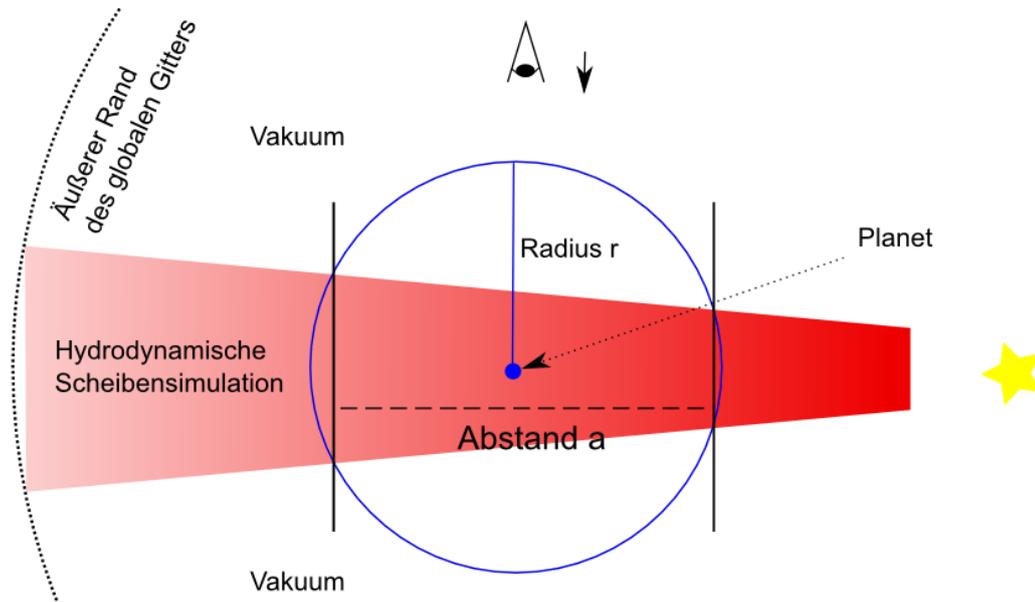


Abbildung 4.4-A2: Skizze zur Durchführung von Strahlungstransport-Simulationen mit einem lokal verfeinerten Gitter an der Position des Planeten in der protoplanetaren Scheibe. Die hydrodynamisch simulierte Dichteverteilung ist in Rot gezeigt. Sie befindet sich innerhalb des globalen Modellraums, der am linken Rand durch die gestrichelte, schwarze Linie dargestellt ist. Im restlichen Modellraum befindet sich Vakuum. Um den Planeten herum wird ein kugelförmiger Modellraum für eine verfeinerte Temperaturberechnung in diesem Bereich ausgeschnitten (blauer Kreis). Eine detaillierte Beschreibung des gesamten Vorgehens findet sich im Text.

Die in den Hydrodynamiksimulationen verwendete Lösung des Strahlungstransports ist zwar sehr gut geeignet, um den Einfluss der Einbettung des Planeten in die protoplanetare Scheibe auf dessen Energiehaushalt zu berücksichtigen, aber unterschätzt den Einfluss der Strahlungsheizung an der Scheibenoberfläche (z. B. Wehrse u. a., 2000). Deshalb werden auf der Grundlage der Dichteverteilungen zu den ausgewählten Zeitpunkten Strahlungstransport-Simulationen mit MC3D durchgeführt. Dabei werden die selben optischen Staubeigenschaften wie in den Hydrodynamiksimulationen verwendet. Als Strahlungsquellen werden der Zentralstern ($T_{\star} = 4000 \text{ K}$, $L_{\star} = 0.95 L_{\odot}$, $M_{\star} = 0.5 M_{\odot}$) sowie der jeweilig zur Dichteverteilung gehörende Planet mit den in Tabelle 4.4-T1 aufgelisteten Eigenschaften berücksichtigt. Dabei werden der Stern und der Planet als Schwarze Strahler angenommen. Motiviert durch das Objekt HD 100546b wird eine Entfernung von 100 pc zum Beobachter angenommen, das in Draufsicht orientiert ist.

Für die Simulation der gestreuten Strahlung wird der Planet als zusätzliche Quelle im Simulationsgitter angenommen. Diese Lösung ist für die Simulation der Temperaturverteilung in der protoplanetaren Scheibe nicht möglich. Damit die Temperaturverteilung um den Planeten korrekt berechnet werden kann, muss dieser Bereich besser aufgelöst werden. Deshalb wird eine Modellierung mit einem verfeinerten Gitter in dieser Region durchgeführt. Das gesamte Vorgehen ist wie folgt:

Zunächst wird eine globale Strahlungstransport-Simulation zur Berechnung der Temperaturverteilung in der protoplanetaren Scheibe durchgeführt, die ausschließlich den Energie-

eintrag durch den Stern berücksichtigt. Anschließend wird in einem kugelförmigen Bereich¹⁵ um den Planeten die Dichte- und Temperaturverteilung zwischengespeichert. Danach wird eine weitere Strahlungstransport-Simulation gestartet, die den Planeten als Strahlungsquelle in ihrem Zentrum besitzt. Die initiale Dichte- und initiale Temperaturverteilung wird aus der vorherigen Zwischenspeicherung eingelesen und die Temperaturverteilung unter Berücksichtigung der planetaren Heizung in der nahen Umgebung des Planeten berechnet (lokale Strahlungstransport-Simulation). Anhand der globalen und lokalen Temperaturverteilung werden nun jeweils die Karten der thermischen Staubreemission berechnet. Dabei wird die Größe der Bildpunkte für beide Berechnungen exakt gleich gewählt, um die Karten später zusammenfügen zu können. Damit das Zusammenfügen ein physikalisch korrektes Resultat ergibt, gibt es bestimmte Forderungen an den Radius r des kugelförmigen Bereichs, in dem Daten aus dem globalen Gitter in die lokale Simulation kopiert werden. Diese werden anhand der Skizze 4.4-A2 beschrieben.

Die gepunktete schwarze Linie gibt den äußeren Rand des globalen Simulationsgitters wieder. Die in den Hydrodynamiksimulationen erzeugte Dichteverteilung der protoplanetaren Scheibe ist als rötlicher Farbverlauf eingezeichnet. Das übrige Gitter beinhaltet Vakuum. Der Stern befindet sich am rechten Bildrand im Zentrum des globalen Gitters. Innerhalb der protoplanetaren Scheibe ist der Planet als blauer Kreis eingezeichnet. Um diesen wird ein kugelförmiger Bereich, der hier als blauer Kreis mit dem Radius r eingezeichnet ist, für die lokale Strahlungstransport-Simulation definiert. Der Beobachter betrachtet die protoplanetare Scheibe in Draufsicht (hier durch das stilisierte Auge gekennzeichnet). Nur innerhalb des mit **Abstand a** bezeichneten Bereichs darf die thermische Staubreemission in Richtung des Beobachters beim Zusammenfügen der lokalen und globalen Strahlungstransport-Simulation berücksichtigt werden. Ausschließlich hier wird die Emission aller Staubkörner der Scheibe und der vollständige Effekt der optischen Tiefe korrekt beschrieben. Der Abstand a muss dabei so groß gewählt werden, dass innerhalb dieses Bereichs der Energieeintrag durch den Planeten klein gegen den Energieeintrag des Sterns wird. Diese Kontrolle muss im sternabgewandten Teil der lokalen Simulation erfolgen, da hier der Energieeintrag durch den Stern allein schon durch die geometrische Verdünnung des Strahlungsfelds kleiner ist als auf der gegenüberliegenden Seite. Weiterhin nimmt in den betrachteten Scheiben die Dichte zum Außenrand der Scheibe hin ab, so dass die vom Planeten ausgesandte Strahlung nach außen auch tiefer in die Scheibe eindringen kann. Der Abstand a wird über das Objekt mit der höchsten Leuchtkraft und Temperatur im verwendeten Parameterraum einmal für alle Simulationen bestimmt. Es ergibt sich, dass die planetare Abstrahlung im sternabgewandten Teil des lokalen Gitters bis zu einem Radius von etwa 14 AE dominiert. Aus geometrischen Überlegungen folgt hieraus der Radius r des kugelförmigen, lokalen Simulationsgitters von 24 AE. Die Zellanzahl der lokalen Simulationsgitters ist $(N'_r, N'_\theta, N'_\varphi) = (91, 91, 90)$.

Insgesamt muss erwähnt werden, dass dieses gewählte Verfahren nur für protoplanetare Scheiben in Draufsicht angewendet werden darf.

Beim Zusammenfügen der Reemissionbilder wird zusätzlich die Fläche des Bereichs ausgemessen, in dem die Flussdichte der thermischen Staubreemission im zusätzlich vom Planeten geheizten Teil der protoplanetaren Scheibe größer ist als in diesem Teil ohne Berücksichtigung der planetaren Heizung. Sofern dieser Fall eintritt, beläuft sich der Durchmesser dieser Fläche bei der angenommenen Entfernung von 100 pc im Mittel auf etwa 0.1".

¹⁵Der Radius der Kugel wird im Anschluss diskutiert.

Die Reemissionskarten enthalten an dieser Stelle noch nicht die direkte Abstrahlung des Sterns oder des Planeten. Diese wird den Karten am jeweiligen Ort im Nachhinein hinzugefügt. Hierbei wird die Einbettung des Planeten in den Staub der protoplanetaren Scheibe berücksichtigt. Die Stärke der Abschwächung wird über die wellenlängenabhängige optische Tiefe entlang der blauen Linie in der Abbildung 4.4-A2 berechnet.

4.4.3 Verwendetes Analyseverfahren

Die Auswertung der Strahlungstransport-Simulationen beschränkt sich in dieser Studie nur auf die Detektierbarkeit des direkten Einflusses des Planeten. Um dies computergestützt untersuchen zu können, wird das im Folgenden beschriebene Kriterium gewählt. Es wird zunächst für jede untersuchte Wellenlänge λ die vom Planeten und seiner nächsten Umgebung stammende maximale Flussdichte $F_{\text{Planet}}(\lambda)$ bestimmt. Dies ist möglich, da die Position des Planeten im Modellraum exakt bekannt ist und somit der Bildpunkt mit der planetaren Abstrahlung festgelegt ist. Danach wird der Abstand a_{Planet} dieses Bildpunkts vom Zentrum der protoplanetaren Scheibe und die mittlere Flussdichte $\langle F_{\text{Ring}}(\lambda) \rangle$ der protoplanetaren Scheibe in einem Ring mit diesem Radius a_{Planet} und drei Bildpunkten Breite sowie die zugehörige Standardabweichung dieser Mittelung $\sigma_{\text{Ring}}(\lambda)$ bestimmt. Das Verfahren berücksichtigt insbesondere auch den Beitrag von $F_{\text{Planet}}(\lambda)$.

Ein Anzeichen für einen Planeten kann überhaupt nur dann gefunden werden, wenn die Bedingung

$$F_{\text{Planet}}(\lambda) - \langle F_{\text{Ring}}(\lambda) \rangle > 3\sigma_{\text{Ring}}(\lambda) \quad (4.4-G1)$$

gilt. Wenn diese Voraussetzung erfüllt ist, werden die Verhältnisse $F_{\text{Planet}}(\lambda)/\langle F_{\text{Ring}}(\lambda) \rangle$ und $F_{\text{Planet}}(\lambda)/F_{\text{Zentrum}}(\lambda)$ gebildet, wobei $F_{\text{Zentrum}}(\lambda)$ die Flussdichte im Zentrum der protoplanetaren Scheibe ist und auch das direkte Signal des Sterns enthält.

4.4.4 Fall der thermischen Reemissionsstrahlung

Die Karten der thermischen Reemissionsstrahlung der protoplanetaren Scheiben werden zunächst für alle Simulationen entsprechend des Auswertungsverfahrens aus dem vorangehenden Abschnitt bewertet. Für jedes Modell werden dann die Verhältnisse $F_{\text{Planet}}(\lambda)/F_{\text{Zentrum}}(\lambda)$ und $\langle F_{\text{Ring}}(\lambda) \rangle/F_{\text{Zentrum}}(\lambda)$ zur Veranschaulichung über der zugehörigen Wellenlänge aufgetragen, so dass sich die in Abbildung 4.4-A3 gezeigte Graphik für den Fall $M_{\text{Scheibe}} = 0.1 M_{\odot}$, $M_{\text{Planet}} = 100 M_{\oplus}$ ergibt. Hier zeigt sich, dass die vom Planeten und dessen direkter Umgebung stammende Flussdichte im Wellenlängenbereich von $100 \mu\text{m}$ bis $1000 \mu\text{m}$ deutlich über der des Scheibenhintergrunds bei diesem Radius liegt. Über den gesamten Parameterraum gesehen muss hierzu die effektive Temperatur des Planeten über 1800 K und seine Leuchtkraft mindestens $10^{-4} L_{\odot}$ betragen. Zudem muss die protoplanetare Scheibe auf Grund ihrer Masse genügend Materie enthalten, die durch den Planeten aufgeheizt wird und in den Reemissionsbildern detektiert werden kann. So ist zu erklären, dass ein $100 M_{\oplus}$ Planet in einer protoplanetaren Scheibe mit der Gesamtmasse von $0.001 M_{\odot}$ nicht detektiert wird, obwohl er eine genügend hohe Temperatur und Leuchtkraft besitzt. Somit ergibt sich nur für die Modelle mit Scheibengesamtmassen von $0.1 M_{\odot}$ und $0.01 M_{\odot}$ und Planetenmassen von $50 M_{\oplus}$ und $100 M_{\oplus}$ die Möglichkeit einer Detektion.

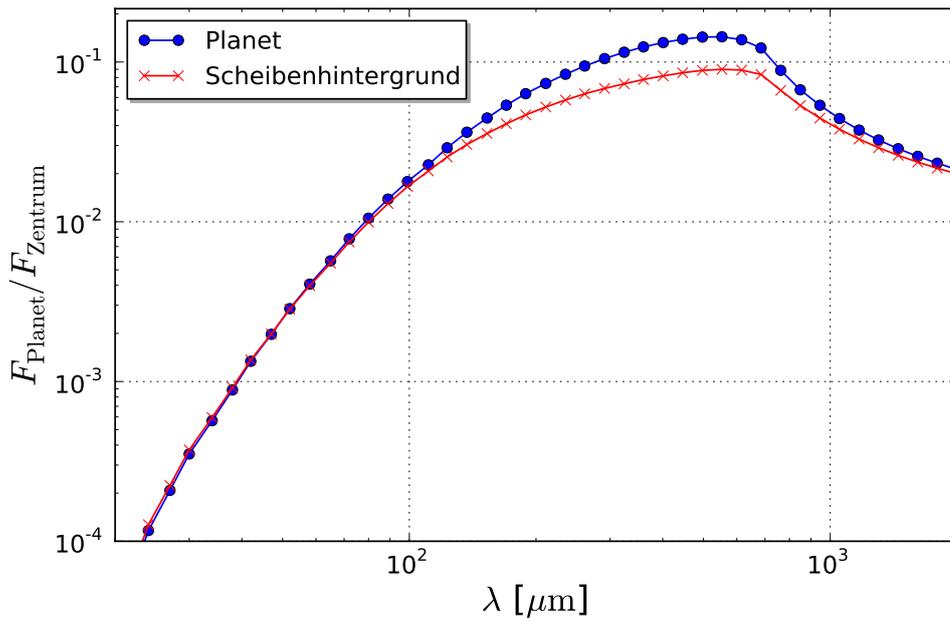


Abbildung 4.4-A3: Vergleich der maximalen Flussdichte am Ort des Planeten (blau) mit der Flussdichte des Scheibenhintergrunds (rot) im Abstand der großen Halbachse des Planeten zum Scheibenzentrum. Es ist jeweils das Kontrastverhältnis dieser Flussdichten zur Flussdichte des Scheibenzentrums über der Wellenlänge aufgetragen. Nur wenn die Flussdichte am Ort des Planeten größer ist als die des Scheibenhintergrunds kann der Einfluss des Planetens detektiert werden. Das zugrundeliegende Scheibenmodell hat eine Gesamtmasse von $M_{\text{Scheibe}} = 0.1 M_{\odot}$. In der protoplanetaren Scheibe befindet sich ein Planet mit der Masse von $M_{\text{Planet}} = 100 M_{\oplus}$.

Um allerdings eine optimale Wellenlänge für eine erdgebundene Beobachtung mit ALMA festzulegen, muss die Transmissivität der Atmosphäre durch Multiplikation berücksichtigt werden. Dafür wird das Atmosphärenmodell von ALMA mit einem Wassergehalt der Erdatmosphäre von $PWV = 0.5 \text{ mm}$ verwendet (siehe Abbildung 2.7-A2, rote Kurve). Die Wahl berücksichtigt, dass ALMA nur bei diesem Wassergehalt auch bei Wellenlängen $< 500 \mu\text{m}$ beobachtet. Passende Wetterbedingungen werden in der Atacamawüste am Ort von ALMA etwa an 25% der Beobachtungstage erreicht (Otarola u. a., 2005).

Durch den Einfluss der Atmosphäre wandelt sich die Abbildung 4.4-A3 dann zu der Abbildung 4.4-A4 ab. Die maximalen Differenzen zwischen der planetaren Flussdichte und dem Scheibenhintergrund werden für die Wellenlängen $446 \mu\text{m}$, $685 \mu\text{m}$ und $763 \mu\text{m}$ erreicht. Dies gilt für alle Modelle, in denen das Signal des Planetens oder dessen Heizung seiner Umgebung überhaupt vom Scheibenhintergrund zu unterscheiden ist. Für diese Wellenlängen werden ALMA-Beobachtungen simuliert. Der Aufbau der ALMA-Antennen wird so gewählt, dass das räumliche Auflösungsvermögen der Ausdehnung, der von der planetaren Abstrahlung dominant geheizten Region (siehe Abschnitt 4.4.2) entspricht. In den Reemissionskarten hat diese Region für die angenommene Entfernung von 100 pc einen Durchmesser von $0.1''$. Über das Rayleigh-Kriterium (vgl. Gleichung 2.7-G2) wird für jede der ausgewählten Wellenlängen die benötigte maximale Basislinie bestimmt. Die resultierenden Werte sind in der Tabelle 4.4-T2 zusammengefasst. Basislinien dieser Größenordnung werden bereits heute von ALMA erreicht, allerdings stehen derzeit nur 36 Antennen

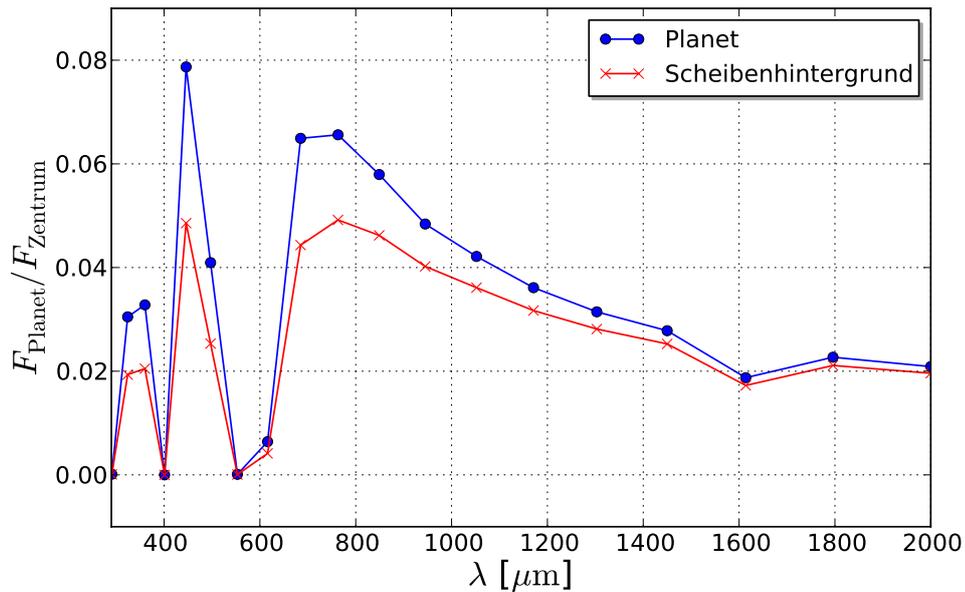


Abbildung 4.4-A4: Darstellung des Verhältnisses zwischen der maximalen Flussdichte am Ort des Planeten und dem zugehörigen Scheibenhintergrund als Kontrastverhältnis zur Flussdichte des Scheibenzentrums. Im Gegensatz zu Abbildung 4.4-A3 wird der Einfluss der Erdatmosphäre berücksichtigt. Gerade bei den Wellenlängen $441 \mu\text{m}$, $685 \mu\text{m}$ und $763 \mu\text{m}$ ist die Flussdichte am Ort des Planeten deutlich höher als der Scheibenhintergrund.

für Beobachtungen zur Verfügung (Andreani, 2015), was zu Lasten der Sensitivität des Interferometers geht.

Als Referenzposition wird der Himmelsort von Oph IRS 48 verwendet (RA: 16 h27min37.8s, DEC: $-24^{\circ}30'35.3''$ J2000; van der Marel u. a. 2013). Dieser befindet sich im Juni direkt über dem Interferometer und bietet deshalb ideale Beobachtungsbedingungen. Zudem verfügt dieses Beispielobjekt über eine strukturierte protoplanetare Scheibe (van der Marel u. a., 2013). Die Beobachtungszeit beträgt drei Stunden und die Bandbreite 7.5 GHz. Das Rauschen $\sigma_{\text{ALMA}}(\lambda)$ wird mit dem ALMA Sensitivity Calculator bestimmt und in die Tabelle 4.4-T2 eingetragen. Die resultierenden Beobachtungskarten sind in der Abbildung 4.4-A5 gezeigt. Um eine quantitative Aussage zu ermöglichen, werden die simulierten

Tabelle 4.4-T2: Zusammenfassung der maximalen Basislinien, die in Abhängigkeit der Wellenlänge zur Detektion direkter Anzeichen eines Planetens in einer protoplanetaren Scheibe verwendet werden. Zusätzlich ist das zur Kombination von Wellenlänge und maximaler Basislinie gehörende Rauschen eingetragen, das sich für eine dreistündige Beobachtung ergibt.

λ [μm]	446	685	763
B_{max} [m]	1 122	1 723	1 920
$\sigma_{\text{ALMA}}(\lambda)$ [$\frac{\text{mJy}}{\text{beam}}$]	0.0853	0.05325	0.02313

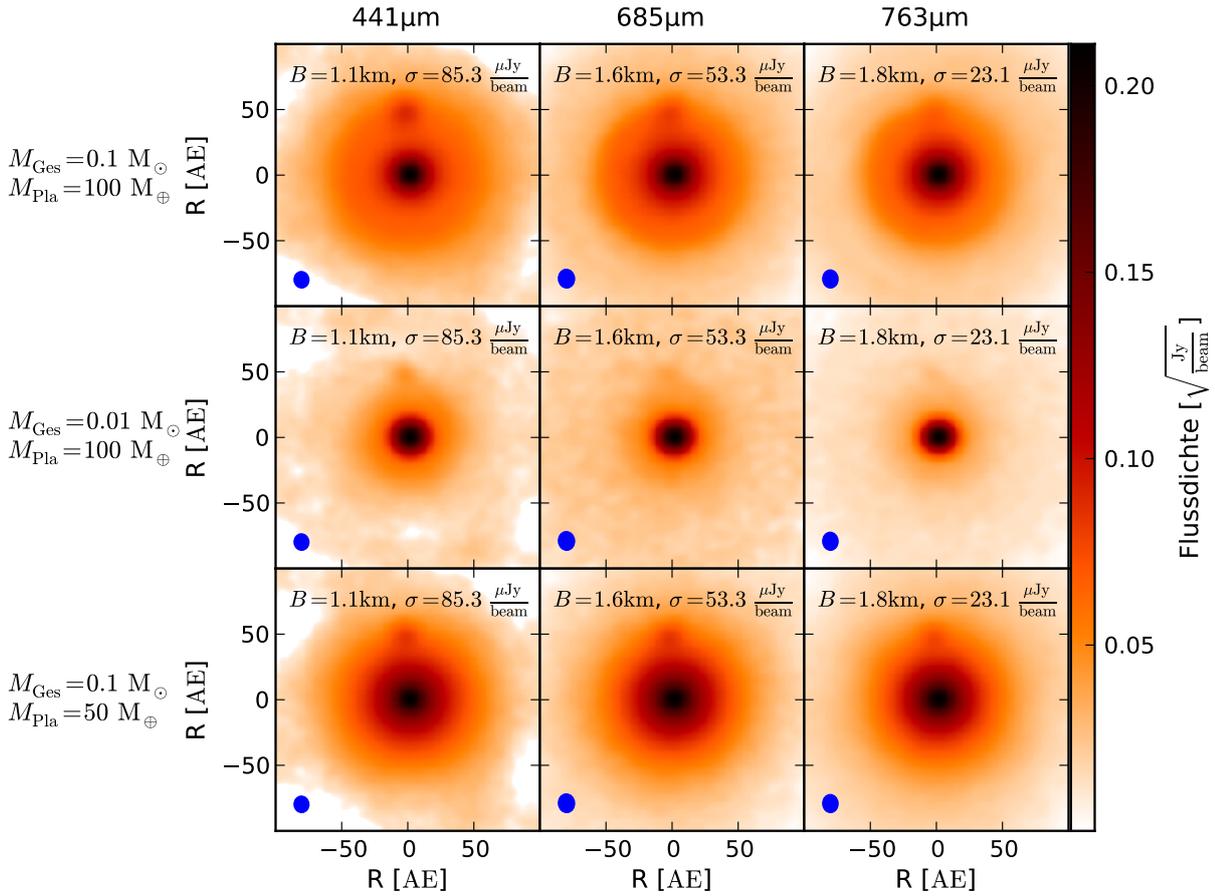


Abbildung 4.4-A5: Darstellung der simulierten ALMA-Beobachtungen zur Detektion der durch den Planeten geheizten Bereiche in einer protoplanetaren Scheibe. Aus Gründen der besseren Darstellbarkeit zeigen die Abbildungen nur den inneren Bereich der simulierten Beobachtungen. Die Farbskala ist in Wurzel-Skala gewählt. Jede Spalte entspricht einer der in Tabelle 4.4-T3 dargestellten Wellenlängen und jede Zeile entspricht einer Hydrodynamiksimulation, die durch die Scheibengesamtmasse M_{Ges} und die Planetenmasse M_{Pla} zugeordnet sind. Mit der Ausnahme des Modells mit einer Scheibengesamtmasse von $0.01 M_{\odot}$ und einer Planetenmasse von $50 M_{\oplus}$ bei $685 \mu\text{m}$ sind alle in der Tabelle 4.4-T3 aufgelisteten Ergebnisse hier dargestellt. Eine jede Abbildung enthält die verwendete maximale Basislinie und das Rauschen der simulierten Beobachtung. Der vom Planeten dominant geheizte Bereich befindet sich 50 AE oberhalb der Bildmitte.

Beobachtungskarten entsprechend des Auswertungsverfahrens aus dem Abschnitt 4.4.3 beurteilt. Diesmal allerdings muss das Kriterium

$$F_{\text{Planet}}(\lambda) - \langle F_{\text{Ring}}(\lambda) \rangle > 3\sigma_{\text{ALMA}}(\lambda) \quad (4.4-G2)$$

erfüllt werden, damit der vom Planeten dominant geheizte Bereich der Scheibe als detektiert gilt. Durch den Einfluss des Beobachtungsrauschens sind letztendlich nur für die in Tabelle 4.4-T3 zusammengefassten Fälle Detektionen möglich. Die Scheibengesamtmasse bleibt der wesentliche Parameter für die Detektierbarkeit, so dass vor allem in protoplanetaren Scheiben mit Scheibengesamtmassen von $0.1 M_{\odot}$ hohe Kontrastverhältnisse erreicht werden. Zwar sind für geringere Scheibengesamtmassen von $0.01 M_{\odot}$ Detektionen

möglich, aber das erreichbare Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist klein gegenüber dem Fall einer Scheibengesamtmasse von $0.1 M_{\odot}$.

Eine stellare Komponente wird nie in den simulierten Beobachtungen detektiert. Insgesamt kann festgehalten werden, dass auch Planeten, deren Masse zu gering ist (vgl. Abschnitt 2.3.1), um eine Lücke in die Dichteverteilung der protoplanetaren Scheiben zu induzieren, mit ALMA detektiert werden können. Wichtig ist aber, dass lokale Flussdichteerhöhungen in (simulierten) ALMA-Beobachtungen auch durch die lokale Konzentration großer Staubpartikel möglich sind (z. B. van der Marel u. a., 2013). Ein solcher Fall wird im Kapitel 6 untersucht. Somit ist der Weg von der Beobachtung zum Modell nicht eindeutig.

Tabelle 4.4-T3: Zusammenfassung der Ergebnisse zur Detektierbarkeit der planetar geheizten Bereiche in protoplanetaren Scheiben in simulierten ALMA-Beobachtungen. Es sind nur Ergebnisse aufgelistet, in denen sich das Signal des Planeten mindestens mit $3\sigma_{\text{ALMA}}(\lambda)$ vom Scheibenhintergrund abhebt.

λ [μm]	M_{Pla} [M_{\oplus}]	M_{Scheibe} [M_{\odot}]	$\frac{F_{\text{Planet}}(\lambda) - \langle F_{\text{Ring}}(\lambda) \rangle}{\sigma_{\text{ALMA}}(\lambda)}$	$\frac{F_{\text{Planet}}(\lambda)}{F_{\text{Zentrum}}(\lambda)}$
446	100	10^{-1}	44.4	0.179
685	100	10^{-1}	52.8	0.210
763	100	10^{-1}	73.3	0.157
446	100	10^{-2}	12.5	0.045
685	100	10^{-2}	11.2	0.043
763	100	10^{-2}	15.1	0.037
446	50	10^{-1}	29.3	0.158
685	50	10^{-1}	56.5	0.223
763	50	10^{-1}	112.1	0.182
685	50	10^{-2}	3.9	0.037

4.4.5 Fall des Streulichts

Im Gegensatz zum bisher betrachteten (sub)mm Wellenlängenbereich sind Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben im Wellenlängenbereich des nahen und mittleren Infrarots vom Streulicht des Sterns und dessen direktem Signal dominiert (siehe Abschnitt 2.7). Auch die vom Planeten kommende Strahlung kann an den Staubkörnern in seiner Umgebung gestreut und durch die Einbettung in die protoplanetare Scheibe auf dem Weg zum Beobachter abgeschwächt werden. Dieser Fall wird im Folgenden im Detail mit Strahlungstransport-Simulationen für die Wellenlängen von $1 \mu\text{m}$, $1.5 \mu\text{m}$, $2.2 \mu\text{m}$ und $3.8 \mu\text{m}$ untersucht.

Die Wellenlängen $2.2 \mu\text{m}$ und $3.8 \mu\text{m}$ sind durch Beobachtung von HD 100546b (siehe Abschnitt 4.3.1) motiviert und die Wellenlängen $1 \mu\text{m}$ und $1.5 \mu\text{m}$ werden auf Grund der Instrumente SPHERE am VLT (Beuzit u. a., 2008) und GPI an den Gemini-Teleskopen (Macintosh u. a., 2008), die bei diesen Wellenlängen beobachten, ausgesucht. Beide Instrumente sind dazu entworfen worden, um mehrere Größenordnungen leuchtschwächere Objekte in einem Abstand von nur wenigen hundert Millibogensekunden (mas) zum Stern zu detektieren. Eines ihrer wissenschaftlichen Hauptziele ist somit die direkte Beobachtung von Exoplaneten.

Alle simulierten Streukarten werden zunächst mit dem in Abschnitt 4.4.3 beschriebenen Auswahlverfahren bewertet. Die Tabelle 4.4-T4 listet diejenigen Simulationen auf, die das Kriterium aus Gleichung 4.4-G1 erfüllen. Es wird sowohl das Kontrastverhältnis zwischen planetarer Quelle und dem Scheibenhintergrund $F_{\text{Planet}}(\lambda)/\langle F_{\text{Ring}}(\lambda) \rangle$ als auch das Kontrastverhältnis zum den Stern enthaltenden zentralen Bildpunkt der Streukarten $F_{\text{Planet}}(\lambda)/F_{\text{Stern}}(\lambda)$ angegeben. Es zeigt sich, dass sich nicht zwangsläufig die Planeten mit der höchsten

Tabelle 4.4-T4: Auflistung der positiven Ergebnisse zur Beobachtbarkeit des direkten Signals eines jungen Planeten für verschiedene Wellenlängen im nah- und mittelinfraroten Wellenlängenbereich.

λ [μm]	M_{Pla} [M_{\oplus}]	M_{Scheibe} [M_{\odot}]	$\frac{F_{\text{Planet}}(\lambda)}{\langle F_{\text{Ring}}(\lambda) \rangle}$	$\frac{F_{\text{Planet}}(\lambda)}{F_{\text{Stern}}(\lambda)}$
1.0	100	10^{-3}	74.9	$3.323 \cdot 10^{-5}$
1.5	100	10^{-3}	238.9	$1.315 \cdot 10^{-4}$
2.2	100	10^{-2}	9.4	$7.797 \cdot 10^{-6}$
	100	10^{-3}	382.5	$2.605 \cdot 10^{-4}$
	100	10^{-4}	66.6	$1.872 \cdot 10^{-5}$
	50	10^{-3}	50.5	$2.044 \cdot 10^{-5}$
3.8	100	10^{-2}	42.3	$3.423 \cdot 10^{-5}$
	100	10^{-3}	631.4	$5.337 \cdot 10^{-4}$
	100	10^{-4}	333.9	$1.109 \cdot 10^{-4}$
	50	10^{-2}	12.4	$1.073 \cdot 10^{-5}$
	50	10^{-3}	248.4	$1.108 \cdot 10^{-4}$

Leuchtkraft und Temperatur im Wellenlängenbereich des nahen und mittleren Infrarot besonders gut vom Scheibenhintergrund abheben. Diese treten bei den massereichen Scheiben im Parameterraum auf. Die Einbettung des Planeten in das Material der protoplanetaren Scheibe schwächt das planetare Signal ab. Die Abschwächung ist von der Menge an Material auf der Sichtlinie und damit von der Scheibengesamtmasse abhängig. Bei hohen Scheibenmassen wird das direkte Signal des Planeten deshalb so stark beeinflusst,

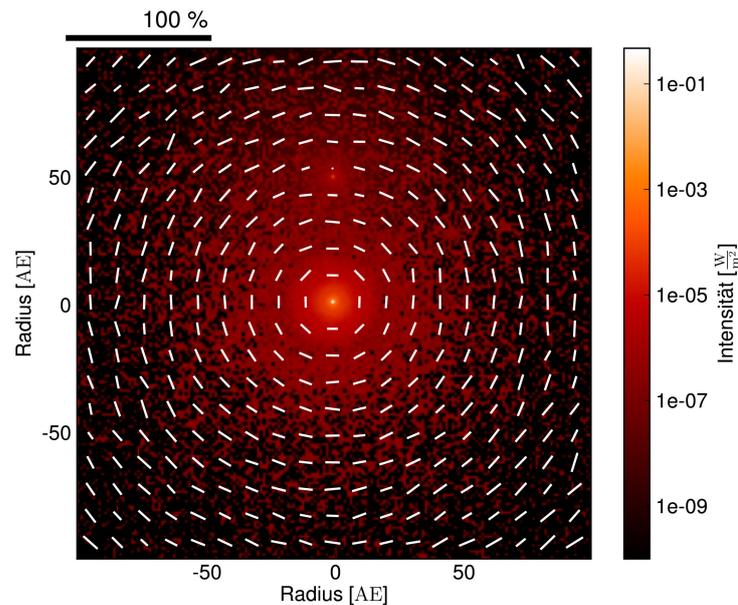


Abbildung 4.4-A6: Darstellung des linearen Polarisationsgrads und der Polarisationsrichtung (weiße Balken) bei einer Wellenlänge von $3.8 \mu\text{m}$ für eine protoplanetare Scheibe mit einer Gesamtmasse von $0.1 M_{\odot}$, in die ein Planet mit der Masse von $100 M_{\oplus}$ eingebettet ist. Im Hintergrund ist die zugehörige Intensitätskarte gezeigt. Die Farbskala ist logarithmisch. Das Polarisationsmuster entsteht durch die an den Staubkörnern der Scheibe gestreute Stern- und Planetenstrahlung. Das direkte Signal des Sterns und des Planeten ist unpolarisiert, weshalb der Polarisationsgrad in der Nähe des Planeten sehr klein ist. Zur besseren Veranschaulichung ist nur der innere Ausschnitt der Scheibe gezeigt.

dass dieses nicht mehr von der Flussdichte der protoplanetaren Scheibe unterschieden werden kann. Es muss allerdings beachtet werden, dass die in Tabelle 4.4-T4 angegebenen Kontrastverhältnisse für die idealen Streukarten aus den Strahlungstransport-Simulationen gelten. Eine Beobachtung bedeutet immer die Faltung dieser idealen Streukarten mit der Punktspiz-Funktion des Teleskops. Das heißt, das Signal einer Punktquelle wird über den Bereich der Punktspiz-Funktion ausgeschmiert, was eine Änderung des möglichen Kontrastverhältnisses zur Folge hat.

Das Optimum des Parameterraums wird für einen Planeten mit der Masse von $100 M_{\oplus}$ in einer protoplanetaren Scheibe mit der Gesamtmasse von $0.001 M_{\odot}$ erreicht. Dieses Objekt ist im Parameterraum das einzige, das bei den Wellenlängen $1.0 \mu\text{m}$ und $1.5 \mu\text{m}$ zu detektieren ist. Eine Untersuchung der Beobachtbarkeit mit dem Instrument SPHERE wird derzeit in Zusammenarbeit mit Robert Brunngräber (Universität Kiel) durchgeführt. SPHERE nutzt unter anderem die Technik der differentiellen Polarimetrie, um ein sehr hohes Kontrastverhältnis zu erreichen. Bei der differentiellen Polarimetrie wird ausgenutzt, dass Sterne und Planeten zunächst unpolarisiertes Licht aussenden und dieses erst durch Streuung an Staubpartikeln polarisiert wird (z. B. Bastien und Menard, 1988). Durch eine Veränderung des Polarisationsgrads an einem bestimmten Ort in einer protoplanetaren Scheibe kann so das Signal einer unpolarisierten Quelle aufgefunden werden. Die Abbildung 4.4-A6 zeigt für den Beispielfall eines Planeten mit der Masse von $100 M_{\oplus}$, der in eine

protoplanetare Scheibe mit der Gesamtmasse von $0.001 M_{\odot}$ eingebettet ist, eine Karte der linearen Polarisation für eine Wellenlänge von $3.8 \mu\text{m}$. Am Ort des Planeten, etwa 50 AE oberhalb der Bildmitte, ist das Licht fast unpolarisiert. In Anbetracht der Beobachtung von HD 100546b (siehe Abschnitt 4.3.2) besteht also die Möglichkeit, dass auch dieses Objekt beobachtbar ist.

Im Vergleich zwischen dem Fall des Streulichts und dem der thermischen Staubemission zeigt sich in ähnlicher Weise zu Kapitel 3 wieder eine Abhängigkeit der Detektierbarkeit des Planeten oder dessen Heizung von der Scheibengesamtmasse. Auch hier ist die Beobachtung des selben Objekts im infraroten und (sub)mm Wellenlängenbereich nicht immer möglich.

4.5 Fazit

In diesem Kapitel wurde die direkte Beobachtung von jungen Planeten untersucht. Hierzu wurden drei Studien durchgeführt, die unterschiedliche Aspekte dieser Fragestellung beleuchten. Im ersten Teil wurde eine Machbarkeitsstudie für die Detektion eines Planeten mit der Masse von $10 M_{\text{Jup}}$ durchgeführt, bei der auf Grundlage einer hydrodynamischen Modellrechnung eine Strahlungstransport-Simulation durchgeführt wurde, die sowohl den Zentralstern als auch den Planeten als Schwarzen Strahler berücksichtigt. Danach ist eine Beobachtung mit dem VLTI Instrument MATISSE bei einer Wellenlänge von $10 \mu\text{m}$ simuliert worden. In diesen simulierten Beobachtungen lässt sich das direkte Planetensignal nur dann rekonstruieren, wenn die Flussdichte überall in den zugrundeliegenden Strahlungstransport-Ergebnissen mit dem Faktor 10 skaliert wird.

Im zweiten Teil wurde untersucht, ob sich die Beobachtung eines lokal begrenzten Helligkeitsmaximums in der protoplanetaren Scheibe von HD 100546 durch einen jungen Planeten in seiner Entstehungsphase erklären lässt. Hierzu sind zunächst die Leuchtkraft und effektive Temperatur bestimmt worden, die ein Schwarzer Strahler besitzen muss, um die Messungen zu erklären. Danach wurde dessen Position in einem Leuchtkraft-Temperatur-Diagramm mit den Entwicklungsspuren von jungen Planeten verglichen. Dabei konnten die folgenden Ergebnisse abgeleitet werden:

- Die Messungen sind mit einem Schwarzen Strahler der Leuchtkraft $(2.11 \pm 0.2) \cdot 10^{-4} L_{\odot}$ und der effektiven Temperatur $1004_{-249}^{+557} \text{K}$ zu erklären.
- Eine Übereinstimmung des Orts des Schwarzen Strahlers und der Entwicklungsspuren junger Planeten im Leuchtkraft-Temperatur-Diagramm kann aber nur dann erreicht werden, wenn der Schwarze Strahler durch Extinktion von silikathaltigem Staub abgeschwächt wird. Die Planetenmasse beläuft sich am wahrscheinlichsten auf etwa $25 M_{\text{Jup}}$ bis $30 M_{\text{Jup}}$, wobei die Ungenauigkeit auf Grund der geringen Anzahl an Messwerten sehr hoch ist.
- Bei dem Objekt HD 100546b handelt es sich wahrscheinlich um einen Braunen Zwerg.

Durch die Klassifizierung von HD 100546b motiviert, wurde im dritten Teil eine Parameterstudie zur Beobachtbarkeit von in die protoplanetare Scheibe eingebetteten Planeten durchgeführt. Hierfür waren zunächst dreidimensionale Hydrodynamiksimulationen not-

wendig, welche die Rückreaktion der Einbettung auf den Energiehaushalt des Planeten berücksichtigen können. Es wurden protoplanetare Scheiben mit Gesamtmassen im Bereich von $0.1 M_{\odot}$ bis $0.0001 M_{\odot}$, in die ein Planet mit der Masse $10 M_{\oplus}$, $50 M_{\oplus}$ oder $100 M_{\oplus}$ im Abstand von 50 AE zum Stern eingebettet ist, untersucht. Auf der Grundlage der Dichteverteilungen und den Leuchtkräften und Temperaturen der jeweiligen Planeten sind Strahlungstransport-Simulationen durchgeführt worden, in denen sowohl der Zentralstern als auch der Planet als Strahlungsquelle berücksichtigt wurden. Durch die Einbettung des Planeten in das Material der protoplanetaren Scheibe war es zur Berechnung der Temperaturstruktur in der Umgebung des Planeten notwendig, eine Modellierung dieses Bereichs in einem feiner aufgelösten Gitter durchzuführen. Das Endergebnis sind Karten der thermischen Staubemission der Scheibe und Streukarten dieser, die auf Anzeichen der Anwesenheit des Planeten untersucht wurden. Zusätzlich sind auf der Basis der Reemissionskarten simulierte Beobachtungen mit ALMA durchgeführt worden. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- In den Reemissionskarten kann in Abhängigkeit der Transmissivität der Erdatmosphäre ein Wellenlängenbereich ausfindig gemacht werden, in dem der Planet mit Hilfe der durch seine Abstrahlung verursachten Erhöhung seiner Umgebungstemperatur vom Hintergrund der Scheibe getrennt werden kann.
- Um in Reemissionskarten detektiert werden zu können, müssen die Planeten im Rahmen des untersuchten Parameterraums mindestens eine effektive Temperatur von 1800 K und mindestens eine Leuchtkraft von $10^{-4} L_{\odot}$ besitzen und die Gesamtmasse der protoplanetaren Scheibe muss größer als $0.01 M_{\odot}$ sein.
- ALMA ist in der Lage, den Einfluss des Planeten zu detektieren.
- Im Streulicht kann das direkte Signal des Planeten im Rahmen des untersuchten Parameterraums vor allem dann vom Scheibenhintergrund unterschieden werden, wenn die Gesamtmasse der protoplanetaren Scheibe $0.001 M_{\odot}$ beträgt. Bei massereicheren Scheiben wird die Strahlung des Planeten zu sehr durch das Material der Scheibe abgeschwächt, um noch von dieser unterschieden werden zu können.
- Der Planet sendet unpolarisiertes Licht aus, wodurch sich der Polarisationsgrad in seiner Umgebung in den Streulichtkarten der Scheibe reduziert. Somit eröffnet sich eine weitere Detektionsmöglichkeit dieses Objekts in realen Beobachtungen.

5 Beobachtbarkeit von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung

Mehr als die Hälfte aller Sterne in der Umgebung der Sonne kommen in Mehrfachsystemen vor (z. B. [Bonnell und Bate, 1994](#); [Duchêne, 1999](#); [Kraus und Hillenbrand, 2009](#)). Während ihrer Entwicklung verfügen diese Systeme genau wie Einzelsterne über Scheiben aus Gas und Staub (z. B. [Guilloteau u. a., 1999](#); [McCabe u. a., 2002](#); [Duchêne u. a., 2007](#); [Romero u. a., 2012](#)). Sie werden als zirkumbinäre Scheiben bezeichnet. Der innere Bereich dieser zirkumbinären Scheiben ist stark durch die gravitative Wechselwirkung mit dem Binärsystem beeinflusst. Es stellt sich deshalb die Frage, ob die Entwicklung von zirkumbinären Scheiben Unterschiede zu der von zirkumstellaren, beziehungsweise protoplanetaren Scheiben aufweist. Um diesen Sachverhalt zu erforschen, nimmt ALMA eine Schlüsselrolle ein. Da dieses Instrument das nötige räumliche Auflösungsvermögen besitzt, um den inneren Bereich von zirkumbinären Scheiben bei Wellenlängen zu beobachten, die vor allem die Materieverteilung in der Scheibe zeigen.

Im folgenden Abschnitt wird eine Studie präsentiert, die zum Ziel hat, die Beobachtbarkeit von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung im Fall enger Binärsysteme mit ALMA zu untersuchen. Der Inhalt und die Abbildungen dieses Kapitels sind beim Journal *Astronomy and Astrophysics* (A&A) zur Veröffentlichung eingereicht. Der Artikel befindet sich derzeit in der Begutachtung. Bei dieser Studie handelt es sich um ein Gemeinschaftsprojekt mit zwei Schwerpunkten: Im Abschnitt 5.1 wird die numerische Berechnung der Scheibendichte-Struktur mit dem Ansatz der SPH vorgestellt (durchgeführt von Tatiana Demidova, Pulkovo Observatorium, St. Petersburg). Anschließend werden im Abschnitt 5.2 Strahlungstransport-Simulationen auf Grundlage dieser Scheibendichtestrukturen präsentiert (durchgeführt von mir). Im Abschnitt 5.3 werden dann Vorhersagen für ALMA-Beobachtungen gegeben. Es wird gezeigt, dass ALMA in der Lage ist, charakteristische Strukturen der Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung zu beobachten, sogar wenn die große Halbachse der Sekundärkomponente nur 2 AE beträgt.

5.1 Dichtestruktur zirkumbinärer Scheiben

Die Grundlage der Fallstudie zur Beobachtbarkeit von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung bilden 38 verschiedene SPH-Simulationen (vgl. Abschnitt 2.4.2) der Scheibendichtestruktur von zirkumbinären Scheiben um ein Binärsystem mit einer großen Halbachse der Sekundärkomponente von $a_{\text{gH}} = 2.0 \text{ AE}$. Die Masse der Primärkomponente des Binärsystems ist durch die SPH-Simulationen auf $2.5 M_{\odot}$ festgesetzt, so dass die Periodendauer des Systems 1.7 Jahre beträgt. Die Masse der Sekundärkomponente wird über das Massenverhältnis der Komponenten des Binärsystems μ festgelegt. Im Rahmen dieser Studie werden die Werte $\mu \in \{0.01, 0.1, 0.5, 1\}$ untersucht, um so einen Bereich abdecken zu können, der

typischerweise aus Beobachtungen für junge Binärsysteme abgeleitet wird (z. B. Woitas u. a., 2001).

Die Massen, Leuchtkräfte und effektiven Temperaturen der verwendeten Sterne sind in der Tabelle 5.1-T1 zusammengefasst. Die Werte für $\mu = 1$ orientieren sich an den für entsprechend massereiche Objekte gewählten Werten aus Wolf und D'Angelo (2005). Für den Fall von $\mu = 0.5$ wird sich an den Sternen des über eine zirkumbinäre Scheibe verfügenden Binärsystem GG Tau A orientiert (Hillenbrand und White, 2004; Andrews u. a., 2014; Dutrey u. a., 2014). Für $\mu = 0.1$ und $\mu = 0.01$ sind die Temperatur und Leuchtkraft eines entsprechend massereichen Objekts aus den theoretischen Entwicklungsmodellen von massearmen Sternen und Braunen Zwergen von Burrows u. a. (1997) für ein angenommenes Objektalter von 3 Millionen Jahren entnommen worden. Diese Entwicklungsmodelle sind bereits im Abschnitt 4.3.2 zur Charakterisierung von HD 100546b verwendet worden.

Tabelle 5.1-T1: Zusammenfassung der Massen, Leuchtkräfte und Temperaturen aller in der Studie zur Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung verwendeten Sterne.

μ		1.0	0.5	0.1	0.01
L	[L_{\odot}]	43	0.95	0.7	0.003
T_{eff}	[K]	9 500	4 000	4 000	2 700
M	[M_{\odot}]	2.5	1.25	0.25	0.025

Neben dem Massenverhältnis der Komponenten des Binärsystems haben vor allem die Exzentrizität der Bahn des Binärsystems und die Inklination dieser Bahn zur Scheibenebene wesentlichen Einfluss auf die durch Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung in der Dichteverteilung der zirkumbinären Scheibe hervorgerufenen Strukturen (vgl. Abschnitt 2.3.2). Um einen möglichst großen Parameterbereich abdecken zu können, untersuchen die SPH-Simulationen verschiedene Exzentrizitäten ($e \in \{0.0, 0.3, 0.5\}$) und Inklinationen ($i/1^{\circ} \in \{5, 10, 20, 30\}$) der Bahn des Binärsystems im Bezug auf die initiale Scheibenmittelebene.

Der Einfluss dieser Parameter wird für Binärsysteme mit einem Massenverhältnis von $\mu \in \{0.01, 0.1, 1\}$ zu dem Zeitpunkt untersucht, an dem sich die Sekundärkomponente im Apastron befindet. Die zugehörigen Verteilungen der Oberflächendichte sind in den Abbildungen 5.1-A1 und 5.1-A2 dargestellt. In den Abbildungen ist zu erkennen, dass eine Unterscheidung des Massenverhältnisses des Binärsystems μ anhand der Dichteverteilung der zirkumbinären Scheibe nicht mehr möglich ist, sobald sich ein inneres Loch geöffnet hat. In den untersuchten Fällen entsteht dieses Loch für Massenverhältnisse der Komponenten des Binärsystems von $\mu > 0.01$.

In einer weiteren Testreihe werden die Änderungen der Dichtestruktur einer zirkumbinären Scheibe während einer Periode des Binärsystems zu 21 Zeitpunkten untersucht. Hierfür wird eine Parameterkombination des Binärsystems von $\mu = 0.5$, $i = 0^{\circ}$ and $e = 0.3$ gewählt. Hier entsteht eine besonders markante Spiralstruktur in der zirkumbinären Scheibe. Eine Abbildung der zugehörigen Dichteverteilungen in der Scheibenmittelebene ist im Anhang A.7 zu finden.

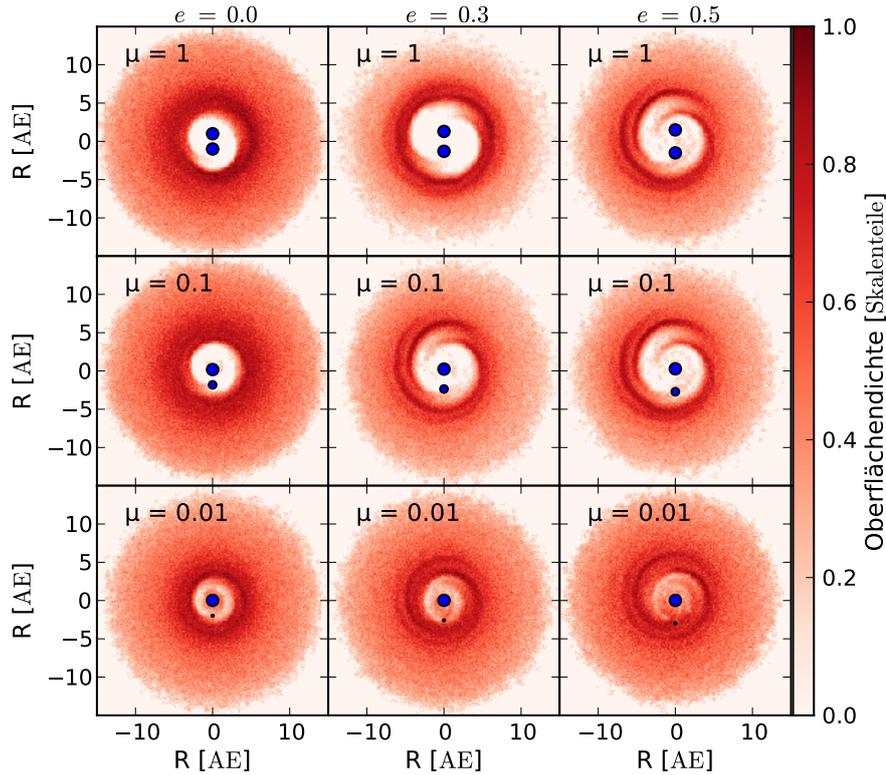


Abbildung 5.1-A1: Darstellung der Oberflächendichte der zirkumbinären Scheibe um ein Binärsystem mit Bahnen verschiedener Exzentrizität. Jede Spalte entspricht einer Exzentrizität. Insgesamt werden $e \in \{0.0, 0.3, 0.5\}$ untersucht. Jede Zeile spiegelt ein anderes untersuchtes Massenverhältnis μ wider. Die blauen Punkte kennzeichnen die Positionen der Sterne des Binärsystems. Ihre Größe veranschaulicht die Masse der Sterne. Die Sekundärkomponente befindet sich im Apastron. Durch die Erhöhung der Exzentrizität der Bahn des Binärsystems verschiebt sich auch das Baryzentrum des Systems und somit auch der Abstand der Komponenten des Binärsystems im Apastron.

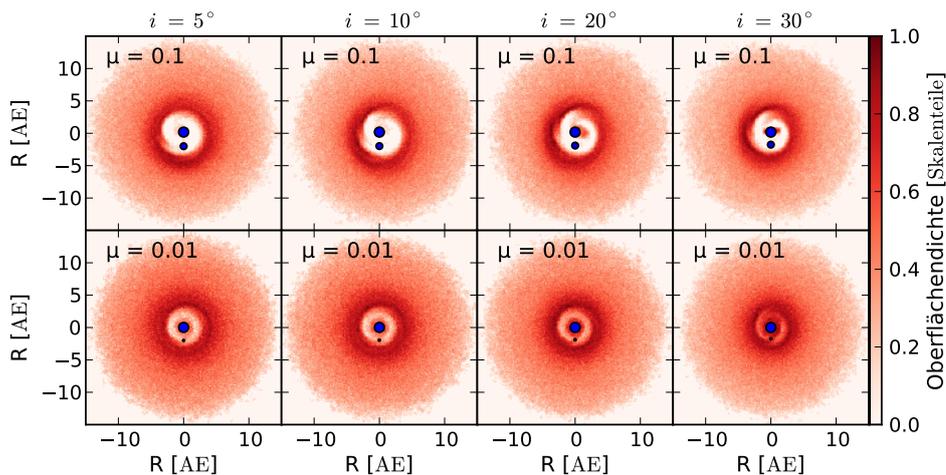


Abbildung 5.1-A2: Darstellung der Oberflächendichte der zirkumbinären Scheibe um ein Binärsystem auf einer Bahn, die zur initialen Scheibenmittelebene inkliniert ist. Jede Spalte entspricht einer anderen Inklination. Insgesamt werden $i/1^\circ \in \{5, 10, 20, 30\}$ untersucht. Jede Zeile spiegelt ein anderes untersuchtes Massenverhältnis μ wider. Die blauen Punkte kennzeichnen die Positionen der Sterne des Binärsystems. Ihre Größe veranschaulicht die Masse der Sterne. Die Sekundärkomponente befindet sich im Apastron.

In allen Fällen wird die Berechnung der Dichterverteilung der zirkumbinären Scheiben mit dem von [Sotnikova \(1996\)](#) entwickelten Programm durchgeführt. Für diese Fallstudie werden möglichst einfache Grundannahmen für die Durchführung der SPH-Simulationen getroffen.

Es wird vollständige Isothermie in den zirkumbinären Scheiben angenommen, da die Temperaturstruktur durch Strahlungstransport-Simulationen (Abschnitt 5.2.1) unter Berücksichtigung der Strahlungsheizung durch das Binärsystem erst im Anschluss berechnet werden soll. Die hydrostatische Skalenhöhe der simulierten zirkumbinären Scheiben beträgt $H(r)/r = 0.1$ und die Viskosität wird über den heuristischen Ansatz der $\tilde{\alpha}$ -Viskosität mit $\tilde{\alpha} = 0.03$ parametrisiert (vgl. Gleichung 2.1-G12).

Beim Start der Simulation beträgt die initiale Anzahl der SPH-Partikel im Simulationsgebiet $5 \cdot 10^5$. Während der zeitlichen Entwicklung der zirkumbinären Scheibe werden mehrere der SPH-Partikel auf einen der beiden Sterne akkretiert, wodurch sich ihre Anzahl stetig reduziert. Deshalb wird für die weitere Verwendung der Dichteverteilungen in den anschließenden Strahlungstransport-Simulationen ein Zeitschritt nach 30 Umläufen des Binärsystems verwendet. Zu diesem Zeitpunkt ist die Akkretionsrate (vgl. Abschnitt 2.1.1) auf die Komponenten des Binärsystems bereits seit 10 Umläufen konstant und es befinden sich noch ausreichend SPH-Partikel im Modellraum¹⁶. Zu diesem Zeitpunkt beträgt die Gesamtmasse der zirkumbinären Scheiben im Simulationsgebiet $4.4 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$.

Dieses Simulationsgebiet ist kugelförmig und besitzt einen Außenradius von 15 AE. Die aus Beobachtungen typischerweise für zirkumbinäre, beziehungsweise protoplanetare Scheiben abgeleiteten Außenradien belaufen sich auf einige hundert Astronomische Einheiten (z. B. [Andrews und Williams, 2005, 2007b](#); [Andrews u. a., 2009](#); [Isella u. a., 2009](#); [Andrews u. a., 2010](#)). Da aber in den anschließenden Strahlungstransport- und Beobachtungssimulationen der innerste Bereich von zirkumbinären Scheiben in Draufsicht untersucht wird, kann der über einen Radius von 15 AE hinausgehende Bereich der Scheibe vernachlässigt werden. Dieser hat in den Strahlungstransport-Simulationen zur Berechnung der thermischen Staubemission keine Auswirkung auf den inneren Scheibenbereich.

5.2 Temperaturstruktur und Eigenschaften der zirkumbinären Scheibe

5.2.1 Durchführung der Strahlungstransport-Simulationen

Für die Durchführung der Strahlungstransport-Simulationen wird zunächst ein sphärisches Simulationsgitter aufgespannt in welches die Positionen der SPH-Partikel eingelesen werden. Die maximale Ausdehnung des Gitters beträgt 15 AE. Die Auflösung des Gitters wächst linear in alle Richtungen und wird in polarer Richtung mit $\Delta\vartheta = 3.6^{\circ}$, in azimuthaler Richtung mit $\Delta\varphi = 1.9^{\circ}$ und in radialer Richtung mit $\Delta r = 0.133$ AE gewählt. Die Zellanzahl entspricht $(N_r, N_{\vartheta}, N_{\varphi}) = (111, 91, 100)$. Für jede der Positionen der SPH-Partikel wird nun die zugehörige Gitterzelle bestimmt und dieser Zelle dann die Masse des

¹⁶Bei einer Wahl des Zeitpunkts nach 40 Umläufen wären bereits 5% aller SPH-Partikel auf einen der beiden Sterne akkretiert

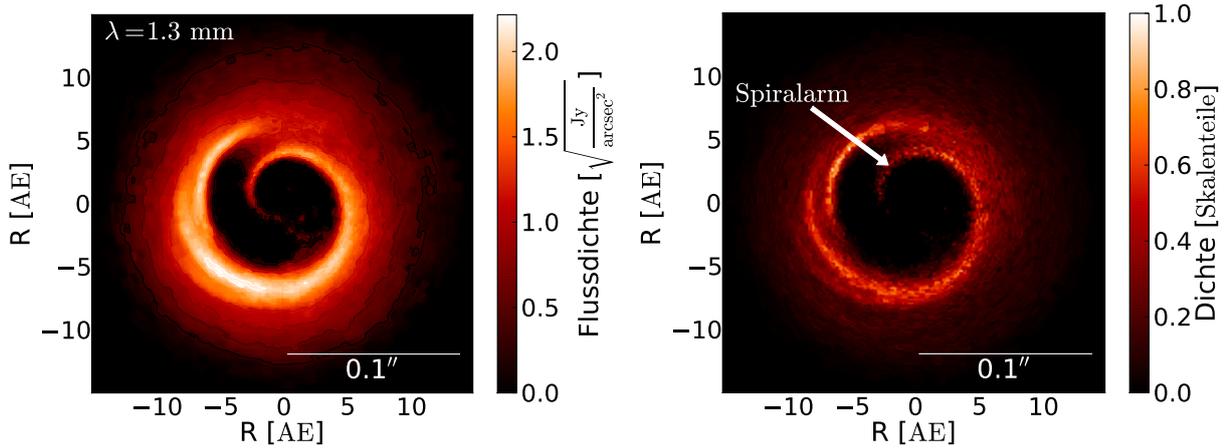


Abbildung 5.2-A1: *Rechts:* Dichteverteilung des Modell einer zirkumbinären Scheibe mit den Parametern $\mu = 0.5$, $i = 0^\circ$ and $e = 0.3$. Gezeigt ist die Mittelebene der Scheibe. In der Scheibe ist ein markanter Spiralarm zu erkennen. Die Farbskalierung ist linear und auf das Dichtemaximum normiert. *Links:* Zur Dichteverteilung gehörende Karte der thermischen Staubemission bei einer Wellenlänge von 1.3 mm. Die Flussdichte ist farbskaliert. Die Farbskala ist in Wurzeldarstellung gewählt. Die Konturlinien zeigen die Flussdichte in Schritten von $0.5 \text{ (Jy/arcsec}^2\text{)}^{0.5}$.

SPH-Partikels hinzugefügt. Insgesamt werden nur 8% des Gitters befüllt, der Rest enthält Vakuum. Die so entstehende Dichteverteilung ist die Verteilung der Gaskomponente der zirkumbinären Scheibe. Die Dichteverteilung des Staubs entsteht entsprechend des Verfahrens aus Abschnitt 2.1.2 durch Multiplikation mit dem Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis $\eta = 1/100$.

Die verwendete Staubbmischung entspricht derjenigen aus Abschnitt 2.1.2. Die Größen der Staubkörner sind entsprechend der Gleichung 2.1-G20 innerhalb des Intervalls von $a_{\min} = 0.005 \mu\text{m}$ bis $a_{\max} = 100 \mu\text{m}$ verteilt. Dieses Staubmodell ist in der Lage, viele Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben zu erklären (z. B. Wolf u. a. 2003; Madlener u. a. 2012; Gräfe u. a. 2013).

Beide Sterne des Binärsystems werden als Strahlungsquellen in der Approximation als Schwarze Strahler (vgl. Gleichung 2.5-G1) mit den in Tabelle 5.1-T1 aufgelisteten Leuchtkräften und effektiven Temperaturen in den Strahlungstransport-Simulationen berücksichtigt. Die Simulationen werden für die im Anhang A.4 aufgelisteten Wellenlängen simuliert. Dabei wird auf die Untersuchung der Beobachtbarkeit von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung im Streulicht verzichtet, da die oberen Schichten der Scheiben auf Grund der Eigenschaften der SPH-Methode (siehe Abschnitt 2.4.2) durch zu wenige Partikel beschrieben werden, diese Schichten aber sehr wichtig für die Streuung der Sternstrahlung sind (siehe Abschnitt 3.3). Der Fall der thermischen Staubemission ist hierdurch nicht beeinflusst.

Es werden zunächst die Temperaturverteilungen der zirkumbinären Scheiben berechnet, um daraus schließlich Karten der thermischen Staubemission zu erhalten. Motiviert durch die mittlere Entfernung der Sternentstehungsregion im Taurus-Auriga Molekülwolken-Komplex (Kenyon u. a., 1994) wird eine Objektentfernung von 140 pc angenommen. Die Abbildung 5.2-A1 zeigt ein Beispiel einer so entstandenen Reemissionskarte für eine zirkumbinäre Scheibe zum Modell $\mu = 0.5$, $i = 0^\circ$ and $e = 0.3$ in Draufsicht bei einer

Referenzwellenlänge von 1.3 mm. Sowohl das innere Loch als auch die Spiralarms können am selben Ort in der Reemissionskarte gefunden werden, an dem sie sich in der zugehörigen Dichteverteilung befinden (rechter Teil der Abbildung).

5.2.2 Lichtkurve einer zirkumbinären Scheibe

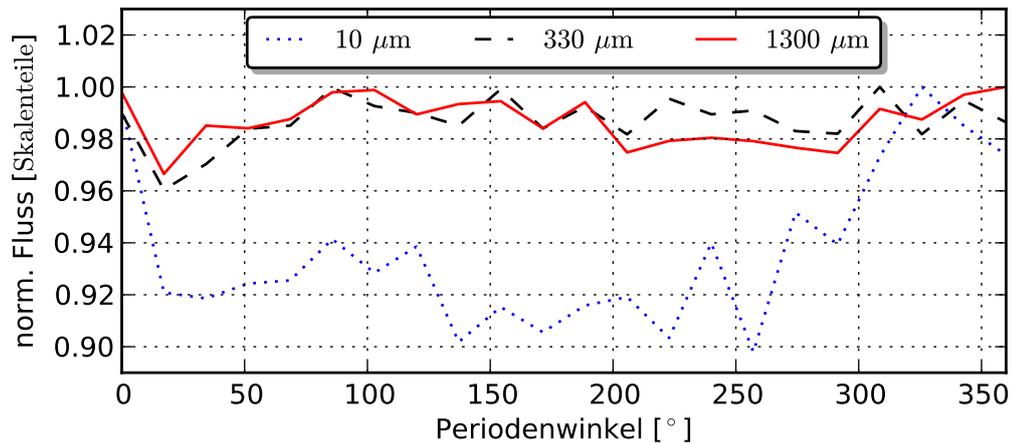


Abbildung 5.2-A2: Darstellung der zeitlichen Entwicklung des Reemissionsflusses einer zirkumbinären Scheibe während der Periode des Binärsystems für drei ausgewählte Wellenlängen. Auf der Abszisse ist der aus dem Zentrum des Modellraums gemessene Winkel zwischen der Position der Sekundärkomponenten und dem Apastron der Sekundärkomponente als Periodenwinkel aufgetragen. Die zeitlichen Verläufe der Reemissionsflüsse sind für jede Wellenlänge auf das auftretende Maximum normiert. Während es nur kleine Variationen bei den Wellenlängen 330 μm und 1.3 mm gibt, gibt es bei der Wellenlänge von 10 μm Unterschiede von bis zu 10%.

Für die thermische Reemission ist neben der effektiv emittierenden Oberfläche und deren Materialeigenschaften (vgl. Abschnitt 2.5) die Temperatur des Materials ausschlaggebend. In einer protoplanetaren oder zirkumbinären Scheibe ist die Temperatur wesentlich vom Ort in der Scheibe abhängig (z. B. Pascucci u. a., 2004). In erster Näherung gilt, je kleiner der Abstand zu einem Stern ist, desto höher ist die Temperatur in der Mittelebene der Scheibe (z. B. Rafikov und De Colle, 2006). Gerade durch die Periode des Binärsystems ändert sich dieser Abstand in einer zirkumbinären Scheibe ständig. Zusätzlich hat die Periode des Binärsystems drastischen Einfluss auf die Dichteverteilung der zirkumbinären Scheibe (vgl. Abschnitt 5.1). Hieraus ergibt sich die Frage, ob es möglich ist, die Einwirkung des Binärsystems auf die zirkumbinäre Scheibe allein aus dem Reemissionsspektrum der Scheibe abzulesen.

Um diese Fragestellung zu untersuchen, wird das SPH-Modell mit den Parametern $\mu = 0.5$, $i = 0^\circ$ und $e = 0.3$ verwendet. Zu diesem Modell liegt die Dichteverteilung der zirkumbinären Scheibe zu 21 Zeitpunkten während einer Periode des Binärsystems vor¹⁷. Aus den zugehörigen Strahlungstransport-Simulationen werden die Gesamtflüsse der thermischen Staubreemission dieser zirkumbinären Scheibe zu jedem vorliegenden Zeitpunkt bei den

¹⁷Eine Abbildung der zugehörigen Dichteverteilungen ist im Anhang A.7 zu finden.

ausgewählten Wellenlängen $10\ \mu\text{m}$, $330\ \mu\text{m}$ und $1.3\ \text{mm}$ bestimmt und die zeitliche Entwicklung in die Abbildung 5.2-A2 eingetragen. Für jede Wellenlänge ist der Gesamtfluss auf das im betrachteten Zeitintervall vorkommende Maximum normiert.

Bei $330\ \mu\text{m}$ und $1.3\ \text{mm}$ halten sich die zeitlichen Änderungen des Reemissionsflusses in Grenzen. Es sind Änderungen von maximal 2% zu verzeichnen. Bei $10\ \mu\text{m}$ allerdings sind Variationen bis zu 10% möglich. Die Erklärung hierfür ist, dass vor allem Staub mit Temperaturen von etwa 300 K effizient bei $10\ \mu\text{m}$ emittiert. Diese Temperaturen werden nur nah an einem der Sterne erreicht. Hier ist gleichzeitig auch der dynamischste Bereich der zirkumbinären Scheiben und die Menge an Staub mit dieser Temperatur ändert sich ständig. Eine Periodizität der Flussvariation kann nicht gefunden werden, obgleich der verursachende Prozess (Binärsystem) eine Periodendauer von 1.7 Jahren besitzt. Variationen auf ähnlichen Zeitskalen und ähnlicher Amplituden sind im Wellenlängenbereich des mittleren Infrarot beispielsweise beim Objekt HH30 nachgewiesen (Wood u. a., 2000; Tambovtseva und Grinin, 2008).

Somit ist es möglich, die gefundenen Variationen im Reemissionsfluss zu messen. Zeigt eine durchgeführte Messung eine solche Variabilität im Reemissionsspektrum, sollte nicht nur ein Binärsystem zur Erklärung der Ursache herangezogen werden, da auch andere Erklärungen denkbar sind. Hierzu zählen zum Beispiel Spiralarme, die durch Selbstgravitation der Scheibe hervorgerufen werden (Cossins u. a., 2010). Nichtsdestoweniger zeigt sich, dass ein Binärsystem einen deutlichen Einfluss auf die Temperaturstruktur der zirkumbinären Scheibe besitzt.

5.2.3 Besonderheiten in der Temperaturverteilung von zirkumbinären Scheiben

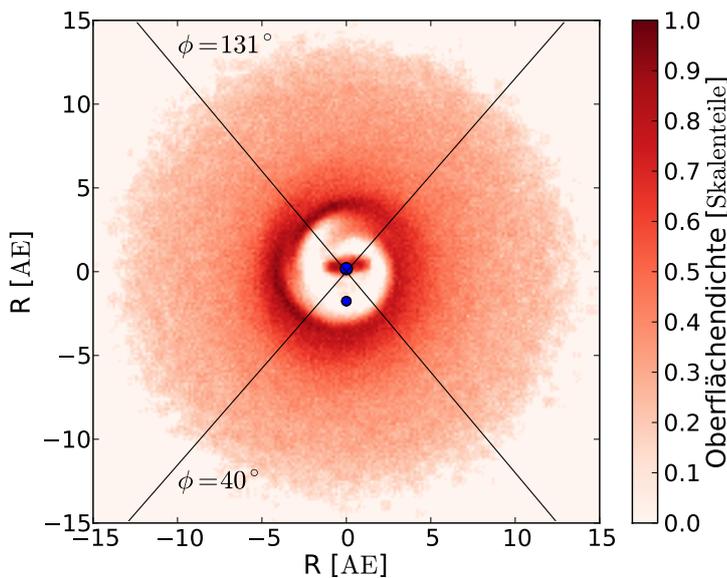


Abbildung 5.2-A3: Darstellung der Oberflächendichte des SPH-Modells einer zirkumbinären Scheibe mit den Parametern $\mu = 0.1$, $i = 30^\circ$ und $e = 0.0$. In die Abbildung sind zwei Schnittlinien eingezeichnet, für die jeweils die vertikale SPH-Partikelverteilung in der Abbildung 5.2-A4 dargestellt ist. Entlang der mit $\Phi = 131^\circ$ bezeichneten Achse ist die Scheibe am wenigsten und entlang der mit $\Phi = 40^\circ$ bezeichneten Achse am meisten gestört.

Neben dem Abstand zum Stern kann die Temperaturstruktur im Falle einer zirkumbinären Scheibe auch dadurch beeinflusst werden, dass die Bahn des Binärsystems nicht koplanar mit der Scheibenmittelebene verläuft. In diesem Fall ändert sich der Einfallswinkel der Sternstrahlung auf der Oberfläche der zirkumbinären Scheibe während des Umlaufs des

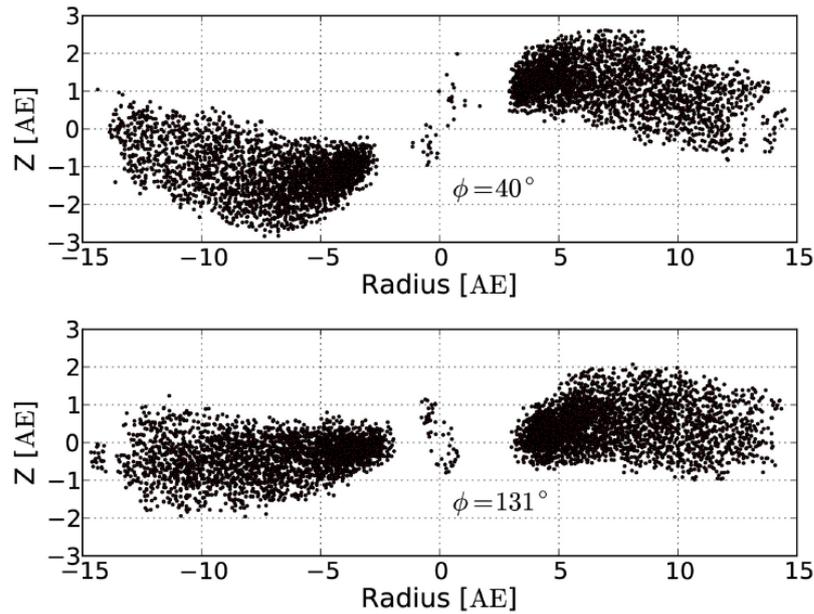


Abbildung 5.2-A4: Darstellung der vertikalen Verteilung der SPH-Partikel des Modells einer zirkumbinären Scheibe mit den Parametern $\mu = 0.1$, $i = 30^\circ$ und $e = 0.0$. Die obere Abbildung zeigt die Verteilung entlang der mit $\Phi = 40^\circ$ bezeichneten Achse aus der Abbildung 5.2-A3. Hier ist die Störung der Scheibe durch das Binärsystem am größten. Die Bahn des Binärsystems ist hoch zur initialen Scheibenmittelebene inkliniert. Die untere Abbildung zeigt die Verteilung entlang der mit $\Phi = 131^\circ$ bezeichneten Achse aus der Abbildung 5.2-A3. Hier ist der Einfluss des Binärsystems auf die Scheibe im vorliegenden Modell am geringsten.

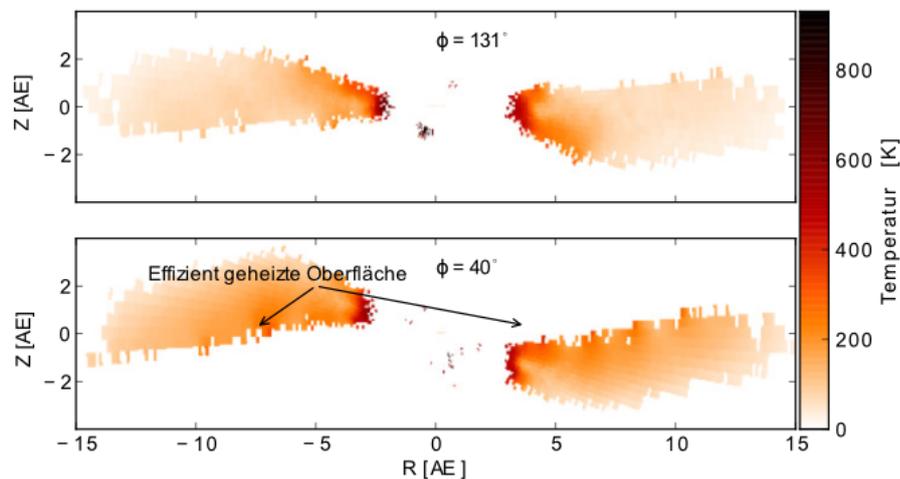


Abbildung 5.2-A5: Darstellung der vertikalen Temperaturverteilung entlang der in der Abbildung 5.2-A3 gezeigten Schnitte. Die Temperaturverteilung ist das Ergebnis der durchgeführten Strahlungstransport-Simulationen. Durch die hohen Unterschiede der vertikalen Dichteverteilung entlang dieser Schnitte (siehe Abbildung 5.2-A4), kann die Scheibenoberfläche für den Fall $\Phi = 40^\circ$ sehr gut von mindestens einem der beiden Sterne des Binärsystems geheizt werden, so dass im selben Abstand zum Zentrum des Simulationsgitters im Vergleich der Fälle $\Phi = 40^\circ$ und $\Phi = 131^\circ$ Temperaturunterschiede bis zu einem Faktor von 2.6 erreicht werden.

Binärsystems. Gerade das SPH-Modell mit den Parametern $\mu = 0.1$, $i = 30^\circ$ und $e = 0.0$ (siehe Abbildungen 5.2-A3) ist für eine Untersuchung dieses Sachverhalts gut geeignet. Hier wird durch die stark zur Mittelebene der initialen Scheibe inklinierte Bahn des Binärsystems die Vertikalstruktur der zirkumbinären Scheibe einer Welle verformt (siehe Abbildungen 5.2-A4). Dadurch können ausgezeichnete Bereiche der zirkumbinären Scheibe äußerst effizient durch die Strahlung von mindestens einem der Sterne aufgeheizt werden. Dies zeigen die zu den vertikalen Dichteverteilungen aus Abbildung 5.2-A4 gehörenden vertikalen Temperaturverteilungen in der Abbildung 5.2-A5. Dabei vergleichen die Abbildungen der vertikalen Dichte- und Temperaturverteilung (Abbildung 5.2-A4 und 5.2-A5) diejenigen Schnitte durch die zirkumbinäre Scheibe, an denen die Struktur der zirkumbinären Scheibe am wenigsten ($\Phi = 131^\circ$) und am meisten ($\Phi = 40^\circ$) gestört ist.

An einer Referenzposition an der Oberfläche der zirkumbinären Scheibe im Abstand von 5 AE vom Gitterzentrum kann ein Unterschied der maximalen Temperaturen im Vergleich der beiden Schnitte um den Faktor 2.6 festgestellt werden. Hierdurch erhöht sich auch die Flussdichte der thermischen Staubremission an der Position $\Phi = 40^\circ$ und es entsteht das in Abbildung 5.2-A6 gezeigte Bild der Scheibe bei einer Wellenlänge von 1.3 mm. Die Konturlinien geben hier Zonen gleicher Flussdichte an. Entlang des Schnitts von $\Phi = 40^\circ$, der in dieser Abbildung von oben links nach unten rechts verläuft, sind diese Zonen deutlich weiter ausgedehnt, als entlang der um 90° rotierten Achse. Es ist aber noch nicht klar, ob eine solche Asymmetrie auch beobachtbar ist. Fest steht, dass ALMA derzeit das einzige Instrument ist, das eine entsprechend hohe Sensitivität und ein entsprechend hohes räumliches Auflösungsvermögen besitzt, um diese Beobachtung durchzuführen.

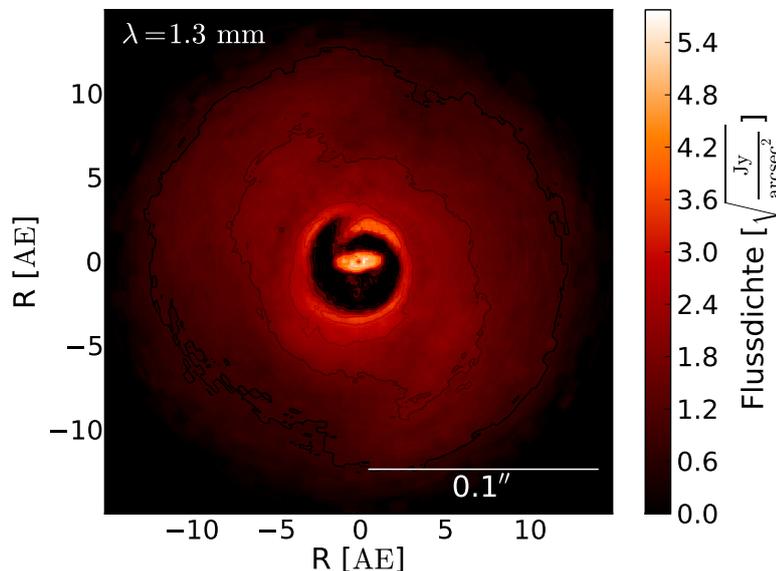


Abbildung 5.2-A6: Karte der thermischen Staubremission bei einer Wellenlänge von 1.3 mm. Die zugehörige Dichteverteilung ist in der Abbildung 5.2-A3 gezeigt. Die Störung der Scheibe durch das Binärsystem verursacht eine erhöhte Temperatur entlang der Achse von der oberen linken Ecke zur unteren Rechten. Hierdurch ist die Reemissionsflussdichte entlang dieser Achse im Vergleich zur 90° rotierten Achse erhöht. Die Farbskala ist in Wurzelarstellung gewählt.

5.3 Simulierte ALMA-Beobachtungen

5.3.1 Scheiben in Draufsicht

Um die Beobachtbarkeit von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung nun näher zu untersuchen, werden auf der Grundlage der Karten der thermischen Staubemission (Beispiel in Abbildung 5.2-A1, links) simulierte ALMA-Beobachtungen durchgeführt. Hierzu werden die in der Tabelle 5.3-T1 aufgelisteten Beobachtungswellenlängen ausgewählt. Die Bandbreite der Beobachtung beträgt 7.5 GHz und es wird eine Beobachtungsdauer von zwei Stunden gewählt. Als Referenzposition wird der Himmelsort des Butterfly Stars (IRAS 04302+2247, $\alpha = 04\text{h}33\text{m}$, $\delta = +22^\circ53'$, J2000) angenommen. Es werden thermisches und Phasenrauschen für den in Tabelle 5.3-T1 aufgelisteten atmosphärischen Wassergehalt berücksichtigt. Die Antennen von ALMA werden unterschiedlich aufgestellt, wobei die maximale Basislinie aber mindestens so groß gewählt wird, dass eine Struktur von $0.07''$ (entspricht 10 AE in einer Entfernung von 140 pc) Ausdehnung aufgelöst werden kann. Das entspricht bei einer Wellenlänge von 1 mm einer maximalen Basislinie von mindestens 3.5 km. Nach oben wird die maximale Basislinie durch die Sensitivität von ALMA begrenzt.

Aus dem so entstehenden Bereich an simulierten Beobachtungen wird diejenige mit dem maximalen Signal-zu-Rausch-Verhältnis gewählt. Das Rauschen σ wird mit dem ALMA Sensitivity Calculator für die entsprechende simulierte Beobachtung bestimmt. Dabei entsteht eine Auswahl mit einem nahezu konstanten räumlichen Auflösungsvermögen für alle betrachteten Wellenlängen. Die Anzahl der durchgeführten Beobachtungssimulationen (51) macht eine individuelle Analyse möglich. Die dabei gewonnenen Ergebnisse werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

Tabelle 5.3-T1: Wellenlängenauswahl für die simulierten ALMA-Beobachtungen von zirkumbinären Scheiben.

ALMA Band	λ [μm]	ν [GHz]	PWV [mm]
8	740	405	0.658 ± 0.1
7	952	315	0.913 ± 0.1
6	1 300	230	1.262 ± 0.15

5.3.1.1 Beobachtbarkeit des inneren Lochs in zirkumbinären Scheiben

Die graphische Darstellung der Ergebnisse beschränkt sich an dieser Stelle auf den Fall $\mu = 0.1$ (siehe Abbildungen 5.3-A1 und 5.3-A2) und eine Auswahl für den Fall $\mu = 0.01$. Hiermit können bereits alle wesentlichen Aspekte des gesamten Parameterraums beschrieben werden. Die simulierten ALMA-Beobachtungen der zirkumbinären Scheiben um Binärsysteme mit dem Massenverhältnis $\mu = 0.01$ sind in der Abbildung 5.3-A3 gezeigt. Es ist nicht möglich, eine Struktur in den Beobachtungskarten zu erkennen, die auf eine Störung in der Scheibe hindeutet. Es gibt dabei keine Unterschiede zwischen Binärsystemen

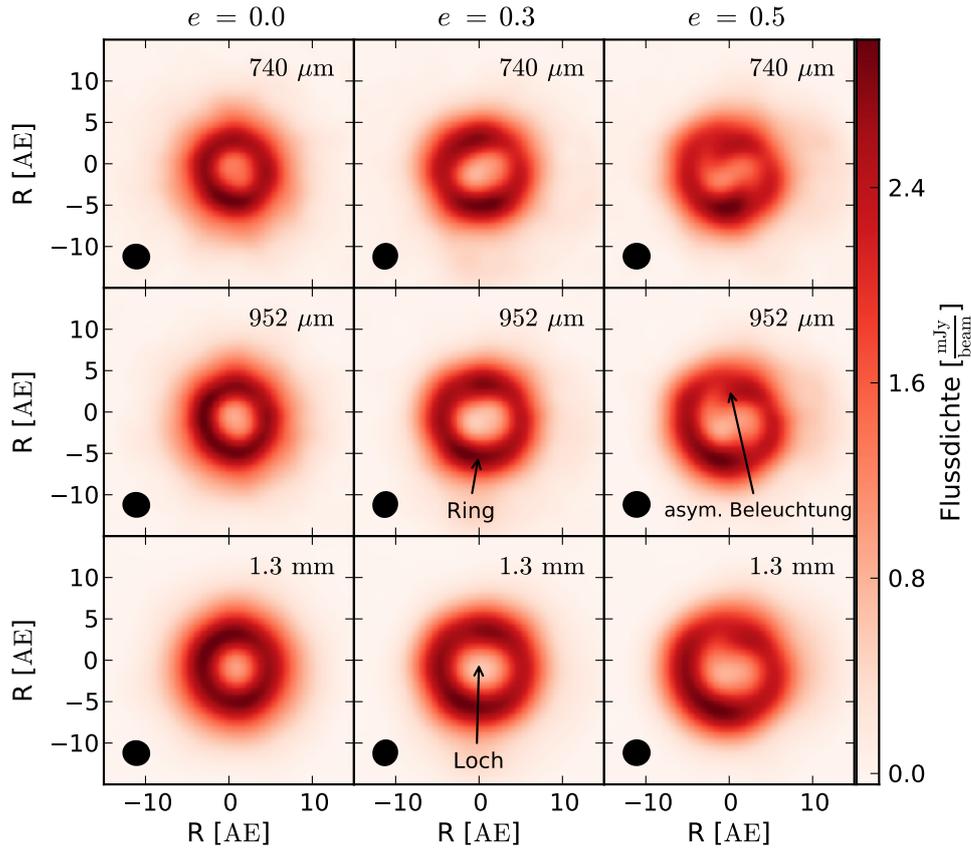


Abbildung 5.3-A1: Darstellung der simulierten ALMA-Beobachtung von zirkumbinären Scheiben um Binärsysteme mit exzentrischen Bahnen. Das Massenverhältnis der Sterne des Binärsystems ist $\mu = 0.1$. Für jede der drei im Parameterraum berücksichtigten Exzentrizitäten der Bahn des Binärsystems ist eine Spalte gezeigt. Unterschiedliche Beobachtungswellenlängen sind in unterschiedlichen Zeilen dargestellt. Die zirkumbinären Scheiben werden als Ringe detektiert, die mit wachsender Exzentrizität der Bahn des Binärsystems asymmetrischer werden. Das durch die Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung hervorgerufene innere Loch der Scheibe kann mit ALMA räumlich aufgelöst werden. Das jeweilige zu den simulierten Beobachtungen gehörende räumliche Auflösungselement ist unten links in jede einzelne Graphik eingezeichnet.

auf exzentrischen Bahnen oder Binärsystemen, deren Bahn zur initialen Scheibenmittelebene inkliniert ist.

Interessanter ist hier der Fall eines Massenverhältnisses der Komponenten des Binärsystems von $\mu = 0.1$. Hier wird bei allen Wellenlängen und in den simulierten zirkumbinären Scheiben mit $i < 20^\circ$ das innere Loch aufgelöst. Es besitzt bei jeder Wellenlänge die gleiche Größe. Während die zirkumbinären Scheiben für kleine Werte von e und i als perfekt kreisförmige Ringe in den simulierten ALMA-Beobachtungen erscheinen, verlieren diese Ringe mit wachsenden Werten von e und i immer mehr ihre Symmetrie, bis schließlich für $i \geq 20^\circ$ kein wirkliches inneres Loch mehr detektiert wird. Unterschiede zwischen den ausgewählten Wellenlängen sind nicht zu erkennen.

Die Fälle von Binärsystemen mit exzentrischem und mit zur initialen Scheibenmittelebene inkliniertem Orbit – für Werte von $i < 20^\circ$ – können nicht anhand der simulierten Beobachtungen unterschieden werden. Beim Extremfall von $i = 30^\circ$ kann das bereits in der

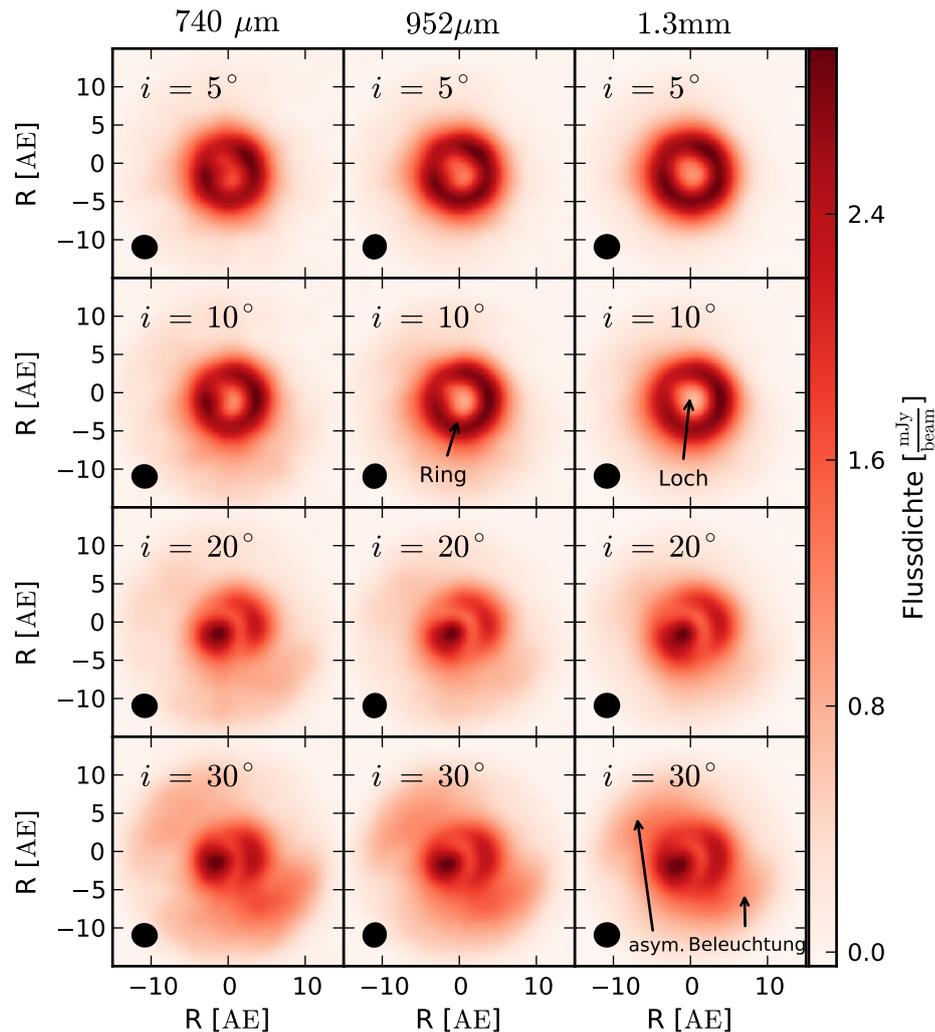


Abbildung 5.3-A2: Darstellung der simulierten ALMA-Beobachtung von zirkumbinären Scheiben um Binärsysteme mit Bahnen, die zur initialen Scheibenmittelebene inkliniert sind. Das Massenverhältnis der Sterne des Binärsystems ist $\mu = 0.1$. Für jede der vier im Parameterraum berücksichtigten Inklinationen der Bahnen des Binärsystems zur initialen Scheibenmittelebene ist eine Zeile gezeichnet. Unterschiedliche Beobachtungswellenlängen sind in unterschiedlichen Spalten dargestellt. Die zirkumbinären Scheiben werden für kleine Werte der Inklination als Ringe detektiert. Mit wachsenden Werten werden diese asymmetrischer bis schließlich das innere Loch in den Scheiben nicht mehr zu erkennen ist. Das jeweilige zu den simulierten Beobachtungen gehörende räumliche Auflösungselement ist unten links in jede einzelne Graphik eingezeichnet.

Reemissionkarte in Abbildung 5.2-A6 zeigte Muster der asymmetrischen Flussdichteverteilung in der Scheibe auch tatsächlich beobachtet werden.

Der Grund für die asymmetrische Gestalt der zirkumbinären Scheiben in den simulierten ALMA-Beobachtungen und für das Verschwinden des inneren Lochs für $i \geq 20$ liegt darin, dass die durch das Binärsystem in der Dichteverteilung der Scheibe verursachten Spiralarme (siehe Abbildungen 5.1-A1 und 5.1-A2) nicht räumlich aufgelöst werden. Deshalb muss untersucht werden, ob eine räumlich aufgelöste Beobachtung der Spiralarme im Rahmen des berücksichtigten Parameterraums möglich ist.

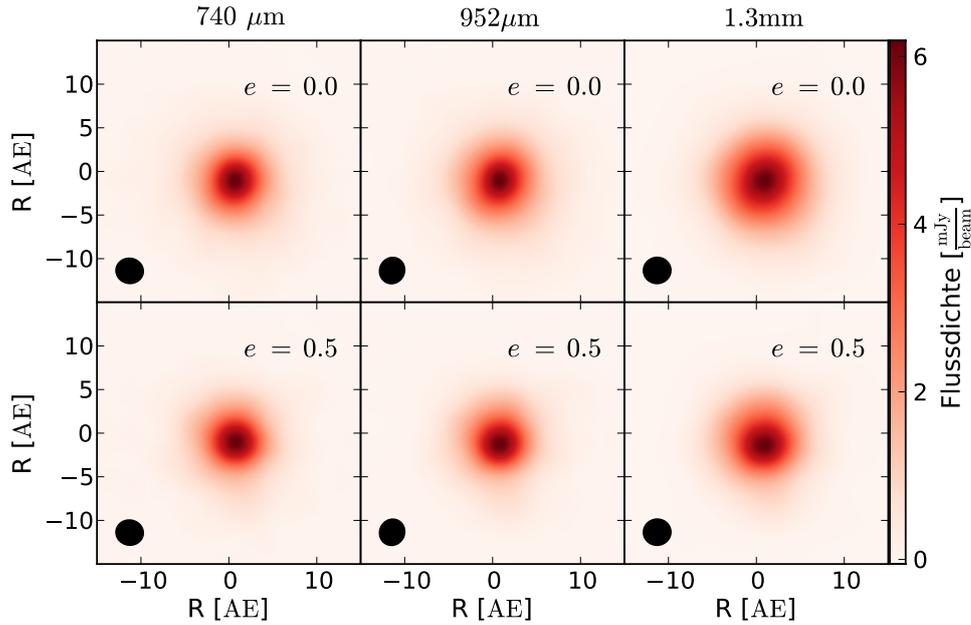


Abbildung 5.3-A3: Darstellung ausgewählter simulierter ALMA-Beobachtungen von zirkumbinären Scheiben um Binärsysteme mit exzentrischen Bahnen. Das Massenverhältnis der Sterne des Binärsystems ist $\mu = 0.01$. Es sind die Werte der Exzentrizität $e = 0.0$ (oben) und $e = 0.5$ (unten) gezeigt. Unterschiedliche Beobachtungswellenlängen sind in unterschiedlichen Spalten dargestellt. In keiner der simulierten Beobachtungen ist eine Störung der Scheibe zu erkennen. Das jeweilige zu den simulierten Beobachtungen gehörende räumliche Auflösungselement von ALMA ist jeweils unten links in die einzelnen Graphiken eingezeichnet.

5.3.1.2 Beobachtbarkeit von Spiralarmen in zirkumbinären Scheiben

In grober Abschätzung besitzen die Spiralarme in den Darstellungen der Verteilungen der Oberflächendichte der zirkumbinären Scheiben (siehe Abbildungen 5.1-A1 und 5.1-A2) in etwa eine Breite von 2 AE. Damit muss für eine räumlich aufgelöste Beobachtung der Spiralarme mit ALMA, selbst bei der kürzesten im Parameterraum berücksichtigten Wellenlänge von $740 \mu\text{m}$ und der angenommenen Entfernung von 140 pc entsprechend des Rayleigh-Kriteriums (Gleichung 2.7-G2), eine maximale Basislinie von etwa 15 km verwendet werden. Dennoch ist eine solche Beobachtung möglich.

Um die Machbarkeit zu zeigen, wird ein Modell einer zirkumbinären Scheibe ($\mu = 0.5$, $i = 0^\circ$ und $e = 0.3$) mit deutlicher Spiralstruktur gewählt. Die zugehörige Dichteverteilung ist im rechten Teil der Abbildung 5.2-A1 gezeigt. Es wird die Aufstellung der ALMA-Antennen gewählt, welche die höchste räumliche Auflösung bietet. Die zugehörige maximale Basislinie ist 15 km und die Beobachtungswellenlänge ist $740 \mu\text{m}$ mit einer Bandbreite von 7.5 GHz. Um ein Rauschen von $\sigma = 0.013 \text{ mJy/beam}$ zu erreichen, wird jeweils fünf Stunden an zwei aufeinanderfolgenden Tagen beobachtet, so dass sich die Gesamtbeobachtungszeit auf zehn Stunden beläuft.

Die Abbildung 5.3-A4 zeigt die simulierte ALMA-Beobachtung. Die Konturlinien geben das Signal-zu-Rausch-Verhältnis an. Der in der Dichteverteilung sichtbare Spiralarm kann mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von mindestens 10 detektiert werden. Ferner fällt

ein bananenförmiges Helligkeitsmaximum auf, das den im Abschnitt 2.8 gezeigten frühen ALMA-Beobachtungen ähnelt. Insgesamt ist also gezeigt, dass es möglich ist, mit ALMA durch Binärsysteme hervorgerufene Spiralarme zu detektieren, selbst dann, wenn die große Halbachse der Sekundärkomponente des Binärsystems nur 2 AE beträgt.

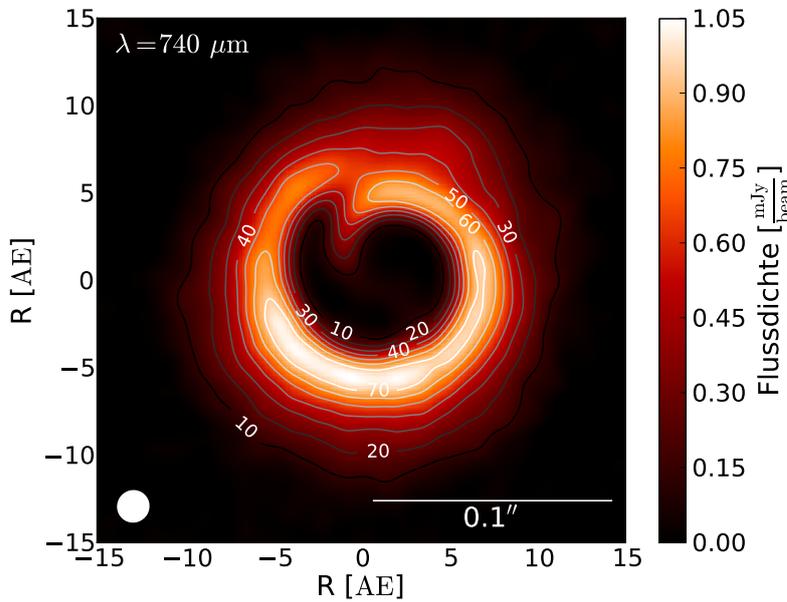


Abbildung 5.3-A4: Simulierte ALMA-Beobachtung der in Abbildung 5.2-A1 gezeigten zirkumbinären Scheibe bei $740\ \mu\text{m}$ mit einer maximalen Basislinie von 15 km. Die Beobachtungszeit ist $2 \times 5\ \text{h}$. Der Spiralarm kann mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von mindestens 10 detektiert werden ($\sigma = 0.013\ \text{mJy}/\text{beam}$). Am unteren Bildrand fällt ein bananenförmiges Helligkeitsmaximum auf.

5.3.2 Scheiben in Kantensicht

Neben zirkumbinären Scheiben in Draufsicht wird im Folgenden der Fall von zirkumbinären Scheiben in Kantensicht untersucht. Dabei muss beachtet werden, dass die SPH-Simulationen nur den inneren Bereich der zirkumbinären Scheiben bis zu einem Radius von 15 AE berechnen. Im Falle einer Scheibe in Kantensicht wird die vom Staub im Innenbereich der Scheibe emittierte Strahlung auf dem Weg zum Beobachter durch die äußeren Scheibenbereiche allerdings abgeschwächt. Ebenso emittiert der Staub in den äußeren Bereichen der Scheibe selbst. Darum ist es notwendig, den Einfluss einer weiter ausgedehnten Scheibe bei der Untersuchung der Beobachtbarkeit von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung für Scheiben in Kantensicht zu berücksichtigen.

Deshalb wird im Folgenden für einen Bereich von 15 AE bis 100 AE das aus Abschnitt 2.1.1 bekannte Shakura-Sunyaev-Scheibendichteprofil (Gleichung 2.1-G4) mit $\alpha = 1.0$, $\beta = 5/4$ und $R_\star = 6 a_{\text{gH}}$ angenommen und über die Parameter ρ_0 und H_0 an den inneren Teil der Scheibendichteverteilung, der aus den SPH-Simulationen stammt, angepasst. Der Übergangsbereich zwischen innerer und äußerer Scheibe wird im Bereich der Breite von $2 \cdot a_{\text{gH}}$ mit einer Gaußfunktion geglättet. Aus der so entstehenden Gasverteilung wird die Staubverteilung über das Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis von $1/100$ berechnet. Der Staub ist identisch zu dem im obigen Abschnitt 5.2.1 beschriebenen.

Die aus den Modellen abgeleitete Scheibengesamtmasse beträgt $1 \cdot 10^{-4} M_\odot$. Zusätzlich wird auch eine Scheibengesamtmasse von $1 \cdot 10^{-5} M_\odot$ angenommen. Diese zusätzliche Wahl wird im Folgenden erläutert. Die Scheibengesamtmasse beeinflusst die optische Tiefe

entlang einer Strecke, die im Gitterzentrum startet und durch die initiale Scheibenmittelebene zum Beobachter geht, linear (vgl. Gleichung 3.3-G1). Bei den beiden ausgewählten Scheibengesamtmassen findet bei der Wellenlänge von 1.3 mm für die verwendeten Modelle der zirkumbinären Scheiben der Übergang von optisch dick zu optisch dünn statt. Dieser Übergang kann große Auswirkungen auf die Untersuchung von Scheiben in Kantensicht haben. Die Tabelle 5.3-T2 fasst für die Modelle von Binärsystemen mit einem Massenverhältnis der Komponenten von $\mu = 0.1$ für beide berücksichtigten Scheibengesamtmassen die maximal auftretende und die über den Azimut und alle Modelle gemittelte optische Tiefe in der initialen Scheibenmittelebene zusammen.

In zum Abschnitt 5.2.1 identischer Weise werden Strahlungstransport-Simulationen durchgeführt. Aufbauend auf die resultierenden Reemissionskarten werden für eine Wellenlänge

Tabelle 5.3-T2: Zusammenfassung der mittleren ($\bar{\tau}$) und maximalen (τ_{\max}) optischen Tiefen in der Scheibenmittelebene. Die Mittelung erfolgt über den Azimut und alle verwendeten Modelle mit einem Massenverhältnis der Komponenten des Binärsystems von $\mu = 0.1$. Die zugrundeliegende Wellenlänge ist 1.3 mm.

$M_{\text{Scheibe}} [M_{\odot}]$	$\bar{\tau}$	τ_{\max}
10^{-4}	4.16 ± 0.50	8.79
10^{-5}	0.65 ± 0.04	0.88

von 1.3 mm und eine maximale Basislinie von etwa 8 km ALMA-Beobachtungen simuliert. Durch diese Wahl wird ein räumliches Auflösungsvermögen erreicht, das der vertikalen Ausdehnung der zirkumbinären Scheiben bei dieser Wellenlänge entspricht und somit einen guten Kompromiss zwischen Auflösung und Signal-zu-Rausch-Verhältnis darstellt. Aus den simulierten Beobachtungskarten wird ein Helligkeitsprofil entlang eines horizontalen Schnitts durch die initiale Scheibenmittelebene gewonnen. Die Auswertung dieser Profile beschränkt sich dann auf die inneren 20 AE, um Strukturen, die möglicherweise am Übergangsbereich von numerisch simulierter innerer Scheibe und analytischer, äußerer Scheibe auftreten, auszuschließen. Dieses Profil wird ebenfalls von der detaillierten Ausrichtung der zirkumbinären Scheibe zum Beobachter beeinflusst. Deshalb wird insgesamt ein Bereich von Objektinklinationen j zum Beobachter von $j/1^{\circ} \in [85, 95]_{\mathbb{N}}$ untersucht. Die folgenden Ergebnisse gelten für einen Bereich zwischen $j = 88^{\circ}$ und $j = 92^{\circ}$.

Insgesamt ist der Verlauf des Helligkeitsprofils von der optischen Tiefenstruktur der zirkumbinären Scheiben abhängig und dadurch mit der Dichteverteilung der Scheiben verknüpft. Asymmetrische Verteilungen der Materie der Scheibe führen zu asymmetrischen Verteilungen der optischen Tiefenstruktur. Besonders der Fall von Binärsystemen mit einem Massenverhältnis von $q = 0.1$, exzentrischen Orbits und einer Scheibengesamtmasse von $10^{-4} M_{\odot}$ verdeutlicht diesen Einfluss. Er ist in der Abbildung 5.3-A5 (links) gezeigt. Für eine Exzentrizität der Bahn des Binärsystems von $e = 0.0$ (blaue Linien in Abbildung 5.3-A5, links) schließen sich links und rechts an das zentrale Maximum des Helligkeitsprofils zunächst zwei lokale Minima und dann wieder zwei lokale Maxima an. Die Minima sind dabei durch die Dichteerhöhung in den Spiralarmlen der zirkumbinären Scheibe verursacht. Dennoch ist das Helligkeitsprofil in guter Näherung symmetrisch zur Ordinate. Mit wachsender Exzentrizität der Bahn des Binärsystems geht diese Symmetrie wie bereits für

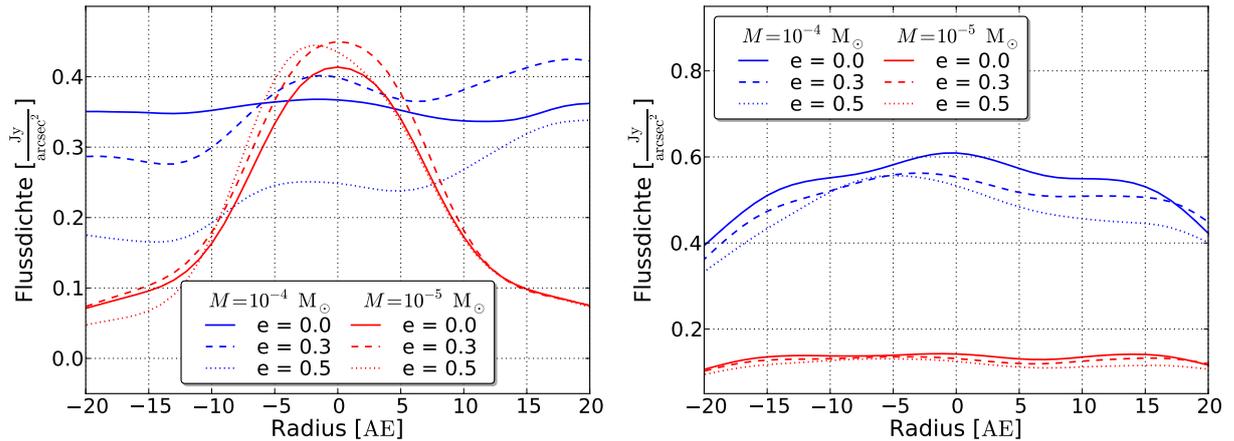


Abbildung 5.3-A5: Darstellung von aus simulierten ALMA-Beobachtungen gewonnenen Helligkeitsprofilen der Mittelebene der zirkumbinärer Scheiben um Binärsysteme auf exzentrischen Bahnen. In der linken Graphik beträgt das Massenverhältnis der Binärsterne $\mu = 0.1$, in der Rechten $\mu = 0.01$. Mit blauen Linien ist der Fall von Gesamtmassen der zirkumbinären Scheiben von $10^{-4} M_{\odot}$ gezeigt. Die roten Linien stehen für den Fall einer Scheibengesamtmasse von $10^{-5} M_{\odot}$. Die blauen Linien verlaufen asymmetrisch zur Ordinate.

Scheiben in Draufsicht verloren. In den gezeigten Fällen verschiebt sich sogar das globale Maximum des Helligkeitsprofils vom Zentrum weg.

Wird die Scheibengesamtmasse auf $10^{-5} M_{\odot}$ reduziert, kann für alle berücksichtigten Exzentrizitäten der Bahnen der Binärsysteme das Helligkeitsprofil als Gauß'sche Glockenkurve angenähert werden (siehe rote Kurven in Abbildung 5.3-A5, links). Die Struktur mit Nebenmaxima und -minima geht verloren. Lediglich für $e = 0.5$ verschiebt sich das Helligkeitsmaximum um einige Astronomische Einheiten vom Zentrum. Weitere Anzeichen für Asymmetrien gibt es in diesem Fall nicht. Der Grund hierfür ist der beschriebene Übergang von optisch dick zu optisch dünn bei der gewählten Wellenlänge durch die Reduktion der Scheibengesamtmasse. Hierdurch tritt auch der Effekt auf, dass die vom besonders warmen Scheibeninnenrand emittierte Strahlung nur gering abgeschwächt wird und dadurch das Helligkeitsmaximum der zirkumbinären Scheiben mit einer Gesamtmasse von $10^{-5} M_{\odot}$ im Vergleich zu denen mit $10^{-4} M_{\odot}$ etwas höher liegt.

Für den Fall von Binärsystemen mit einem Massenverhältnis von $q = 0.01$ mit exzentrischen Orbits ist das Binärsystem nicht in der Lage, ein inneres Loch in die Scheibe zu induzieren. Hierdurch ändert sich die Massenverteilung in der zirkumbinären Scheibe derart, dass selbst für eine Scheibengesamtmasse von $10^{-4} M_{\odot}$ auf der Sichtlinie von dem Zentralpunkt des Gitters durch die initiale Scheibenmittelebene zum Beobachter bei einer Wellenlänge von 1.3 mm eine über den Azimut gemittelte optische Tiefe von $\tau_{10^{-4} M_{\odot}, 1.3 \text{ mm}} = 0.22 \pm 0.04$ (Maximalwert: $\tau_{10^{-4} M_{\odot}, \text{max}} = 0.75$) erreicht wird und diese zirkumbinären Scheiben somit bereits optisch dünn sind. Das heißt dann auch, dass die Verläufe der blauen Kurven in Abbildung 5.3-A5 (rechts) durch die Dichtestruktur der zirkumbinären Scheibe und nicht durch einen optischen Tiefeneffekt verursacht sind. Die Position der Nebenminima kann in diesem Fall direkt mit einer vom Sekundärstern in die Scheibe eingefügten Lücke identifiziert werden. Auch hier zeigt sich eine Abhängigkeit der Symmetrie des Helligkeitsprofils zur Ordinate von der Exzentrizität der Bahn des

Binärsystems. Da diese zirkumbinären Scheiben bereits optisch dünn sind, führt eine Reduzierung der Scheibengesamtmasse auf $10^{-5} M_{\odot}$ nur zur Abnahme der Helligkeit. Für kleine Inklinationen ($i = 5^{\circ}$) der Bahn des Binärsystems zur initialen Scheibenmittelebene und einem Massenverhältnis von $q = 0.1$ ist der Verlauf des Helligkeitsprofils nahezu mit dem Fall eines Binärsystems auf einer kreisförmigen Bahn zu vergleichen (siehe Abbildung 5.3-A6, rechts). Auch hier ist das Profil in guter Näherung symmetrisch zur Ordinate und besitzt ausgeprägte Nebenmaxima und -minima. Höhere Inklinationen verändern dies deutlich und erzeugen asymmetrische Helligkeitsprofile der zirkumbinären Scheiben. Es fällt aber auf, dass unabhängig von der gewählten Scheibengesamtmasse, die maximale Helligkeit von der Inklination der Bahn des Binärsystems zur initialen Scheibenmittelebene abhängt. Der Grund hierfür ist die wellenförmige Gestalt der zirkumbinären Scheibe in diesen Fällen (siehe auch Abschnitt 5.2.3) und die damit einhergehende bessere Ausleuchtung einiger Scheibenbereiche, die höhere Temperaturen und damit höhere Reemissionsflussdichten zur Folge hat.

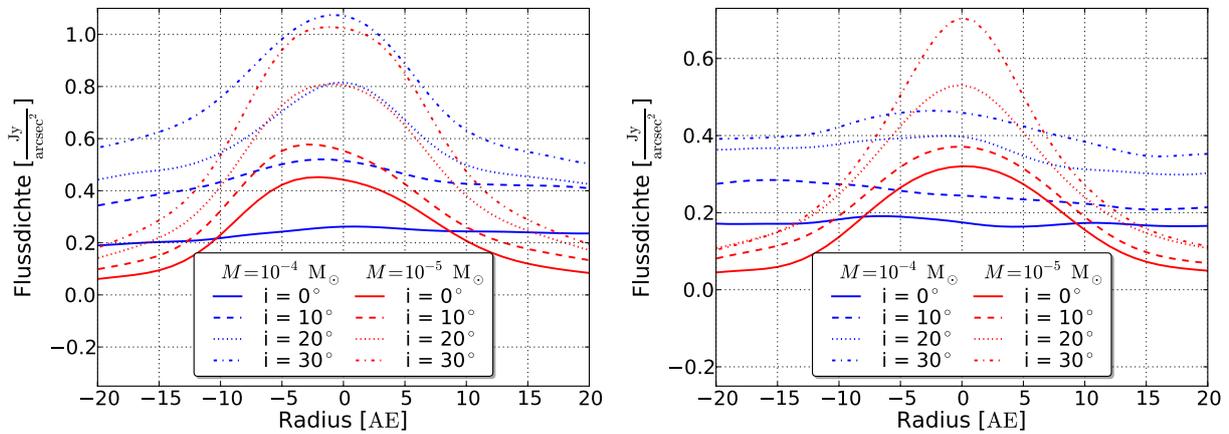


Abbildung 5.3-A6: Darstellung von aus simulierten ALMA-Beobachtungen gewonnenen Helligkeitsprofilen der zirkumbinären Scheiben um Binärsysteme mit zur initialen Scheibenmittelebene inklinierten Bahnen. In der linken Graphik beträgt das Massenverhältnis der Binärsterne $\mu = 0.1$, in der Rechten $\mu = 0.01$. Mit blauen Linien ist der Fall von Gesamtmassen der zirkumbinären Scheiben von $10^{-4} M_{\odot}$ gezeigt. Die roten Linien stehen für den Fall einer Scheibengesamtmasse von $10^{-5} M_{\odot}$. In beiden Fällen ist eine Abhängigkeit der maximalen Flussdichte vom Wert der Inklination zu erkennen.

5.3.3 Diskussion

Es werden in dieser Studie die Strukturen untersucht, die durch ein Binärsystem in einer zirkumbinären Scheibe ausgelöst werden. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass andere Wechselwirkungsprozesse wie Planet-Scheibe-Wechselwirkung (siehe Abschnitt 2.3.1), Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung (siehe Abschnitt 2.3.3), Gravitationsinstabilitäten der Scheibe oder Photoevaporation (siehe Abschnitt 2.3.4), ähnliche Strukturen, Spiralarme oder innere Löcher in protoplanetaren Scheiben erzeugen oder zumindest ähnliche Beobachtungsergebnisse wie im Falle von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung liefern. Deshalb

ist es wichtig, bei der Interpretation von Beobachtungsdaten, all diese Fälle sorgfältig zu unterscheiden und gegeneinander abzugrenzen.

Zusätzlich ist diese Studie auf eine Überprüfung der Machbarkeit der Beobachtung von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung ausgelegt, so dass die SPH-Modelle Änderungen der Viskosität und den Einfluss der Temperaturverteilung in der zirkumbinären Scheibe derzeit vernachlässigen. Wie die vorangehenden Kapitel im Falle der Planet-Scheibe-Wechselwirkung bereits gezeigt haben, können hieraus Änderungen in der Dichteverteilung der Scheiben entstehen. Deshalb sind weitere Untersuchungen mit komplexeren Simulationen der Dichteverteilung der zirkumbinären Scheibe zukünftig vonnöten.

5.4 Fazit

In diesem Kapitel wurde die Beobachtbarkeit von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung am Beispiel von zirkumbinären Scheiben um ein Binärsystem mit einer großen Halbachse der Sekundärkomponente von 2 AE untersucht. Die Dichteverteilung der zirkumbinären Scheiben sind in SPH-Simulationen berechnet worden. Dabei wurden Variationen des Massenverhältnisses zwischen den Binärsternen, der Exzentrizitäten der Bahn des Binärsystems und der Inklination der Bahn des Binärsystems zur initialen Scheibenmittelebene berücksichtigt. Auf Grundlage der so erzeugten Dichteverteilungen wurden die Temperaturverteilungen in den zirkumbinären Scheiben und die daraus resultierenden Karten der thermischen Staubemission in Strahlungstransport-Simulationen berechnet. Schließlich wurden Vorhersagen für die Beobachtbarkeit von für Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung charakteristischen Strukturen der Scheibe mit ALMA gemacht. Dabei sind zirkumbinäre Scheiben in Drauf- und Kantensicht berücksichtigt worden. Die gewonnenen Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen, wobei zunächst der Fall von Scheiben in Draufsicht diskutiert wird:

- Nur für Massenverhältnisse der Binärsterne, die größer als 0.001 sind, erzeugt das Binärsystem ein inneres Loch in der Scheibe und induziert Spiralarme.
- Binärsysteme, deren Bahnen mindestens 20° zur initialen Scheibenmittelebene inkliniert sind, erzeugen eine wellenförmige Verdrillung der Vertikalstruktur der Scheibe. Dies hat zur Folge, dass einige Bereiche der Scheibe sehr gut von mindestens einem der Binärsterne angeleuchtet und somit geheizt werden. Dieser Effekt kann lokal zu Temperaturen führen, die um einen Faktor von 2.6 höher sind als in ungestörten Scheiben an der selben Stelle.
- Durch die Periode des Binärsystems ist die Dichtestruktur der zirkumbinären Scheiben stark zeitabhängig. Diese Zeitabhängigkeit ist auch durch Variationen des Reemissionsflusses der zirkumbinären Scheibe um mehrere Prozent zu erkennen. Allerdings ist keine Periodizität festzustellen.
- In allen Scheibenmodellen mit einem Massenverhältnis der Binärsterne, das größer als 0.001 ist, ist ALMA in der Lage, das innere Loch, das charakteristischer Weise vom Binärsystem hervorgerufen wird, zu beobachten. Auf Grund des hellen Innenrands der zirkumbinären Scheiben erscheinen diese als Ringe.

- Die Änderungen der Exzentrizitäten der Bahn des Binärsystems und der Inklination der Bahn des Binärsystems zur initialen Scheibenmittelebene führen in den ALMA-Beobachtungen zu Asymmetrien der beobachteten Ringe.
- Für die Wellenlänge von $740\ \mu\text{m}$ ist ALMA in der Lage, eine zirkumbinäre Scheibe soweit räumlich aufzulösen, dass ein Spiralarm detektiert wird, der durch Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung entstanden ist.
- Im Falle von Scheiben in Kantensicht kann ALMA den Einfluss des Binärsystems auf die Struktur der zirkumbinären Scheibe durch Asymmetrien im Helligkeitsprofil der Beobachtung detektieren.
- Ähnliche, in der Realität beobachtete Strukturen, müssen nicht zwangsläufig durch Binärsysteme verursacht sein. Der Weg von einer Beobachtung zum Scheibenmodell ist nicht eindeutig.

6 Beobachtbarkeit von Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung

6.1 Motivation

Protoplanetare Scheiben bestehen zum überwiegenden Teil aus Gas. Allein durch die Strahlung des Zentralgestirns können einige der Gaspartikel in bestimmten Regionen der Scheibe ionisiert werden, so dass freie Ladungsträger entstehen (Turner u. a., 2014). Weitere Prozesse tragen ebenfalls zur Ionisierung der protoplanetaren Scheibe bei (siehe Abschnitt 2.3.3). Gleichzeitig bewegen sich alle Teilchen auf Bahnen im Gravitationspotential des Sterns und weisen Differenzgeschwindigkeiten zueinander auf. Durch die Bewegung der freien Ladungsträger entstehen Magnetfelder. Die Bewegung von anderen Ladungsträgern wird wiederum von diesen Magnetfeldern beeinflusst. Durch die Kopplung entsteht eine magnetische Viskosität (Matsumoto und Tajima, 1995; Pessah und Chan, 2008). Für die ganze protoplanetare Scheibe hat das eine Veränderung der Dichteverteilung zur Folge. Durch diese Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung können Strukturen in der Dichteverteilung der Scheibe entstehen, die denen durch Planet-Scheibe-Wechselwirkung (Kapitel 3) sehr ähneln. Es muss deshalb untersucht werden, anhand welcher Kriterien Unterschiede zwischen diesen beiden Wechselwirkungsprozessen in Beobachtungen festgestellt werden können.

Das folgende Kapitel beschäftigt sich deshalb mit der Beobachtbarkeit von Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung. Um den Einfluss von Magnetfeldern und freien Ladungsträgern auf die Dichtestruktur einer protoplanetaren Scheibe zu untersuchen, ist es notwendig, dreidimensionale Magneto-Hydrodynamiksimulationen durchzuführen. Diese Simulationen werden von Mario Flock (CEA, Paris) durchgeführt. Die hierbei angenommenen Anfangsbedingungen entsprechen den aus realen Beobachtungen abgeleiteten Eigenschaften von protoplanetaren Scheiben (siehe Abschnitt 6.2). Die resultierenden Dichteverteilungen der protoplanetaren Scheiben werden im Abschnitt 6.3 vorgestellt. Auf der Grundlage dieser Dichteverteilungen werden Strahlungstransport- und Beobachtungssimulationen für das Instrument ALMA durchgeführt (siehe Abschnitt 6.4). Schließlich wird noch der Einfluss der Emission größerer Staubkörner untersucht. Abhängig von ihrer Größe folgen diese Körner nicht mehr der Bewegung der sie umgebenden Gasmoleküle. Ihre thermische Emission kann mit ALMA besonders gut detektiert werden (siehe Abschnitt 6.5), so dass auch die Verteilung dieser großen Staubteilchen mit ALMA beobachtet werden kann. Der Inhalt und die Abbildung der Abschnitte 6.2 bis 6.4 sind im *Journal Astronomy and Astrophysics* unter Flock u. a. (2015) veröffentlicht worden. Der Abschnitt 6.5 wird diesem Verlag in Kürze als Aufsatz eingereicht.

6.2 Initiale Scheibeneigenschaften

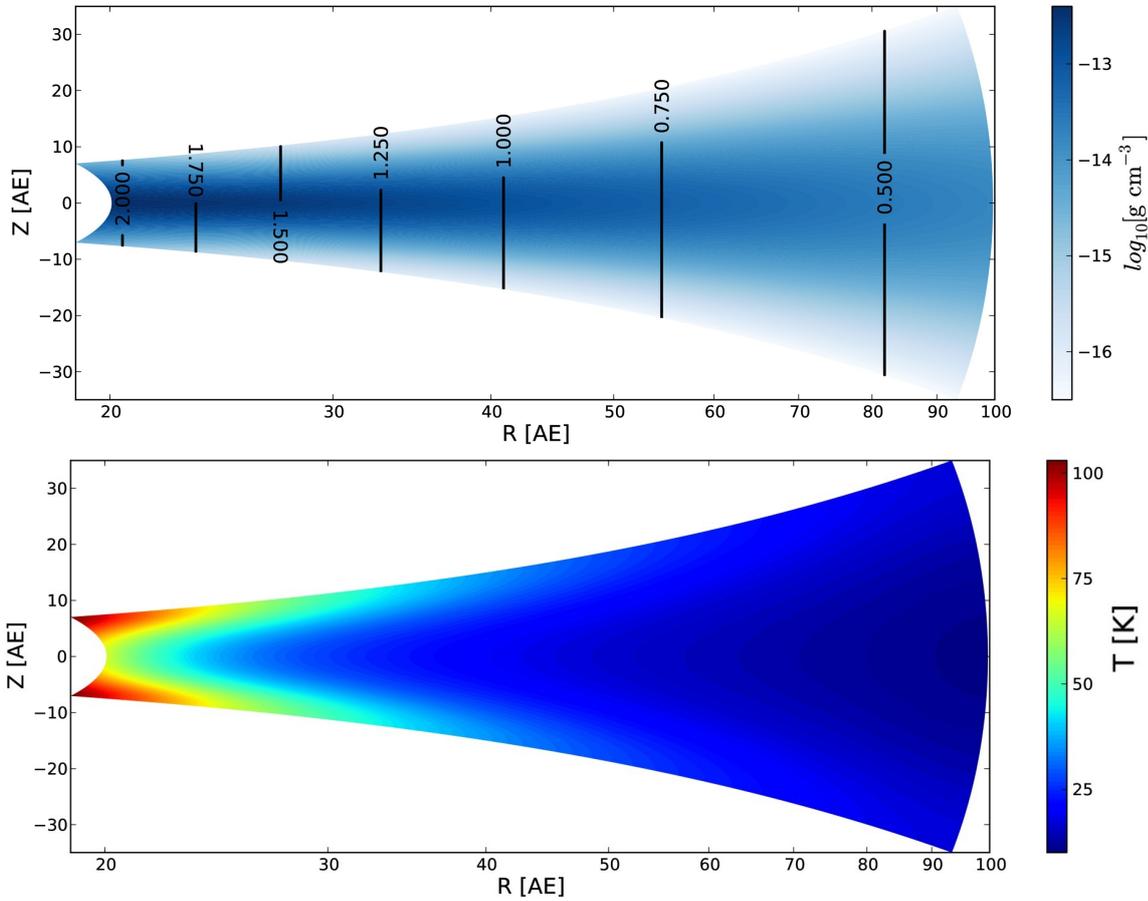


Abbildung 6.2-A1: Darstellung der vertikalen Gasdichteverteilung (oben) und der vertikalen Temperaturverteilung (unten) der Anfangsbedingung der Magneto-Hydrodynamiksimulationen. Die Farbskala der oberen Abbildung ist logarithmisch in der Unteren linear. Es ist jeweils nur der Winkelausschnitt um die Mittelebene gezeigt, der für die Magneto-Hydrodynamiksimulation verwendet wird. Die Scheibe befindet sich im hydrostatischen Gleichgewicht.

Zur Lösung der hydrodynamischen Grundgleichungen (vgl. Gleichungen 2.1-G1 bis 2.1-G3) ist es notwendig, Anfangsbedingungen, das heißt eine initiale Dichteverteilung der protoplanetaren Scheibe, zu definieren (vgl. Abschnitt 2.4). Im vorliegenden Fall werde diese durch Beobachtungsbefunden motiviert. Auf Grundlage einer Auswahl an verschiedenen Veröffentlichungen, die für die Systeme HH30 (Madlener u. a., 2012), CB26 (Sauter u. a., 2009) und den Butterfly Star (Wolf u. a., 2003; Gräfe u. a., 2013) die Eigenschaften der jeweiligen protoplanetaren Scheibe anhand von zahlreichen Multiwellenlängen-Beobachtungen abgeleitet haben, werden die mittleren Eigenschaften einer (fiktiven) protoplanetaren Scheibe bestimmt, die anschließend als Anfangsbedingungen dienen. Es ergibt sich folgendes Oberflächendichteprofil

$$\Sigma_{\text{ini}}(r) = 5.94 \text{ g cm}^{-2} \cdot \left(\frac{r}{100 \text{ AE}} \right)^{-1} \quad (6.2-G1)$$

und eine initiale Scheibengesamtmasse von $0.042 M_{\odot}$. Der obere Teil der Abbildung 6.2-A1 veranschaulicht die vertikale Dichteverteilung. Als Zentralstern wird ein typischer T-Tauri-Stern verwendet, der eine effektive Temperatur von 4000 K, eine stellare Masse von $0.5 M_{\odot}$ und eine Leuchtkraft von $0.95 L_{\odot}$ besitzt (z. B. Hillenbrand und White, 2004). Für die Durchführung der Magneto-Hydrodynamiksimulationen wird das Temperaturprofil der Scheibe benötigt. Es entsteht durch die stellare Heizung und wird in einer Strahlungstransport-Simulation berechnet. Es ist im unteren Teil der Abbildung 6.2-A1 dargestellt. Für die Mittelebene ergibt sich das folgende Temperaturprofil aus der Strahlungstransport-Simulation:

$$T(r) = 126 \text{ K} \cdot \left(\frac{r}{1 \text{ AE}} \right)^{-0.61} + 11 \text{ K}. \quad (6.2-G2)$$

Die Dichteverteilung und das Temperaturprofil der Scheibe befinden sich im hydrostatischen Gleichgewicht.

6.3 Hydrodynamiksimulationen

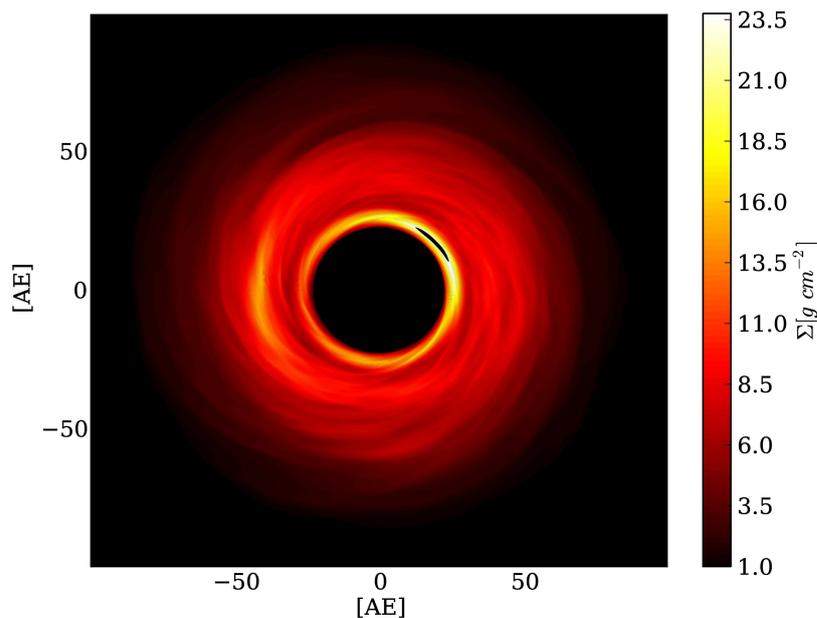


Abbildung 6.3-A1: Die Abbildung zeigt die Oberflächenladungsdichte des Modells D2G_e-4 mit einem Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis von $\eta_2 = 10^{-4}$. Die Dichteverteilung wird für die Strahlungstransport-Simulationen im Abschnitt 6.4 verwendet. Das innere Loch ist simulationsbedingt und besitzt einen Radius von 20 AE.

Mit diesen Anfangsbedingungen werden zwei Magneto-Hydrodynamiksimulationen von Mario Flock (CEA, Paris) mit dem Programm PLUTO durchgeführt. Es wird ein sphärisches Gitter mit konstanter Schrittweite in azimuthaler und polarer Richtung und logarithmisch wachsenden Zellabständen in radialer Richtung gewählt. Die protoplanetare Scheibe dehnt sich von 20 AE bis 100 AE aus. Die Zellstruktur des Gitters ist $(N_R, N_{\theta}, N_{\varphi}) = (256, 128, 512)$. In polarer Richtung wird ein Winkelausschnitt von ± 0.72 rad um die Mittelebene simuliert.

Die zwei Magneto-Hydrodynamiksimulationen unterscheiden sich nur hinsichtlich der Wahl des Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis η (siehe auch Gleichung 2.1-G14). Es werden das typische Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis für das interstellare Medium $\eta_1 = 10^{-2}$ (vgl. Abschnitt 2.1.2) und zur Untersuchung des Einflusses dieses Verhältnisses auf die Ionisierbarkeit der protoplanetaren Scheibe $\eta_2 = 10^{-4}$ untersucht. Dieser Parameter dient auch der Benennung

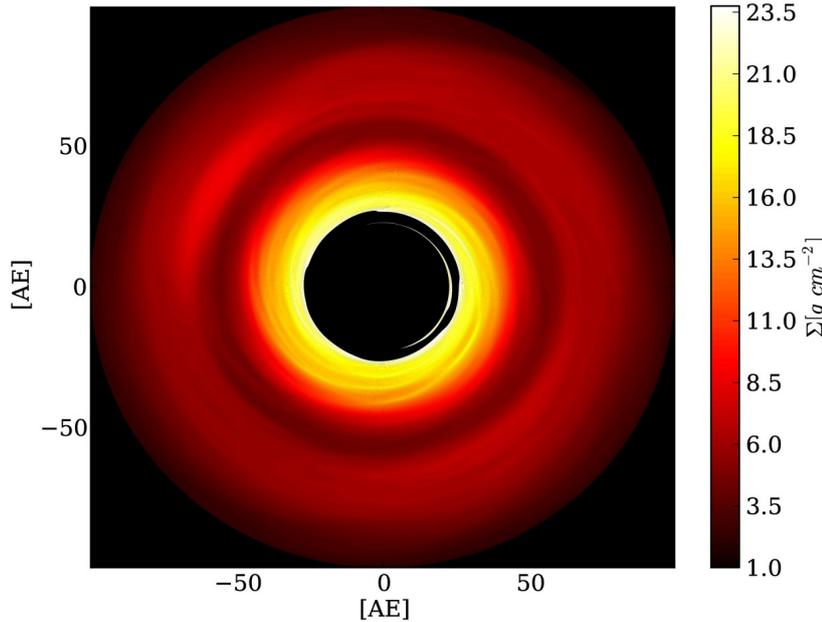


Abbildung 6.3-A2: Die Abbildung zeigt die Oberflächenverdichte des Modells D2G_e-2 mit einem Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis von $\eta_1 = 10^{-2}$. Das innere Loch ist simulationsbedingt und besitzt einen Radius von 20 AE. In der oberen linken Ecke der rechten Abbildung lässt sich die lokale Dichteerhöhung durch die Präsenz eines Vortex erkennen.

und Unterscheidung der Modelle. Für η_1 werden die Modelle mit D2G_e-2 und für η_2 mit D2G_e-4 bezeichnet. Entsprechend des Abschnitts 2.3.3 beeinflusst das Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis das Ionisationsprofil der Scheibe und somit den Einfluss von Magnetfeldern auf die Dichtestruktur der Scheibe. Eine wichtige Grundannahme dieser Simulationen ist ein rein ohm'scher Leitwert. Erst in zukünftigen Modellrechnungen soll der Einfluss der ambipolaren Diffusion und des Hall-Effekts (siehe Abschnitt 2.3.3) einbezogen werden. Für die späteren Strahlungstransport-Simulationen im Abschnitt 6.4 wird für jede der beiden Magneto-Hydrodynamiksimulationen eine Dichteverteilung der Scheibe zu einem repräsentativen Zeitschritt ausgewählt. Die jeweiligen Oberflächenverdichtungsverteilungen sind in den Abbildungen 6.3-A1 und 6.3-A2 dargestellt. Im Fall des Modells D2G_e-4 (Abb.: 6.3-A1) ist die Ionisation in der gesamten Scheibe so hoch, dass sich der Einfluss des Magnetfelds in der gesamten protoplanetaren Scheibe bemerkbar macht. Dieses Modell ist hochgradig turbulent. Das Modell D2G_e-2 (Abb.: 6.3-A2) hingegen weist von etwa 20 AE bis 40 AE um die Mittelebene herum eine Zone mit sehr niedriger Ionisation auf, in der das Magnetfeld keinen Einfluss hat. Diese magnetisch inaktive Zone (vgl. Abschnitt 2.3.3) führt in der Wechselwirkung mit den magnetisch aktiven Zonen der protoplanetaren Scheibe zur Ausbildung einer Lücke in der Scheibendichteverteilung. Zudem kommt es zur Rossby-Wellen-Instabilität (Lovelace u. a., 1999), die einen Vortex in der Scheibe entstehen lässt (vgl. Varnière und Tagger, 2006; Johansen u. a., 2009). Es soll nun die Frage beantwortet werden, ob es möglich ist, die Turbulenz im Modell D2G_e-4, beziehungsweise die Lücke und den Vortex im Modell D2G_e-2 zu beobachten.

6.4 Strahlungstransport- und Beobachtungssimulationen

6.4.1 Strahlungstransport-Simulationen

Um diese Untersuchung durchzuführen, bilden auf die beiden ausgewählten Scheibendichteverteilungen aufbauende Strahlungstransport-Simulationen mit MC3D die Grundlage. Der Fokus liegt auf der Kontinuumsemission des Staubs in der Scheibe. Für die Staubkörner in der protoplanetaren Scheibe werden Radien zwischen $a_{\min} = 0.005 \mu\text{m}$ und $a_{\max} = 0.25 \mu\text{m}$ angenommen. Die Korngrößenverteilung erfolgt gemäß der Gleichung 2.1-G20. Für die vorliegenden Scheibenmodelle ergibt sich hieraus eine maximale Stokeszahl von $St \approx 10^{-4}$ und somit eine perfekte Kopplung selbst der größten berücksichtigten Staubkörner an die Gasbewegung. So kann die Staubverteilung durch die Multiplikation der Dichteverteilung des Gases in der protoplanetaren Scheibe mit dem für das jeweilige Modell geltenden Staub-zu-Gasmasse-Verhältnis η (siehe Gleichung 2.1-G14) beschrieben werden.

Entsprechend des Vorgehens im Abschnitt 3.2.1.2 werden die auf einen Winkelausschnitt um die Mittelebene der protoplanetaren Scheibe beschränkten Magneto-Hydrodynamiksimulationen für den Strahlungstransport in einen vollständigen, sphärischen Modellraum gleicher Auflösung eingebettet. Das Staubmaterial besteht aus der im Abschnitt 2.1.2 eingeführten Mischung. Die Dichte dieses Materials ist 2.7 g/cm^3 . Es werden die Temperaturverteilungen für beide Scheibenmodelle und hieraus thermische Reemissionskarten berechnet. Die Objektorientierung ist in Draufsicht gewählt und es werden die folgenden, durch Beispielobjekte motivierten, Entfernungen zum Beobachter angenommen: 75 pc

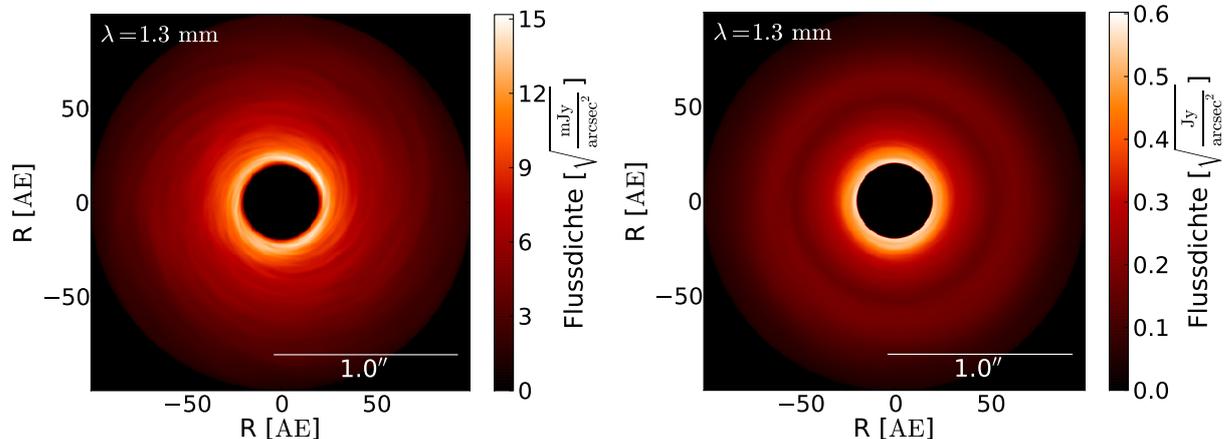


Abbildung 6.4-A1: Ergebnis der Strahlungstransport-Simulationen der thermischen Staubreemission auf der Grundlage der ausgewählten Magneto-Hydrodynamiksimulationen D2G_e-4 (links) und D2G_e-2 (rechts) bei einer Referenzwellenlänge von 1.3 mm. Die Farbskala ist in Wurzelarstellung gewählt. Das Modell D2G_e-4 (links) zeigt deutliche Turbulenz in der Scheibe. Das Modell D2G_e-2 (rechts) zeigt an der selben Stelle, an der sich die Lücke in der Dichteverteilung der Scheibe befindet, eine radialsymmetrische Verdunkelung. Der Vortex, der in der Dichteverteilung (vgl. Abbildung 6.3-A2) zu erkennen ist, ist nicht mehr zu lokalisieren. Die Reemissionskarten zeigen ein Objekt in 100 pc Entfernung.

(z. B.: V4046 Sgr & TW Hya, Rodriguez u. a. 2010 & Schegerer u. a. 2006), 100 pc (z. B. CQ Tau, Guilloteau u. a. 2011), 120 pc (z. B. Oph IRS 48, van der Marel u. a. 2013) und 140 pc (z. B. HD 169142, Honda u. a. 2012).

Die Abbildung 6.4-A1 zeigt beispielhaft eine Reemissionskarte für jedes der beiden Modelle bei einer Wellenlänge von 1.3 mm in einer Entfernung von 100 pc. Die wesentliche Struktur der zugehörigen Scheibendichteverteilungen bleibt in den thermischen Reemissionskarten erhalten, so dass für das Modell D2G_e-4 eine hochgradig turbulente Scheibe (siehe Abb.: 6.4-A1, links) und für das Modell D2G_e-2 eine radialsymmetrische Lücke (siehe Abb.: 6.4-A1, rechts) zu erkennen sind. Der Vortex lässt sich hier nicht lokalisieren. Die Dichteerhöhung durch den Vortex ist zu gering, um in den Reemissionskarten ein ausreichendes Kontrastverhältnis zu erzeugen. Damit steht dieses Ergebnis nicht im Widerspruch zur Studie von Wolf und Klahr (2002), die deutlich ausgedehntere Vortizes untersuchten und die Beobachtbarkeit mit ALMA vorhersagt.

Zusätzlich werden Streukarten bei einer Referenzwellenlänge von $2.2 \mu\text{m}$ simuliert. Ein Beispiel ist für eine Entfernung von 100 pc in der Abbildung 6.4-A2 gezeigt. Im Streulicht gibt es keine Anzeichen für großskalige Strukturen in der Scheibe. Der Grund ist die Photosphäre der protoplanetaren Scheibe, die in beiden Fällen keine Strukturen zeigt. Obgleich die Strukturen in dem vorliegenden Fall nicht durch einen Planeten erzeugt werden, ist dieser Fall identisch mit den Untersuchungen im Abschnitt 3.3. Auch hier wird die Sternstrahlung an Staubpartikeln in Schichten der Dichterverteilung der protoplanetaren Scheibe gestreut, die sich anders verhalten als die Mittelebene der Scheibe.

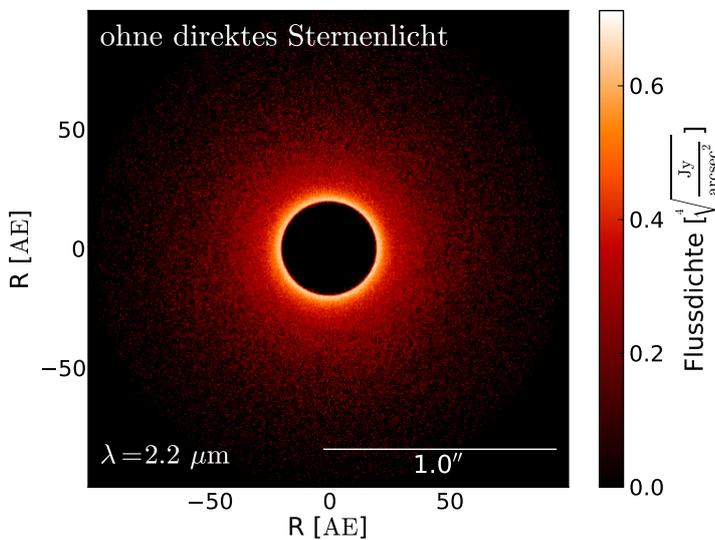


Abbildung 6.4-A2: Beispielhafte Streulichtkarte bei einer Referenzwellenlänge von $2.2 \mu\text{m}$ und einer Entfernung von 100 pc für das Magneto-Hydrodynamikmodell D2G_e-2. Die Farbskala ist in Darstellung der vierten Wurzel gewählt. Obgleich die Dichtestruktur der Scheibe deutliche Strukturen besitzt, ist keine Struktur in der Streukarte zu erkennen. Dieses Ergebnis ist identisch mit den Ergebnissen aus Abschnitt 3.3.

6.4.2 Simulierte ALMA-Beobachtungen

Anhand der thermischen Reemissionskarten werden Beobachtungen mit ALMA simuliert. Die Wellenlängenauswahl dieser simulierten ALMA-Beobachtungen ist in Tabelle 6.4-T1 zusammengefasst. Es werden thermisches und Phasenrauschen berücksichtigt. Die hierzu nötigen Parameter sind ebenfalls in der Tabelle 6.4-T1 enthalten. Die Bandbreite einer jeden Beobachtung ist 7.5 GHz und die Beobachtungsdauer wird auf 3 h festgelegt. Es

werden Beobachtungen für verschiedene Aufstellungen der ALMA-Antennen simuliert, wobei die maximale Basislinie mindestens so groß gewählt wird, dass die Lücke in der Scheibendichteverteilung des Modells D2G_e-2 aufgelöst werden kann. Dieses Kriterium basiert auf den Erfahrungen aus Kapitel 3. Minimal ergibt sich für eine Wellenlänge von $441 \mu\text{m}$ und eine Entfernung von 100 pc aus dem Rayleigh-Kriterium (vgl. Gleichung 2.7-G2) somit eine Basislinie von 2.3 km. Nach oben ist die Beobachtbarkeit durch die Sensitivität des Beobachtungsinstruments begrenzt. Aus dem so definierten Bereich wird diejenige Aufbauoption von ALMA gewählt, die ein maximales Signal-zu-Rausch-Verhältnis garantiert. Neben der Referenzposition des Himmelsorts des Butterfly Stars (IRAS 04302+2247, $\alpha = 04\text{h}33\text{m}$, $\delta = +22^\circ 53'$, J2000) wird auch der Einfluss der Objektdeklination näher untersucht. Hierfür werden die Werte $\delta/1^\circ \in \{-23, -13, -3, +7, +17, +27\}$ ausgewählt. Definiert durch die Beobachtungswellenlänge, den Wassergehalt der Atmosphäre, die Beobachtungszeit, die Objektposition und die Aufstellung der ALMA-Antennen wird mit dem ALMA Sensitivity Calculator das Rauschen σ für jede simulierte Beobachtung berechnet.

Tabelle 6.4-T1: Ausgewählte Wellenlängen für die simulierten ALMA-Beobachtungen.

ALMA Band	λ [μm]	ν [GHz]	PWV [mm]
9	441	679	0.472 ± 0.100
7	871	344	0.658 ± 0.125
6	1303	230	1.262 ± 0.150

6.4.3 Verwendete Analyseverfahren

Die simulierten ALMA-Beobachtungen werden mit dem Ziel untersucht, die Lücke in der Scheibendichteverteilung des Modells D2G_e-2 und die turbulente Struktur des Modells D2G_e-4 zu detektieren, um beide Modellvarianten auf der Grundlage von Beobachtungen unterscheiden zu können. Für die Detektion der Lücke im Modell D2G_e-2 wird das im Abschnitt 3.2.1.3 beschriebene Verfahren angewendet. Die Turbulenzen im Modell D2G_e-4 sind zu unregelmäßig, um auf eine ähnliche Weise maschinell identifiziert zu werden. Mit etwa 25 Modellen besitzt die Datenbank allerdings eine Größe, die manuell untersucht werden kann.

6.4.4 Detektierbarkeit von Lücken in der Scheibendichtestruktur mit ALMA

Zunächst wird der Fall der Detektierbarkeit der Lücke im Modell D2G_e-2 untersucht. Für eine Entfernung von 75 pc zeigt die Abbildung 6.4-A3 (rechts) die simulierten ALMA-Beobachtungen zu diesem Modell. Zu jeder Beobachtung sind das zugehörige räumliche Auflösungsvermögen, die verwendete maximale Basislinie B_{max} und das Rauschen σ gezeigt.

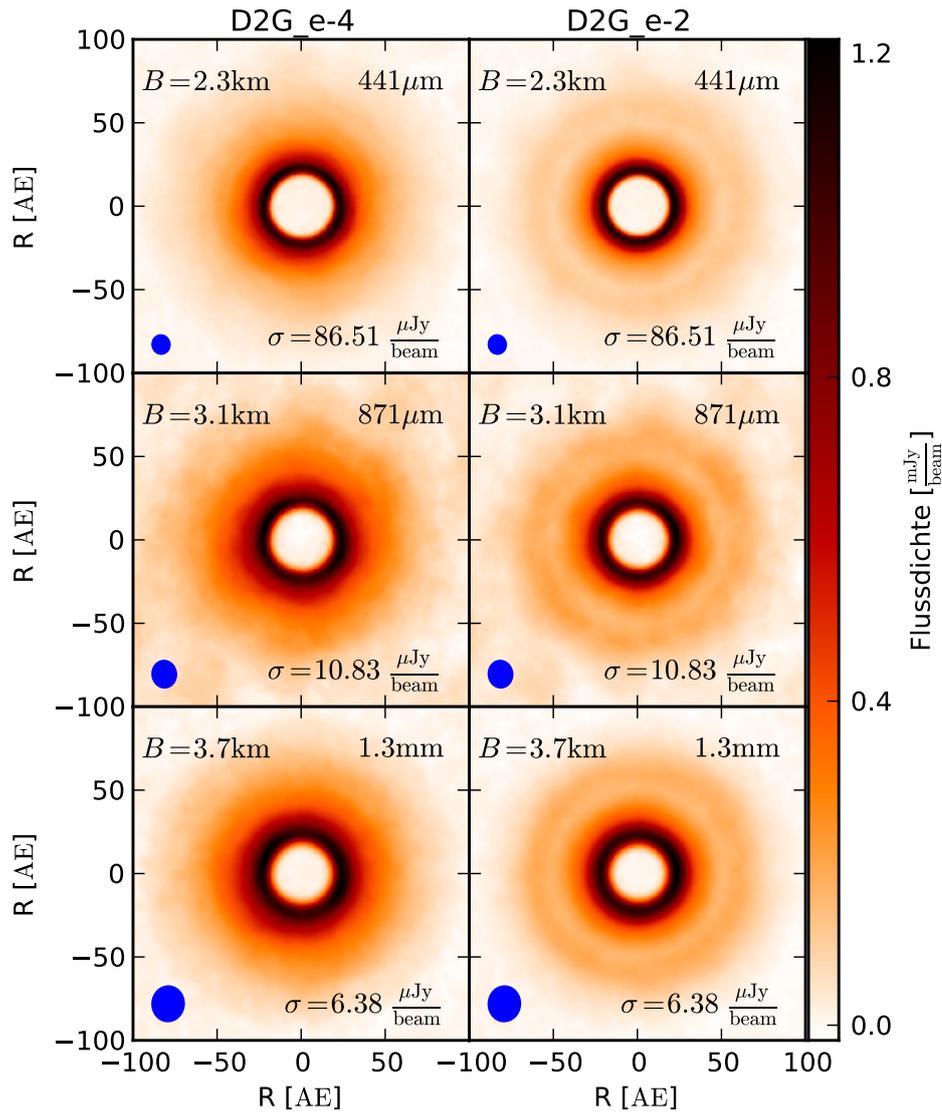


Abbildung 6.4-A3: Simulierte ALMA-Beobachtungen auf der Grundlage von Strahlungstransport-Simulationen der thermischen Staubemission der beiden Magneto-Hydrodynamikmodell D2G_e-4 (links) und D2G_e-2 (rechts) bei den Wellenlängen $441\ \mu\text{m}$, $871\ \mu\text{m}$ und $1.3\ \text{mm}$. Es wird eine Entfernung von $75\ \text{pc}$ angenommen. Die maximale Basislinie, das zugehörige Auflösungs-element und das Rauschen sind in jedem Einzelbild enthalten. Die Ergebnisse der linken Spalte sind zur einfacheren Darstellung mit dem Faktor 100 skaliert. Obwohl die Reemissionskarten der Simulation D2G_e-4 (vgl. Abbildung 6.4-A1) noch deutliche Anzeichen für Turbulenz in der Scheibe gezeigt haben, ist ALMA nicht in der Lage, diese zu beobachten. Für das Modell D2G_e-2 kann die Lücke bei allen ausgewählten Wellenlängen detektiert werden.

Alle betrachteten Kombinationen von Wellenlänge und maximaler Basislinie sind in der Lage, die Lücke in der Scheibe aufzufinden. Sie befindet sich an der selben Stelle wie die Lücke in der Scheibendichteverteilung und in den thermischen Reemissionskarten. Um eine quantitative Aussage über die Detektierbarkeit der Lücke machen zu können, wird entsprechend der Analyse-methode aus Abschnitt 3.2.1.3 das maximale Signal der außerhalb der Lücke liegenden Scheibe im azimutal-gemittelten, radialen Helligkeitsprofil

Tabelle 6.4-T2: Signifikanz der Lückendetektion mit der Himmelsposition des Butterfly Stars als Referenz ($\alpha = 04\text{h}33\text{m}$, $\delta = +22^\circ 53'$, J2000).

λ [μm]	75 pc	100 pc	120 pc	140 pc
441	5.0σ	3.9σ	2.6σ	2.2σ
871	11.7σ	6.4σ	4.2σ	4.2σ
1303	7.7σ	4.8σ	3.3σ	2.4σ

Tabelle 6.4-T3: Signifikanz der Lückendetektion der simulierten ALMA-Beobachtungen für ein Objekt in 100 pc Entfernung und einer Wellenlänge von $871 \mu\text{m}$. Es werden die Aufbaukonfigurationen der ALMA-Antennen verwendet, welche die maximale Signifikanz garantieren. Für jede untersuchte Deklination wird zusätzlich der Winkel γ zwischen Objekt und Horizont, die verwendete maximale Basislinie B_{max} und das zugehörige Auflösungselement angegeben.

δ	γ	Signifikanz	Auflösungselement	B_{max} [km]
-23°	90°	5.9σ	$0.09'' \times 0.08''$	2.7
-13°	80°	5.3σ	$0.09'' \times 0.08''$	2.7
-3°	70°	4.2σ	$0.09'' \times 0.09''$	2.7
$+7^\circ$	60°	5.3σ	$0.10'' \times 0.09''$	3.1
$+17^\circ$	50°	4.5σ	$0.09'' \times 0.08''$	3.1
$+27^\circ$	40°	4.1σ	$0.11'' \times 0.08''$	3.1

mit dem minimalen Signal aus dem Lückenzentrum verglichen. Die Differenz wird dann in Einheiten des Rauschens der zugrundeliegenden Beobachtungssimulation ausgedrückt. Das Ergebnis wird als Signifikanz der Lückendetektion bezeichnet. Zusammenfassend enthält die Tabelle 6.4-T2 alle so gewonnen Ergebnisse. Die Signifikanz der Lückendetektionen nimmt auf Grund der geometrischen Verdünnung des Strahlungsfelds mit wachsendem Abstand zum Beobachter ab. Dass dies nicht vollständig mit dem quadratischen Abstand des Objekts geschieht, liegt an der ebenfalls erforderlichen Änderung des Aufbaus der ALMA-Antennenanordnung.

Es fällt auf, dass besonders die Wellenlänge $871 \mu\text{m}$ für Beobachtungen, deren Ziel die Detektion einer Lücke in der Scheibe ist, geeignet ist. In diesem Wellenlängenbereich kommen einige Vorteile zusammen. Technisch gesehen übertrifft der verwendete Detektor die Anforderungen seiner Ausschreibung (Mahieu u. a., 2012). Weiterhin ist die Erdatmosphäre bei $\lambda = 871 \mu\text{m}$ sehr transparent und es gibt nur eine geringe Abschwächung und Störung des beobachteten Signals. Bei Wellenlängen im Bereich von $441 \mu\text{m}$ hingegen, ist der Einfluss von thermischen und Phasenrauschen deutlich größer (siehe Abbildung 2.7-A2, S.: 25). Im Vergleich zu einer Wellenlänge von 1.3 mm , bei der die Atmosphäre noch durchlässiger ist, ist bei $871 \mu\text{m}$ zudem der Objektfluss F_λ etwas größer. Ebenso wird bei $\lambda = 871 \mu\text{m}$ entsprechend des Rayleigh-Kriteriums (siehe Gleichung 2.7-G2) das

gleiche Auflösungsvermögen wie im Falle von $\lambda = 1.3$ mm schon bei etwa halb so großen maximalen Basislinien erreicht.

Die Störung und Abschwächung des Signals durch den Wasserdampf in der Erdatmosphäre ist insbesondere von der Strecke abhängig, welche die Strahlung in der Atmosphäre zurücklegen muss. Das heißt auch, dass die Objektposition am Himmel einen Einfluss auf die Signifikanz der Lückendetektion besitzt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.4-T3 zusammengefasst. Es wird sowohl der Winkel γ zwischen Horizont und Objekt am Ort von ALMA als auch die Deklination des Objekts angegeben. Es zeigt sich, dass Beobachtungen mit dem Ziel, Lücken zu detektieren, bei Objekten mit $\gamma \geq 40^\circ$ ohne Weiteres durchgeführt werden können. Das entspricht einer Deklination von $\delta \leq +27^\circ$. Allerdings muss beachtet werden, dass größere Basislinien für Deklinationen von $\delta \geq +7^\circ$ (entspricht $\gamma \leq 60^\circ$) gewählt werden müssen, um vergleichbares räumliches Auflösungsvermögen wie im Bereich von Deklinationen von $\delta < +7^\circ$ zu erhalten.

Im Vergleich zum Kapitel 3 bleibt allerdings die Frage nach der Unterscheidbarkeit von Lücken, die ein Resultat von Magnetfeld-Scheibe- oder von Planet-Scheibe-Wechselwirkung sind. Hierzu stellt die Abbildung 6.4-A4 zwei azimuthal-gemittelte, radiale Helligkeitsprofile gegenüber, die jeweils einem dieser Fälle entsprechen. Die Bewertung dieses Ergebnisses ist, dass eine Unterscheidung nur anhand dieser (simulierten) Beobachtungen nicht möglich ist. Einen Ausweg bietet die Kombination von ALMA-Beobachtungen mit weiteren Beobachtungen in anderen Wellenlängenbereichen. Allerdings reicht es nicht aus, dass in diesen ebenfalls eine Lücke an vergleichbarer Position in der Scheibe detektiert wird. Zur

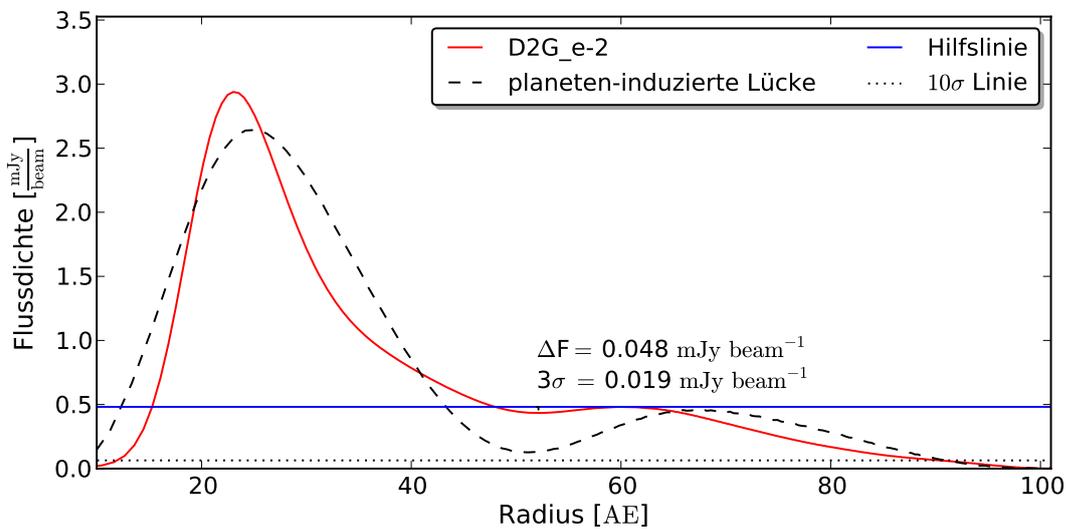


Abbildung 6.4-A4: Vergleich des azimuthal-gemittelten, radialen Helligkeitsprofils (rot) einer simulierten ALMA-Beobachtung des Modells D2G_e-2 mit dem azimuthal-gemittelten, radialen Helligkeitsprofil (schwarz gestrichelt) einer simulierten ALMA-Beobachtung einer protoplanetaren Scheibe, in der ein Planet (Planeten-zu-Sternmasse-Verhältnis $q = 0.001$) eine Lücke geöffnet hat (vgl. Kapitel 3), bei einer Wellenlänge von 1.3 mm und einer Entfernung des Objekts von 75 pc. Der Vergleich zeigt, dass es anhand des Profils nicht möglich ist, beide Ursachen zu unterscheiden. Die blaue Linie ist eine Hilfslinie, die den Wert des Flussdichtemaximums der äußeren Scheibe annimmt. Die gepunktete Linie gibt die 10σ Detektionsgrenze an.

Unterscheidung ist eine Detektion des direkten Planetensignals an einer Position innerhalb der Lücke nötig (vgl. auch Abschnitte 4.2 und 4.4). Insgesamt zeigt sich, dass ALMA die Lücke im Modell D2G_e-2 beobachten kann.

6.4.5 Turbulenz und thermische Staubemission

Auch für das Modell D2G_e-4 ist es möglich, die Kontinuumsstrahlung der protoplanetaren Scheibe mit ALMA zu detektieren. Die zugehörigen simulierten Beobachtungen sind in Abbildung 6.4-A3 (links) gezeigt. Auf Grund der durch die Wahl des Staub-zu-Gasmasse-Verhältnisses im Vergleich zu Modell D2G_e-2 um einen Faktor 100 geringeren Staubmasse ist der Objektfluss im (sub)mm Bereich ebenfalls um etwa einen Faktor 100 geringer¹⁸. Es ergibt sich, dass keine turbulenten Strukturen in diesem Modell von ALMA detektiert werden können und die Scheibe wie eine ungestörte (laminare) Scheibe wirkt. Dies liegt zum einen am geringen Objektfluss, aber auch an der Größe der Turbulenzstrukturen. Aus dieser Untersuchung und den Erfahrungen der vorangehenden Kapitel muss eine lokale Variation der Dichtestruktur mindestens 10% der Umgebungsdichte betragen und auf einer Fläche von mindestens $0.015'' \times 0.015''$ stattfinden, um mit ALMA detektiert zu werden. Insgesamt ist eine Unterscheidung der Modelle D2G_e-2 und D2G_e-4 in Beobachtungen nur durch die Lücke möglich.

6.4.6 Verbreiterung von Spektrallinien durch Turbulenz

Allerdings bietet die Spektrallinienemission des Gases in der protoplanetaren Scheibe für den Fall des Modells D2G_e-4 einen Ausweg, um die Turbulenz dennoch zu untersuchen. Beobachtungen von Spektrallinien in verschiedenen protoplanetaren Scheiben mit (sub)mm Interferometern der Vor-ALMA Generation haben Linienprofile $\Phi_{i,j}$ für Rotationsübergänge von verschiedenen Molekülen $J = i \rightarrow j$ gefunden, die durch die Dominanz der Dopplerverbreiterung in guter Näherung gaußförmig sind:

$$\Phi_{i,j}(\nu) = \frac{c}{\sqrt{\pi} v \nu_{i,j}} \exp \left[-\frac{c^2 (\nu - \nu_{i,j})^2}{v^2 \nu_{i,j}^2} \right]. \quad (6.4-G1)$$

Hierbei beschreibt $\nu_{i,j}$ die Frequenz des Übergangs. Bei typischen Temperaturen in der Mittelebene einer protoplanetaren Scheibe von $T_{\text{Mit}} = 20$ K (z. B.: Beckwith u. a., 1990; Andrews und Williams, 2007b) kann die Linienbreite allerdings nicht allein durch die thermische Geschwindigkeit der Moleküle (Brown'sche Molekularbewegung)

$$v_{\text{therm}}^2 = \frac{2 k_{\text{B}} T}{\mu_{\text{Mol}}} \quad (6.4-G2)$$

begründet werden (z. B.: Guilloteau und Dutrey, 1998; Dartois u. a., 2003; Qi u. a., 2004; Piétu u. a., 2007; Guilloteau u. a., 2012). Es fehlt meistens eine Geschwindigkeitskomponente

¹⁸Eine Abschätzung über den Zusammenhang zwischen Objektfluss und Objektmasse für optisch dicke Systeme ist in Ruge (2012) und Ruge u. a. (2013) beschrieben.

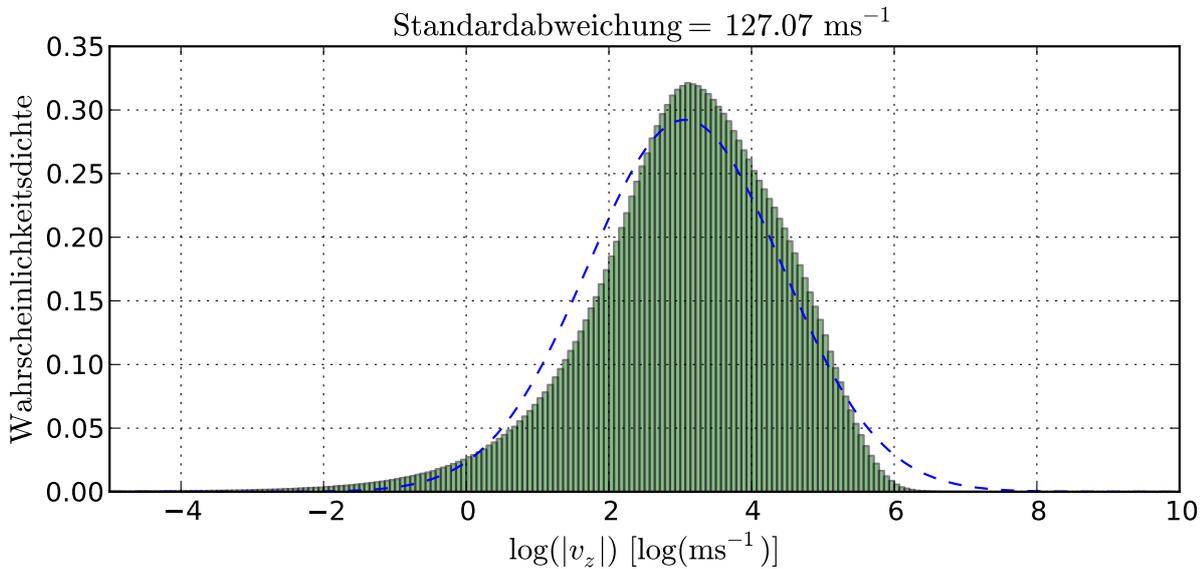


Abbildung 6.4-A5: Histogramm des Betrags der vertikalen Geschwindigkeitskomponente im Magneto-Hydrodynamikmodell D2G_e-4. Die Verteilung folgt in guter Näherung einer logarithmischen Normalverteilung mit der Standardabweichung von 127.07 m/s .

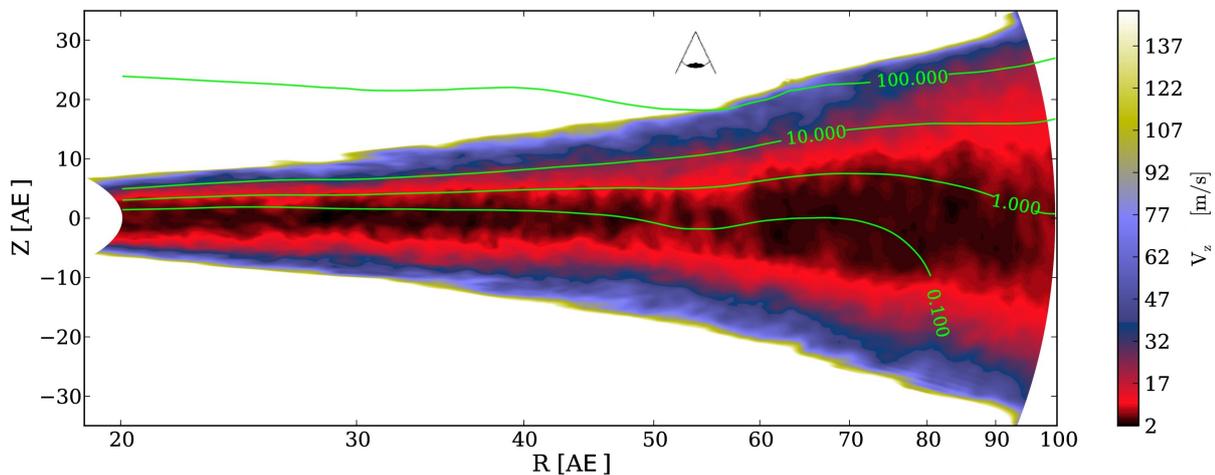


Abbildung 6.4-A6: Farbkodierte Darstellung der azimuthal-gemittelten, in vertikaler und radialer Richtung aufgelösten, vertikalen Geschwindigkeitskomponente der Magneto-Hydrodynamiksimulation D2G_e-2. In den oberen Lagen der Scheibe werden deutlich höhere Geschwindigkeiten erreicht als in der Mittelebene. Die eingezeichneten Konturlinien geben den Ort des Erreichens einer optischen Tiefe von $\tau_z = 1$ für verschiedene Gasopazitäten $\kappa_{\text{Gas}}/\text{cm}^2 \text{ g}^{-1} \in \{0.1, 1, 10, 100\}$ in vertikaler Richtung, entlang der durch das skizzierte Auge festgelegten Sichtachse, an.

in der Größenordnung von etwa $v_+ \approx 100 \text{ m/s}$ (Piétu u. a., 2007; Hughes u. a., 2011), so dass sich

$$v = \sqrt{v_{\text{therm}}^2 + v_+^2} \quad (6.4\text{-G3})$$

ergibt. Eine von den Autoren vorgeschlagene Hypothese für den Ursprung dieser Komponente sind räumlich nicht aufgelöste Turbulenzen in der Gasverteilung. Die Turbulenz manifestiert sich dabei als auf den Beobachter zu oder von diesem weg strömendes Gaselement. Über den Dopplereffekt verändert sich für dieses Gaselement die Position der Linie im Spektrum. Das vielfache Auftreten dieses Effekts innerhalb eines räumlichen Auflösungsselements des Beobachtungsinstruments sorgt dann für das verbreiterte Linienprofil in den Messungen. Besonders typisch ist die Beobachtung des Rotationsübergangs $J = 2 \rightarrow 1$ des CO-Moleküls und seiner Isotopologen bei einer Wellenlänge von etwa 1.3 mm (z. B. Guilloteau u. a., 2012).

Für das vorliegende Modell D2G_e-4 kann der Einfluss der turbulenten Geschwindigkeitskomponente v_+ direkt aus den Simulationsdaten abgelesen werden. Hierzu wird für die protoplanetare Scheibe in Draufsicht die Komponente des Geschwindigkeitsfelds entlang der Sichtlinie v_z betrachtet. Der Betrag dieser Komponente $|v_z|$ aus jeder Zelle des Simulationsgitters wird dann in ein Histogramm (siehe Abbildung 6.4-A5) eingetragen, wobei die Skala der Abszisse logarithmisch unterteilt ist. Die Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten folgt in guter Näherung einer logarithmischen Normalverteilung mit der Halbwertsbreite $\Delta v_z \approx 127 \text{ m/s}$ und dem Mittelwert der Verteilung von v_z von $\bar{v}_z = 0.0 \text{ m/s}$. Diese Art der Verteilung kann auf Grund der Ähnlichkeit der zugrundeliegenden Prozesse mit der Brown'schen Molekularbewegung erklärt werden (Kritsuk u. a., 2011a,b).

Somit steht das Modell D2G_e-4 im Einklang mit bereits durchgeführten Beobachtungen und bestätigt die Hypothese, dass Turbulenz in der Lage ist, die gefundenen Profile der Spektrallinien zu verursachen. Eine Untersuchung, ob die Turbulenzphänomene mit Spektrallinienbeobachtungen von ALMA auch räumlich aufgelöst werden können, wird derzeit von Florian Ober (Universität Kiel) durchgeführt.

Die Vielzahl an bereits gefundenen Molekülverbindungen in protoplanetaren Scheiben bietet zusätzlich einen weiteren Vorteil. Durch die unterschiedlichen Häufigkeiten von Verbindungen und den ebenso unterschiedlichen optischen Eigenschaften der Moleküllinien ergeben sich unter der Annahme einer homogenen Gasmischung in der protoplanetaren Scheibe auch unterschiedliche optische Tiefen. Damit ist es von der ausgewählten Spektrallinie abhängig, welche Schicht und Region der protoplanetaren Scheibe beobachtet wird (Semenov u. a., 2008). In jeder dieser Schichten ist der Einfluss von Störungen und Turbulenz wiederum unterschiedlich (Bruderer u. a., 2012). Die Abbildung 6.4-A6 gibt darum die azimutal-gemittelte, in vertikaler und radialer Richtung aufgelöste Geschwindigkeitskomponente v_z des Modells D2G_e-2 wieder. Vor allem in den oberen Schichten der protoplanetaren Scheibe sind die Werte der vertikalen Geschwindigkeitskomponente mit über 100.0 m/s sehr hoch, während um die Mittelebene der Scheibe lediglich Werte um die 15 m/s erreicht werden. Die eingezeichneten Linien spiegeln wider, welche Schicht bei welcher Opazität der Gaslinie beobachtet wird. Hierzu wird für jeden Radius R untersucht, für welche Höhe z die Gleichung

$$1 = \tau_z \stackrel{\text{Glg.: 2.5-G8}}{=} \int_z^\infty \kappa_{\text{Mol}} \rho \, dz' \quad (6.4\text{-G4})$$

erfüllt ist. In diesem Fall setzt sich κ_{Mol} als Produkt aus der Opazität der Linie $\tilde{\kappa}_{\text{Mol}}$ und dessen relativer Häufigkeit im homogenen Gasgemisch X zusammen. Für Werte

oberhalb von $\kappa_{\text{Mol}} = 10 \text{ cm}^2/\text{g}$ können die oberen Schichten des Modell D2G_e-2, die stark von Turbulenz beeinflusst sind, beobachtet werden. Für kleinere Opazitäten ist die protoplanetare Scheibe optisch dünn und vor allem die Mittelebene kann untersucht werden.

6.5 Einfluss von großen Staubkörnern

Der nächste Schritt in der vorliegenden Untersuchung nimmt Staubkörner in den Fokus, deren Radius deutlich größer als die bisher betrachteten $0.25 \mu\text{m}$ ist. Diese Staubkörner sind in zweierlei Hinsicht interessant. Zum einen kann ihre thermische Abstrahlung im (sub)mm Bereich dominant sein. Weiterhin ist ihre Kopplung an die Gasbewegung der protoplanetaren Scheibe nur noch schwach, so dass sich eine Staubbichteverteilung ergibt, die deutliche Unterschiede zur Gasverteilung besitzt. Im Fokus dieser Betrachtung steht das Scheibenmodell D2G_e-2 zu zwei verschiedenen Simulationszeitpunkten, die jeweils einen von insgesamt zwei charakteristischen Zuständen der Dichteverteilung der Modelle zeigen.

6.5.1 Staubbichteverteilung

Um die Unterschiede zwischen der Gasdichteverteilung und der Verteilung der größeren Staubkörner im Detail zu untersuchen, werden zunächst zehn repräsentative Staubkorngrößen ausgewählt. Diese Staubkörner, die der Einfachheit halber im Folgenden als *großer Staub* bezeichnet werden, sind sphärisch, kompakt und homogen. Die untersuchten Teilchenradien sind: $50 \mu\text{m}$, $90 \mu\text{m}$, $162 \mu\text{m}$, $292 \mu\text{m}$, $527 \mu\text{m}$, $949 \mu\text{m}$, 1.7 mm , 3.1 mm , 5.5 mm und 10 mm . Mit Hilfe der im Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Gleichungen 2.1-G17 lässt sich die Bewegung eines einzelnen Staubteilchens mit dem vorgegebenen Radius a_0 innerhalb der Gasdichteverteilung der protoplanetaren Scheibe beschreiben. Diese Berechnung wird für die zehn repräsentativen Teilchengrößen und 50 000 Teilchen pro Größe von Mario Flock (CEA, Paris) numerisch durchgeführt. Die Berechnung der Partikelposition erfolgt über eine Lagrange-Methode. Die Teilchen, die dem Stern zu nah kommen, werden akkretiert und aus dem Modellraum entfernt. Dies gilt ebenso, wenn ein Teilchen den Modellraum verlässt (max. Entfernung zum Stern $> 100 \text{ AE}$). Da beim Verlust eines Teilchens kein neues in den Modellraum eingebracht wird, verringert sich so die Gesamtteilchenanzahl stetig.

Anfangs werden die Teilchen stochastisch im Modellraum gleichverteilt. Schon nach wenigen Umläufen der Scheibe beginnen diese sich in bestimmten Regionen der protoplanetaren Scheibe zu konzentrieren. Nach 150 Umläufen des Scheibeninnenrands (ein Umlauf entspricht 126 Jahren, insgesamt also 18 900 Jahre; siehe Abbildung 6.5-A1, links) haben sich die Teilchen in einer Ringstruktur angeordnet. Die Lage der Ringe stimmt mit einem lokalen Gasdichtemaximum außerhalb der Lücke überein (siehe Abbildung 6.5-A2, vgl. Dzyurkevich u. a. 2010). Innerhalb der magnetisch inaktiven Zone sind die großen Staubteilchen zur Mittelebene sedimentiert (siehe Abbildung 6.5-A2). Beim Übergang in den magnetisch aktiven Bereich der Scheibe (Radien $> 40 \text{ AE}$) werden vor allem die Teilchen

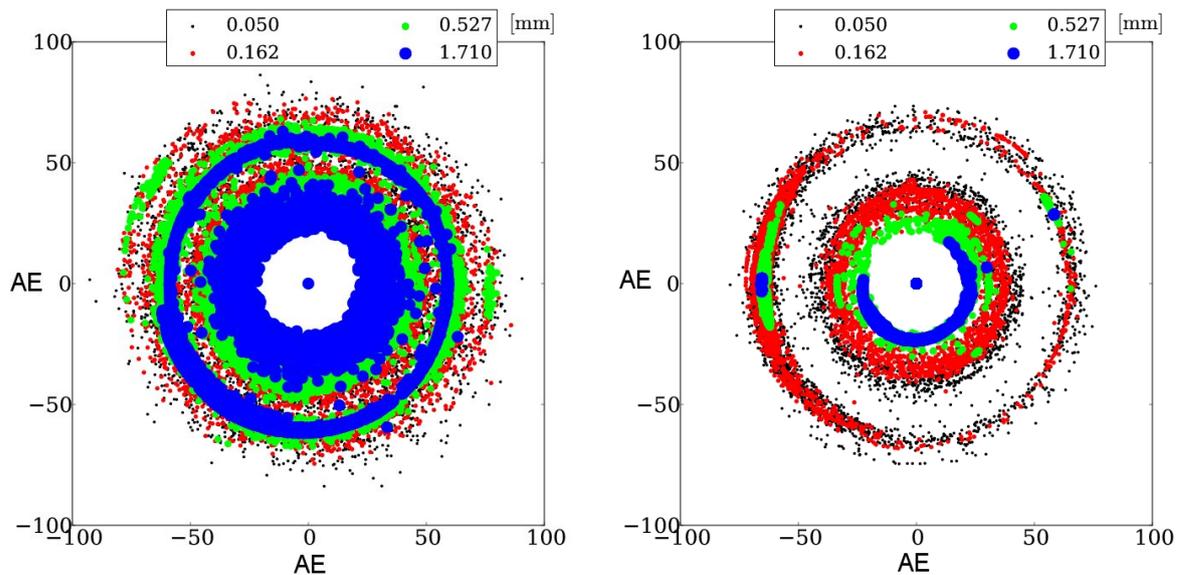


Abbildung 6.5-A1: Abbildung der Teilchenpositionen von vier verschiedenen, ausgewählten Teilchengrößen im Modell D2G_e-2 nach 150 Umläufen des inneren Scheibenrands (links) und nach 600 Umläufen (rechts). Nur jedes zehnte Teilchen ist in der Abbildung dargestellt. Die Partikelgröße ist farbkodiert und in der Legende in Millimetern angegeben. Im linken Bild haben sich die Teilchen in Ringstrukturen angeordnet. Im rechten Bild konzentrieren sich die Partikel im Zentrum eines Vortex am linken Bildrand, der zu diesem Zeitpunkt in der Scheibe existiert. Die Teilchen mit dem Radius 0.05 mm koppeln noch relativ stark an die Gasbewegung und verhalten sich deshalb anders als die Größeren. Im linken Teil werden sie effizient in der gesamten Scheibe verteilt und im Rechten bleiben sie trotz der Präsenz des Vortex in einer ringförmigen Struktur.

mit einem Radius von $50 \mu\text{m}$ effizient vertikal durch die protoplanetare Scheibe gemischt. Dies geschieht in etwa bis zu einer Höhe, die der Skalenhöhe ($H(r)/r = 0.1$) der Scheibe entspricht.

Bildet sich in der Scheibe ein Vortex, wie es zum Beispiel nach 600 Umläufen des Scheibeninnenrands (entspricht 75 600 Jahren) der Fall ist (siehe Abbildung 6.5-A1, rechts), zerstört dieser die Ringstruktur des Staubs und konzentriert die großen Staubpartikel. Dabei separieren sich die Staubkorngrößen. Je größer der Radius eines Staubkorns ist, desto näher befindet sich dieses am Zentrum des Vortex. Dieses Phänomen ist auch durch Meheut u. a. (2012) mit ähnlichem Ergebnis untersucht worden. Der Vortex bleibt für einige 10 000 Jahre stabil. Nach seiner Auflösung kehrt die protoplanetare Scheibe zu einem Zustand zurück, der demjenigen des Modells nach 150 Umläufen des Scheibeninnenrands entspricht (siehe Abbildung 6.5-A1, links).

Insgesamt alterniert das Scheibenmodell periodisch zwischen beiden Zuständen. Die Dauer einer Periode beläuft sich auf etwa 40 000 Jahre. Die in der Abbildung 6.5-A1 gezeigten Zeitschritte der Simulation werden ausgewählt und im Folgenden für die Strahlungstransport-Simulationen verwendet.

Zum jetzigen Zeitpunkt vernachlässigt das verwendete Modell die Reaktion des Staubs auf seine lokale Verdichtung zum Beispiel im Vortexzentrum. Diese Verdichtung kann beispielsweise zu Staubkornwachstum oder zur Entstehung von Planetesimalen beitragen

(Birnstiel u. a., 2011; Testi u. a., 2014). Ebenso berücksichtigen die Modelle derzeit keine Rückreaktion des großen Staubs auf die Gaskomponente der protoplanetaren Scheibe.

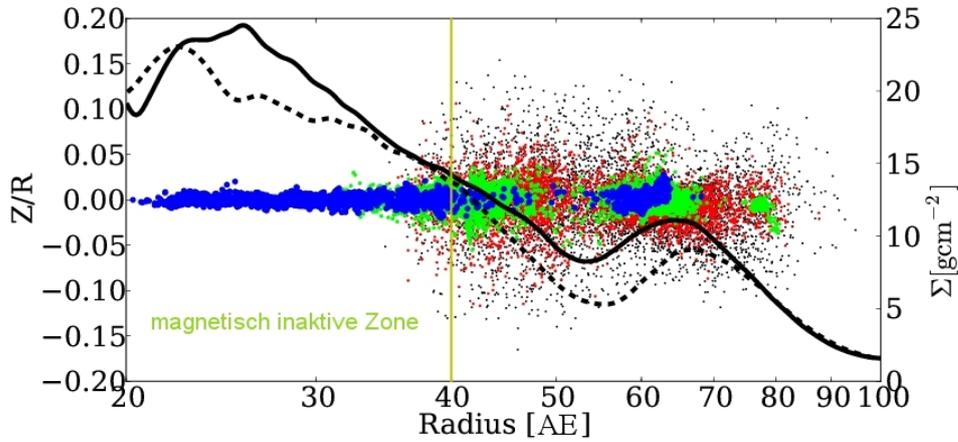


Abbildung 6.5-A2: Abbildung der azimuthal-gemittelten, vertikalen Teilchenpositionen der vier in Abbildung 6.5-A1 gezeigten Teilchengrößen für die Simulation der Scheibe nach 150 Umläufen des Innenrands. Die Partikel mit dem Radius $50 \mu\text{m}$ werden effizient in die oberen Schichten der Scheibe gemischt, während die größeren Partikel um die Mittelebene konzentriert sind. Das Oberflächendichteprofil der Gaskomponente der Scheibe nach 150 Umläufen des Innenrands ist als durchgezogene, schwarze Linie, dasjenige nach 600 Umläufen des Innenrands als gestrichelte, schwarze Linie eingezeichnet. Für diese gilt die Achsenbeschriftung am rechten Bildrand.

6.5.2 Weitere Staubarten im Strahlungstransport

Für die Durchführung des Strahlungstransports besteht die Staubverteilung der protoplanetaren Scheibe aus zwei Komponenten. Zum einen weiterhin aus den kompakten, sphärischen Staubpartikeln mit Radien zwischen $a_{\text{min}} = 0.005 \mu\text{m}$ und $a_{\text{max}} = 0.25 \mu\text{m}$, die vollständig an die Gasbewegung gekoppelt sind. Ihre Verteilung lässt sich, wie im Abschnitt 6.4.1 bereits vorgestellt, direkt aus der Gasdichteverteilung ableiten. Diese Komponente wird als *kleiner Staub* bezeichnet.

Die zweite Komponente ist der große Staub. Ähnlich zu den im Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Dichteverteilungen zur Untersuchung von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung muss die Position eines jeden Partikels des großen Staubs in das Simulationsgitter eingelesen werden, um die Staubdichteverteilungen für den gitterbasierten Strahlungstransport nutzbar zu machen. Dabei wird angenommen, dass ein simuliertes Testpartikel eine bestimmte Anzahl \tilde{N}_j an realen Staubpartikeln repräsentiert. Zur Berechnung von \tilde{N}_j wird zunächst angenommen, dass auch der große Staub bei der Initialisierung der Korngrößenverteilung der protoplanetaren Scheibe $dn(a) \propto a^q da$ (vgl. Gleichung 2.1-G20) folgt, wobei $q = -3.5$ ist. Weiterhin wird angenommen, dass die gesamte, initiale Staubmasse der Scheibe 1% der Gasmasse entspricht und sich aus der Masse des kleinen Staubs M_{kl} und der des großen Staubs M_{gr} zusammensetzt. Auf Grund der zur numerischen Berechnung nötigen

Diskretisierung des Radiuses des kleinen Staubs in 1 000 Schritte ergibt sich M_{kl} als:

$$M_{\text{kl}} = \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{Mat}} \sum_{i=1}^{1000} a_i^3 \cdot N(a_i), \quad (6.5\text{-G1})$$

wobei $N(a_i)$ die Anzahl aller Körner mit dem Radius a_i ist. Diese Anzahl wird im Folgenden mit Hilfe des Bezugswerts N_{max} über:

$$N(a_i) = N_{\text{max}} \cdot \left(\frac{a_i}{a_{\text{max}}} \right)^{-q+1} \quad (6.5\text{-G2})$$

dargestellt. Für die Masse des großen Staubs ergibt sich in ähnlicher Weise:

$$M_{\text{gr}} = \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{Mat}} \sum_{j=1}^{10} a_j^3 \cdot N(a_j). \quad (6.5\text{-G3})$$

Insgesamt ergibt sich so:

$$0.01 M_{\text{Gas}} = M_{\text{Staub}} = M_{\text{kl}} + M_{\text{gr}} = \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{Mat}} \frac{N_{\text{max}}}{a_{\text{max}}} \left(\sum_{i=1}^{1000} a_i^{4-q} + \sum_{j=1}^{10} a_j^{4-q} \right). \quad (6.5\text{-G4})$$

N_{max} , und somit auch jedes $N(a_i)$ und $N(a_j)$, kann durch Umstellen der Gleichung 6.5-G4 aufgefunden werden. Die ausginglich benötigte Größe \tilde{N}_j ergibt sich durch:

$$\tilde{N}_j = \frac{N(a_j)}{50\,000}. \quad (6.5\text{-G5})$$

Durch die Definition von \tilde{N}_j auf der Grundlage der initial simulierten 50 000 Teilchen pro simulierter Teilchengröße ist sichergestellt, dass sich die Gesamtanzahl dieser Staubteilchen verringert, wenn eines der Testpartikel den Simulationsraum verlässt. Für die Simulation des Strahlungstransports wird eine Staubbichtverteilung ρ_{MC3D} verwendet, die eine Superposition der Verteilung der kleinen Staubteilchen ρ_{kl} und jeder Verteilung einer einzelnen Korngröße des großen Staubs ρ_j ist. Die optischen Eigenschaften des Staubs werden mit **MieX** (Wolf und Voshchinnikov, 2004) für die im Abschnitt 2.1.2 eingeführte Staubmaterialmischung berechnet. Für den kleinen Staub geschieht dies für die Korngrößenverteilung und für den großen Staub jeweils für ein einzelnes Korn fester Größe.

Die Strahlungstransport-Simulationen verfolgen das Ziel, die Temperaturverteilung der protoplanetaren Scheibe zu bestimmen und daraus thermische Reemissionskarten für die Wellenlängenauswahl 441 μm , 871 μm , 1.3 mm und 2.0 mm zu berechnen. Diese Auswahl nutzt die atmosphärischen Fenster von ALMA optimal aus. Es wird ein Objekt in Draufsicht und in einer Entfernung von 140 pc angenommen. Die Entfernungswahl ist dabei durch die mittlere Entfernung der Sternentstehungsregion im **Taurus-Auriga** Molekülwolken-Komplex motiviert (Kenyon u. a., 1994). Die resultierenden Reemissionskarten sind in der Abbildung 6.5-A3 für die beiden ausgewählten Zeitschritte dargestellt.

Für eine Referenzwellenlänge von 1.3 mm erhöht sich der Gesamtreesmissionsfluss der protoplanetaren Scheibe zu beiden Zeitschritten durch das Hinzufügen des großen Staubs um einen Faktor von etwa 1.5. Der Grund hierfür ist das Produkt aus dem Emissionsquerschnitt $C_{\text{ext}}(\lambda)$ und der Teilchenanzahl. Während der Extinktionsquerschnitt des großen Staubs um mehrere Größenordnungen größer ist als der des Kleinen, sind die großen

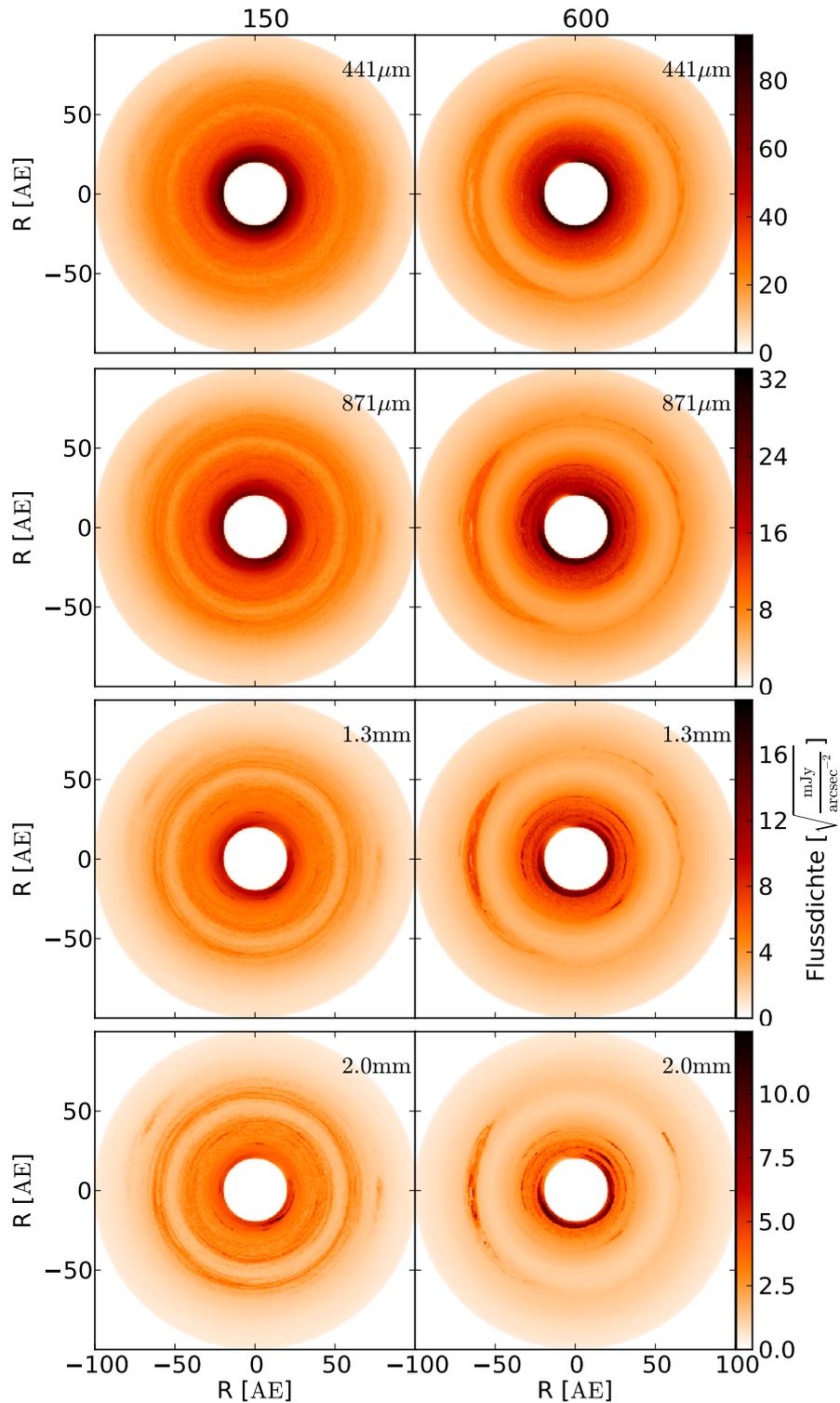


Abbildung 6.5-A3: Gezeigt sind ideale thermische Reemissionskarten des Magneto-Hydrodynamikmodells D2G_e-2 nach 150 Umläufen des inneren Scheibenrands (linke Spalte) und nach 600 Umläufen (rechte Spalte). Die angenommene Entfernung beträgt 140 pc. In jeder Zeile ist eine andere Wellenlänge gezeigt. Die Flussdichte ist farbskaliert und in Wurzeldarstellung gezeigt. In der linken Abbildung zeigt sich mit wachsender Wellenlänge die durch den großen Staub verursachte Ringstruktur immer deutlicher. Im rechten Bild wird der Vortex durch die Konzentration von großen Staubkörnern in seinem Zentrum sichtbar.

Staubteilchen entsprechend der Korngrößenverteilung (vgl. Gleichung 2.1-G20) auch um mehrere Größenordnungen seltener als die Kleinen. Im vom Streulicht des Sterns dominierten Wellenlängenbereich des nahen und mittleren Infrarots hat der große Staub keine Auswirkung auf die testweise simulierte Streulichtkarten bei $2.2\ \mu\text{m}$, da sich die großen Staubpartikel höchstens um eine Skalenhöhe von der Mittelebene der Scheibe entfernen (siehe Abbildung 6.5-A2) und die Sternstrahlung bei einer Wellenlänge von $2.2\ \mu\text{m}$ nicht so tief in die Scheibe eindringen kann (vgl. Abschnitt 3.3). Wie bereits im vorangehenden Abschnitt beschrieben wurde, ist die Verteilung der großen Staubkörner in der protoplanetaren Scheibe nicht homogen und zudem zeitabhängig. Die großen Staubkörner sind deshalb dazu in der Lage, die Gestalt der protoplanetaren Scheibe in den Reemissionskarten binnen weniger 10 000 Jahre drastisch zu beeinflussen (siehe Abbildung 6.5-A3). Dieses Ergebnis zeigt einen deutlichen Unterschied zu den vorherigen Untersuchungen im Abschnitt 6.4.1, wo sich die zeitliche Entwicklung der Scheibe bei der Berücksichtigung ausschließlich kleiner Staubpartikel nicht in den Reemissionskarten ablesen lässt. Dass der große Staub für diese Veränderung verantwortlich ist, zeigt die Abbildung 6.5-A4. Sie zeigt die Karte der Intensitätsdifferenz für das Modell nach 150 Umläufen des Innenrands zwischen den Fällen mit Berücksichtigung (I_+) und ohne Berücksichtigung (I_0) der großen Staubpartikel. Die Karte ist auf die Intensitätsverteilung I_0 normiert. Vor allem Strukturen, die der große Staub verursacht, treten hervor. Der Versatz von etwa 5%, der vor allem in den äußeren Scheibenbereichen zu erkennen ist, ergibt sich durch die geringere Anzahl an kleinen Staubkörnern in der zu I_+ gehörenden Simulation (Folgerung der Gleichungen 6.5-G1 bis 6.5-G5).

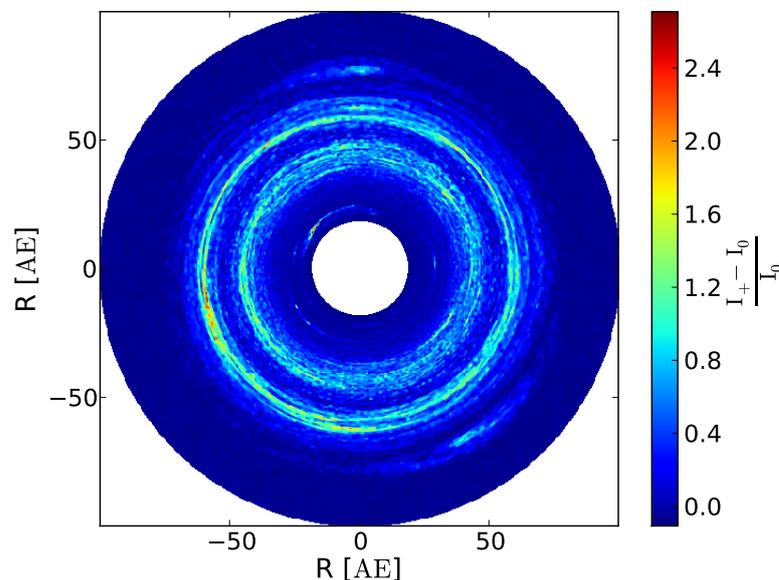


Abbildung 6.5-A4: Differenzbild der Intensitätsverteilungen des Modells D2G_e-2 nach 150 Umläufen des inneren Scheibenrands bei einer Wellenlänge von $1.3\ \mu\text{m}$. I_+ ist die Intensitätsverteilung des Modells mit großem Staub, I_0 die ohne Berücksichtigung des großen Staubs. Die durch die Emission der großen Staubpartikel verursachten Strukturen stimmen mit der Verteilung der großen Staubpartikel (siehe Abbildung 6.5-A1) überein. Der Versatz von etwa 5% ergibt sich durch die geringere Anzahl an kleinen Staubkörnern in der zu I_+ gehörenden Simulation.

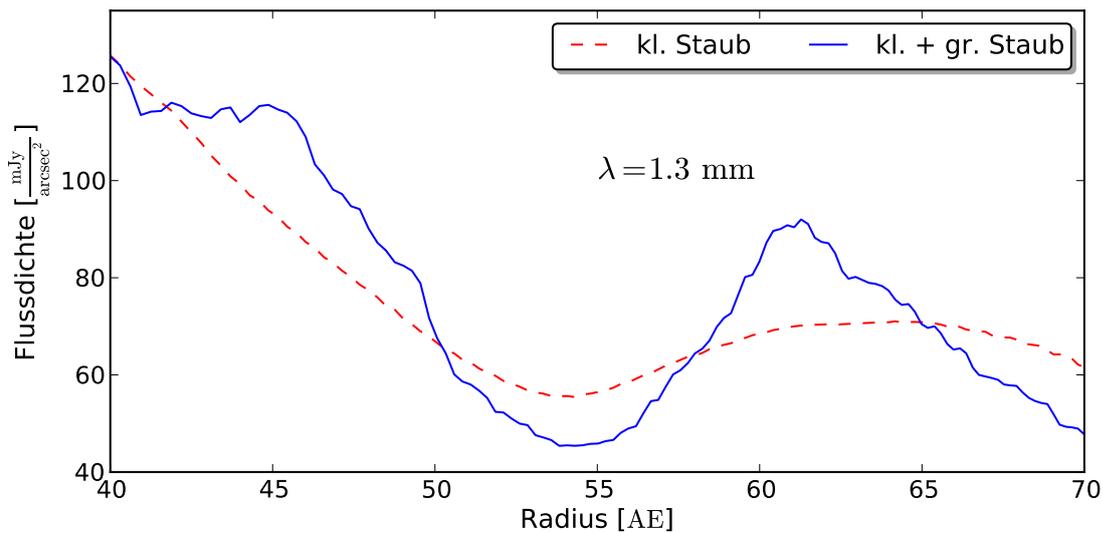


Abbildung 6.5-A5: Vergleich der azimuthal-gemittelten, radialen Helligkeitsprofile (Referenzwellenlänge von 1.3 mm) des Modells D2G_e-2 nach 150 Umläufen des inneren Scheibenrands unter Berücksichtigung der Emission der großen Staubkörner (blau) und ohne diese (gestrichelt, rot). Durch die Berücksichtigung der großen Staubkörner erhöht sich das Kontrastverhältnis zwischen äußerem Flussdichtemaximum und dem Flussdichteminimum bei ≈ 55 AE um den Faktor 1.6.

Insgesamt zeigen die Reemissionskarten zu beiden Zeitpunkten (siehe Abbildung 6.5-A3) drei wesentliche Strukturen in der protoplanetaren Scheibe, die hier von Interesse sind. Am augenscheinlichsten ist die Lücke, die bereits im Abschnitt 6.4.1 für den Fall ohne Berücksichtigung des großen Staubs näher beschrieben wurde. Die Anordnung der großen Staubpartikel an den Rändern dieser Lücke (siehe Abbildung 6.5-A1) führt zu einer Erhöhung des Kontrastverhältnisses zwischen Lückenzentrum und dem Helligkeitsmaximum der äußeren Scheibenregion um den Faktor 1.6 im Vergleich zu den Ergebnissen ohne großen Staub. Dies wird vor allem im azimuthal-gemittelten, radialen Helligkeitsprofil in Abbildung 6.5-A5 deutlich. Im Vergleich zum Fall ohne die Berücksichtigung der großen Staubpartikel zeigt sich hier wieder eine reduzierte Flussdichte im Lückenzentrum, die ebenfalls durch die Reduzierung der Anzahl an kleinen Staubkörnern durch Berücksichtigung der Großen verursacht ist. Damit erscheint die Lücke in den Reemissionskarten als tiefer. Ein ähnliches Ergebnis wurde bereits von Paardekooper und Mellema (2004) für den Fall von planeten-induzierten Lücken gefunden.

Zum Zeitpunkt, an dem der Innenrand der Scheibe 600 Umläufe vollzogen hat, ist auch das Kontrastverhältnis zwischen der Helligkeit der Lücke und der äußeren Scheibe im Vergleich zum Fall ohne großen Staub um den Faktor 1.4 erhöht. Darüberhinaus hat der Vortex, der zu diesem Zeitpunkt in der Scheibe existiert, mit der Ausnahme der $50 \mu\text{m}$ großen Partikel, den großen Staub in seinem Zentrum konzentriert. Durch diese großen Partikel wird er als Struktur in den Reemissionskarten sichtbar. Allerdings ist die Sichtbarkeit dieser Staubkonzentration wellenlängenabhängig, so dass sie vor allem bei den Wellenlängen von 1.3 mm und 2.0 mm gut zu erkennen ist. Der Grund hierfür ist, dass die Effizienz der Emission der großen Staubpartikel bei diesen Wellenlängen signifikant größer ist, als die der kleinen Staubpartikel.

Es muss diskutiert werden, dass die durchgeführte Untersuchung auf diskret verteilte Teilchengrößen des großen Staubs beschränkt ist. Allerdings würden auch kontinuierlich verteilte Staubkornradien oberhalb von $\geq 50 \mu\text{m}$ dem Gleichungssystem 2.1-G17 gehorchen. Ihre Kopplung an die Gasbewegung wird über die linear vom Teilchenradius abhängige Stokeszahl ausgedrückt (siehe Gleichung 2.1-G16). Damit korrespondiert die Änderung des Teilchenradius linear mit der Änderung des Kopplungsverhaltens zwischen dem Staubpartikel und der Gasbewegung. Insgesamt kann so die Verteilung der Partikel einer bei der Diskretisierung nicht berücksichtigten Teilchengröße durch die der benachbarten Teilchengrößen approximiert werden. Somit ordnen sich die nichtberücksichtigten Teilchen ähnlich zu den ausgewählten an und die in Abbildung 6.5-A1 gezeigten Strukturen werden nicht ausgewaschen.

Da sowohl die Ringstrukturen als auch die Staubkonzentration im Vortex für mehrere 10 000 Jahre in der Scheibe stabil bleiben und die Scheibe zwischen beiden Zuständen immer wieder wechselt, besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit, einen dieser Zustände der Scheibe in der Realität beobachten zu können. Deshalb ist es im Folgenden das Ziel, zu untersuchen, ob die in den Reemissionskarten sichtbaren Strukturen auch mit ALMA beobachtet werden können.

6.5.3 Simulierte ALMA-Beobachtungen

6.5.3.1 Ringstrukturen in protoplanetaren Scheiben

Die Ringstrukturen des Scheibenmodells zum Zeitpunkt nach 150 Umläufen des Scheibeninnenrands zeigen qualitative Ähnlichkeit zu den von ALMA in der Scheibe von HL Tau beobachteten Ringstrukturen (ALMA Partnership u. a., 2015). Um diese Ähnlichkeit näher zu untersuchen, werden deshalb ALMA-Beobachtungen des Scheibenmodells bei den Wellenlängen $871 \mu\text{m}$ und 1.3 mm durchgeführt, die sich an der Konfiguration des Interferometers für die Beobachtung von HL Tau orientieren. Dazu werden erneut Strahlungstransport-Simulationen durchgeführt, die für den Zentralstern die Leuchtkraft ($8.3 L_{\odot}$) und effektive Temperatur (4000 K) von HL Tau entsprechend der Angaben in Kwon u. a. (2011) berücksichtigen. Ebenso werden die Position, die Entfernung und die Inklination der Scheibe von HL Tau verwendet (RA: $4 \text{ h}31\text{min}38.4\text{s}$, DEC: $+18^{\circ}13'57.4''$ J2000, Entfernung: 140 pc , Inklination 40° ; Kwon u. a. 2011). Die von Men'shchikov u. a. (1999) beschriebene Hülle des Objekts wird vernachlässigt, da es nicht das Ziel ist, eine vollständige Modellierung des Objekts HL Tau durchzuführen. Es wird eine Konfiguration mit den maximalen Basislinien von 8 km für die Wellenlänge $871 \mu\text{m}$ (entspricht einer räumlichen Auflösung von $49 \text{ mas} \times 39 \text{ mas}$) und 15 km für die Wellenlänge 1.3 mm (entspricht $37 \text{ mas} \times 32 \text{ mas}$) gewählt. Die Beobachtungsdauer beläuft sich auf sechs Stunden und es werden thermisches und Phasenrauschen berücksichtigt.

Für beide Wellenlängen ist ALMA in der Lage, die protoplanetare Scheibe räumlich aufzulösen (siehe Abbildung 6.5-A6, oben). Die Lücke in der protoplanetaren Scheibe ist klar zu detektieren und damit verändert der große Staub die Ergebnisse aus Abschnitt 6.4.4 nicht. Bei einer Wellenlänge von $871 \mu\text{m}$ erscheint die protoplanetare Scheibe sehr glatt und weitere Substrukturen sind nicht zu erkennen. Der Grund hierfür ist die Reemissionsstruktur des Modells (siehe Abbildung 6.5-A3, oben), die trotz des großen Staubs bei der gewählten

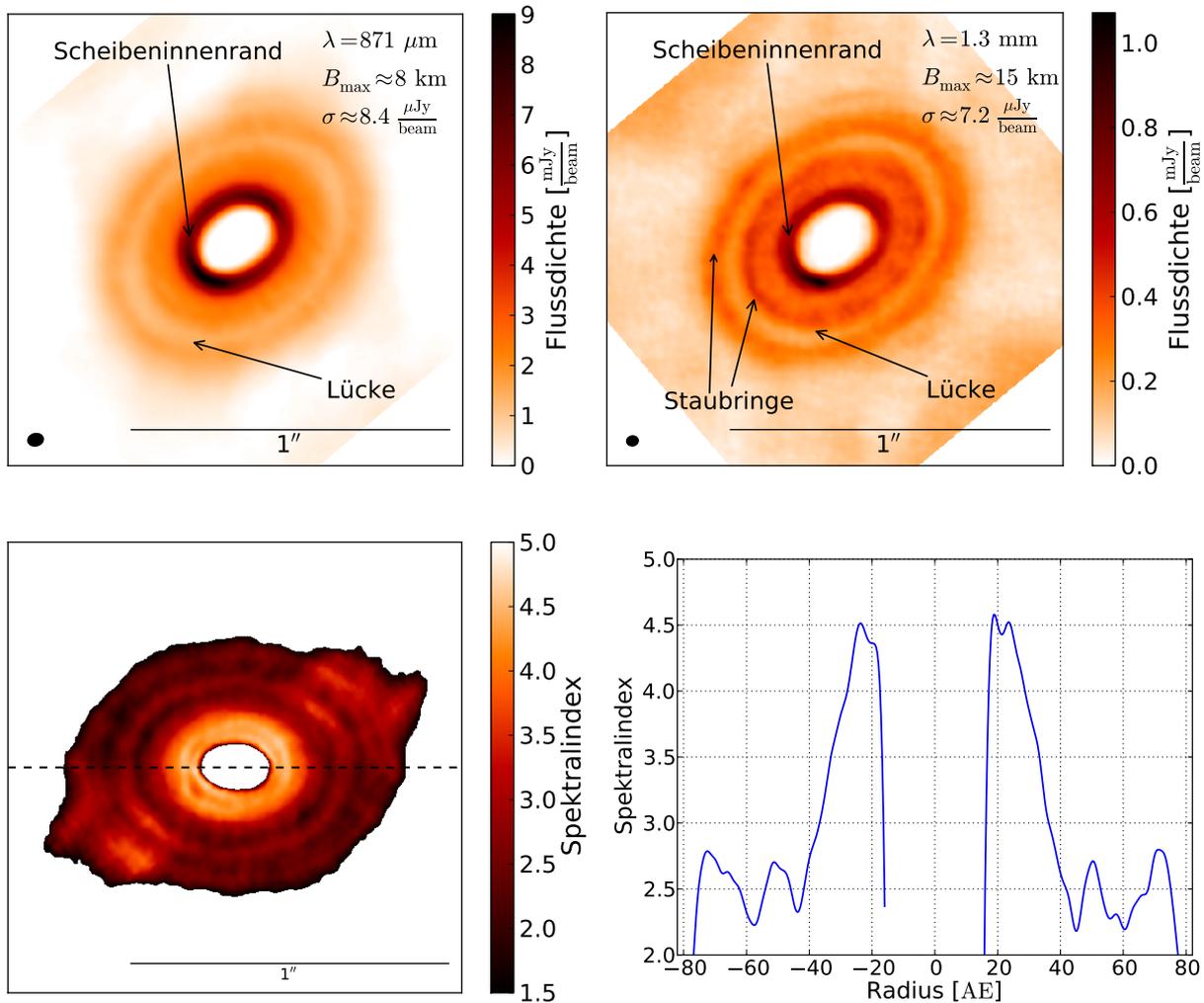


Abbildung 6.5-A6: *Oben:* Simulierte ALMA-Beobachtung des Modells D2G_e-2 nach 150 Umläufen des inneren Scheibenrands bei einer Wellenlänge von $871 \mu\text{m}$ (links) und bei 1.3 mm (rechts). Die protoplanetare Scheibe besitzt eine Inklination von 40° . Weiterhin wird zur Simulation die Position und Leuchtkraft von HL Tau angenommen. Die maximale Basislinie, das zugehörige Auflösungselement und das Rauschen sind in jede Graphik eingetragen. Die Beobachtungsdauer beträgt sechs Stunden. In beiden Abbildungen ist deutlich eine Lücke zu erkennen. Die Ringe aus großen Staubpartikeln sind nur im rechten Bild sichtbar. *Unten:* Darstellung (links) des räumlich aufgelösten Spektralindexes, wie er aus den beiden simulierten Beobachtungen der oberen Reihe zu berechnen ist. Hierbei wird die Gleichung 2.7-G1 für jeden Bildpunkt angewendet. Die Karte des Spektralindexes ist im Vergleich zu den Bildern der oberen Reihe um 40° im Uhrzeigersinn gedreht. Auf der rechten Seite ist der Verlauf des Spektralindexes entlang der Linie, die gestrichelt in die linke Abbildung eingezeichnet ist, gezeigt. Dort, wo sich die großen Staubkörner in Ringen angesammelt haben, wird der Spektralindex deutlich kleiner. Innerhalb der Lücke ist der Spektralindex erhöht, was ein Nachweis für große Staubkörner ist (z. B. Mathews u. a., 2012).

Wellenlänge sehr glatt wirkt. Anders ist es bei einer Wellenlänge von 1.3 mm der Fall. Hier zeichnet sich neben der Lücke ein heller Ring ab, der durch die Emission des großen Staubs begründet ist. Um dies zu zeigen, wird aus beiden simulierten Beobachtungen die Karte des räumlich aufgelösten Spektralindex entsprechend der Gleichung 2.7-G1 berechnet. Die Abbildung 6.5-A6 (unten links) zeigt diese und den Verlauf des Spektralindex entlang einer Schnittlinie durch die Karte (Abbildung 6.5-A6, unten rechts). Dort, wo sich die großen Staubkörner in den Ringstrukturen konzentriert haben, ist der Spektralindex deutlich reduziert. Innerhalb der Lücke befindet sich nur kleiner Staub, was hier zu einer Erhöhung des Spektralindex führt (Beckwith und Sargent, 1991).

Insgesamt zeigt sich, dass die realen Beobachtungen ähnlicher Strukturen durch inhomogene Staubverteilungen in den protoplanetaren Scheiben erklärt werden können. Insbesondere ist dies auch ohne das Vorhandensein eines Planeten in der protoplanetaren Scheibe möglich, insbesondere dann wenn Magnetfelder in einem System bereits nachgewiesen sind (z. B. HL Tau, Stephens u. a. 2014).

6.5.3.2 Staubkonzentration durch Vortizes

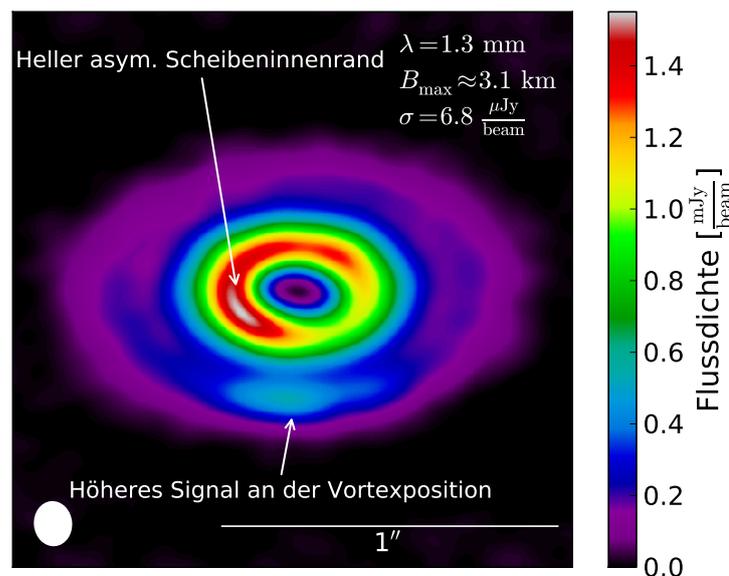


Abbildung 6.5-A7: Simulierte ALMA-Beobachtung des Modells D2G_e-2 nach 600 Umläufen des inneren Scheibenrands bei einer Wellenlänge von 1.3 mm. Die protoplanetare Scheibe besitzt eine Inklination von 50° . Weiterhin wird zur Simulation die Position Oph IRS 48 angenommen. Die maximale Basislinie, das zugehörige Auflösungselement und das Rauschen sind in die Graphik eingetragen. Die Beobachtungsdauer beträgt fünf Stunden. Im Vergleich zu den idealen Reemissionskarten in Abbildung 6.5-A3 ist das Modell um 90° gegen den Uhrzeigersinn gedreht, damit sich der Vortex am unteren Bildrand befindet. Dieser lässt sich durch eine Erhöhung der Flussdichte um den Faktor 2.8 erkennen.

Die Staubkonzentration in einem Vortex, wie beim Scheibenmodell nach 600 Umläufen des inneren Scheibenrands, weist Ähnlichkeit zu vielen der in Abbildung 2.7-A3 auf Seite 27 gezeigten ALMA-Beobachtungen von jungen protoplanetaren Scheiben auf. Um diese

Ähnlichkeit im Detail zu untersuchen, wird eine ALMA-Beobachtung des Scheibenmodells für die Entfernung, Position und Inklination des Referenzobjekts Oph IRS 48 simuliert (RA: 16 h27min37.8s, DEC: $-24^{\circ}30'35.3''$ J2000, Entfernung: 120 pc, Inklination: 50° ; van der Marel u. a. 2013). Weitere Anpassungen des Modells werden nicht vorgenommen. Die protoplanetare Scheibe von Oph IRS 48 ist die erste, die von ALMA beobachtet wurde (van der Marel u. a., 2013). Diese Beobachtung zeigt eine besonders helle, bananenförmige Struktur in der Scheibe, die ein Vortex verursacht haben kann (siehe Abbildung 2.7-A3 auf Seite 27, links oben). Für die Simulation der Beobachtung wird eine Wellenlänge von 1.3 mm, eine maximale Basislinie von 3.1 km (entspricht einem räumlichen Auflösungsvermögen von $0.13'' \times 0.11''$) und eine Beobachtungsdauer von fünf Stunden verwendet. Für eine bessere Veranschaulichung wird das Modell im Vergleich zu Abbildung 6.5-A3 um 90° gegen den Uhrzeigersinn gedreht, so dass der Vortex am unteren Ende des Bilds liegt. In der resultierenden Beobachtungskarte 6.5-A7 zeigt sich an der Position des Vortexes in der Scheibendichteverteilung eine um den Faktor 2.8 höhere Flussdichte im Spitzenwert als in der Umgebung. Dieser ist durch die Emission des großen Staubs verursacht. Somit kann der Vortex in der protoplanetaren Scheibe auf Grund seiner Fähigkeit Staub zu konzentrieren, beobachtet werden. Im Vergleich zu den Ergebnissen aus Abschnitt 6.4.1 zeigt sich, dass er innerhalb der Grenzen des verwendeten Modells nur durch die Konzentration des großen Staubs beobachtet werden kann.

6.6 Fazit

In diesem Kapitel wurde der Einfluss von Magnetfeldern auf die Dichtestruktur einer protoplanetaren Scheibe untersucht. Hierbei sind zum ersten Mal Magneto-Hydrodynamikmodelle verwendet worden, deren Anfangszustände den aus Beobachtungen abgeleiteten Eigenschaften von realen protoplanetaren Scheiben entsprechen. Die verwendeten Simulationen besitzen eine Scheibengesamtmasse von $0.042 M_{\odot}$ und unterscheiden sich lediglich im verwendeten Staub-zu-Gasmassen-Verhältnis. Dieses hat einen wesentlichen Einfluss auf das Ionisationsprofil der Modelle und damit auf die Kopplung zwischen Magnetfeld und Dichteverteilung der Scheiben. Für ein Staub-zu-Gasmassen-Verhältnis $\eta_1 = 10^{-2}$ entsteht eine magnetisch inaktive Zone in der Scheibe, während für $\eta_2 = 10^{-4}$ eine starke ionisierte und dadurch hoch turbulente Scheibe vorliegt. Auf der Grundlage dieser Dichteverteilungen aus den Magneto-Hydrodynamiksimulationen werden Strahlungstransport-Simulationen durchgeführt, die dann zur Vorhersage von ALMA-Beobachtungen dienen. Schließlich werden große Staubpartikel ausgewählter Größe mit in die Berechnung der Scheibendichtestruktur einbezogen. Diese koppeln nur sehr schwach an die Bewegung des Gases der Scheibe und ordnen sich in Ringen an oder konzentrieren sich in einem Vortex. Für diesen Fall werden ebenfalls Strahlungstransport-Simulationen und Vorhersagen der Beobachtbarkeit mit ALMA durchgeführt. Die gefundenen Ergebnisse können wie folgt zusammengefasst werden:

- Die Wechselwirkung zwischen den magnetisch inaktiven und aktiven Zonen führt im Modell D2G_e-2 zu der Entwicklung einer Lücke in der Dichteverteilung der Scheibe. Zusätzlich entsteht ein Vortex durch Rossby-Wellen-Instabilität in der Scheibe. Das Modell D2G_e-4 ist vollständig turbulent.

- Die Lücke kann voraussichtlich mit ALMA für unterschiedliche Objektentfernungen und -positionen bei den berücksichtigten Wellenlängen beobachtet werden. Allerdings kann dieser Ursprung einer Lücke auf der Grundlage von (simulierten) ALMA-Beobachtungen nicht von planeten-induzierten Lücken (vgl. Abschnitt 3.2.1.1) unterschieden werden.
- Die turbulente Struktur des Modells D2G_e-4 kann im Kontinuum nicht mit ALMA beobachtet werden. Dieses Modell erscheint wie eine ungestörte (laminare) Scheibe. Insgesamt ist die Unterscheidung der beiden Modelle D2G_e-4 und D2G_e-2 in Beobachtungen in erster Linie nur durch die Detektion einer Lücke möglich.
- Die Linienemission von Gasen bietet eine Möglichkeit, die Turbulenz im Modell D2G_e-4 mit ALMA zu untersuchen.
- Die ALMA-Beobachtung des Vortexes in Modell D2G_e-2 ist nur durch die zusätzliche Berücksichtigung von großen Staubpartikeln, die nur schwach an die Gasbewegung in der protoplanetaren Scheibe koppeln, möglich. Der Vortex konzentriert diese großen Teilchen in seinem Zentrum und wird dadurch erst sichtbar.
- Zu einem Zeitpunkt des Modells D2G_e-2, an dem kein Vortex in der Scheibe vorhanden ist, ordnet sich der große Staub in Ringen an. Diese Ringe erhöhen das Kontrastverhältnis bei der Lückendetektion im Rahmen des untersuchten Parameterraums um einen Faktor von etwa 1.5. Ebenso konnte gezeigt werden, dass ALMA in der Lage ist, diese Ringe auch räumlich voneinander zu trennen.
- Die Ansammlung des großen Staubs in den Ringen kann durch das Anfertigen einer Karte des räumlich aufgelösten Spektralindex aus den simulierten ALMA-Beobachtungen rekonstruiert werden.
- Das Modell D2G_e-2, mit der Berücksichtigung der großen Staubpartikel, ist in der Lage, Strukturen von jungen protoplanetaren Scheiben im (sub)mm Wellenlängenbereich ohne die Notwendigkeit eines Planeten zu erklären.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit untersucht die Beobachtbarkeit von charakteristischen Strukturen, die durch unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse in protoplanetaren Scheiben verursacht werden. Die dabei gewonnenen Ergebnisse können im Kern dazu dienen, die seit Kurzem möglichen Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben mit dem Interferometer ALMA zu interpretieren und auszuwerten. Das Hauptaugenmerk liegt in der Untersuchung der Planet-Scheibe-, der Binärsystem-Scheibe- und der Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung. Um den Einfluss dieser Prozesse auf die protoplanetare oder zirkumbinäre Scheibe zu beschreiben, werden von vielen internationalen Kooperationspartnern Hydrodynamiksimulationen zur Berechnung der Dichtestruktur dieser Scheiben durchgeführt, die dann im Anschluss die Grundlage für Strahlungstransport-Simulationen darstellen. Mit diesen wird schließlich die Beobachtbarkeit der Strukturen in verschiedenen Wellenlängenbereichen für Objekte in Draufsicht vorhergesagt. Durch die Auswertung der dabei entstehenden Datenbank können die folgenden Ergebnisse abgeleitet werden.

Die durch Planet-Scheibe-Wechselwirkung in der Dichteverteilung einer protoplanetaren Scheibe entstehende Lücke kann mit ALMA detektiert werden. Im Rahmen des untersuchten Parameterraums ist dies aber nur oberhalb einer Scheibengesamtmasse von $10^{-4} M_{\odot}$ möglich. In etwa diese Masse stellt für eine Beobachtung der gleichen planeten-induzierten Lücke durch die an der Scheibenoberfläche gestreute Sternstrahlung im Nah- und Mittelinfraroten-Wellenlängenbereich ebenfalls eine Grenze für die Identifizierbarkeit dar. Allerdings können hier im Rahmen des untersuchten Parameterbereichs nur planeten-induzierte Lücken in Scheiben mit Gesamtmassen unterhalb von $10^{-4 \dots -3} M_{\odot}$ identifiziert werden. Diese Erkenntnis kann nur unter der Verwendung von Hydrodynamiksimulationen erlangt werden, welche die Höhenstruktur der protoplanetaren Scheiben berechnen und nicht durch Annahmen analytisch berücksichtigen. Die verwendeten Modelle sind damit in der Lage, die geringe Anzahl an Lücken in räumlich aufgelösten Streulicht-Beobachtungen von protoplanetaren Scheiben zu erklären.

Es zeigt sich, dass auch andere Phänomene die gleichen Strukturen wie Planeten in der Dichteverteilung von protoplanetaren Scheiben verursachen können. Deshalb ist es notwendig, zu untersuchen, ob es möglich ist, den Planeten innerhalb der protoplanetaren Scheibe direkt zu beobachten, um so die Ursache für die Bildung einer Lücke eindeutig festzulegen. Unter Umständen ist eine solche Beobachtung mit der neuesten Instrumentengeneration im Nah- und Mittelinfraroten-Wellenlängenbereich sowie im (sub)mm-Wellenlängenbereich mit ALMA möglich. Allerdings müssen sowohl die protoplanetare Scheibe als auch der Planet, der sich in dieser befindet, bestimmte Voraussetzungen erfüllen. Im Rahmen des untersuchten Parameterraums muss ein Planet mindestens eine Leuchtkraft von $10^{-4} L_{\odot}$ und eine effektive Temperatur von 1800 K besitzen, um detektiert werden zu können. Ein erstes Objekt, das möglicherweise ein junger Planet in der Scheibe von HD 100546 ist, konnte von Quanz u. a. (2013) beobachtet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird versucht, die Eigenschaften dieses Objekts aus den Messungen abzuleiten und mit Entwick-

lungsmodellen von jungen Planeten zu vergleichen. Obgleich die Ungenauigkeiten dieser Charakterisierung sehr groß sind, kann die Beobachtung von Quanz u. a. (2013) durch einen sehr massereichen Planeten (Brauner Zwerg) erklärt werden, der in eine Staubhülle oder in die Scheibe selbst eingebettet ist.

Erhöht sich die Masse des Begleitobjekts weiter, entsteht schließlich ein binäres Sternensystem, das wiederum mit der dann zirkumbinären Scheibe wechselwirkt. Für Massenverhältnisse zwischen den Komponenten des Binärsystems größer als 0.01 entsteht ein inneres Loch in der Scheibe, das etwa die doppelte große Halbachse der Sekundärkomponente als Radius besitzt. Zudem werden große Spiralarme induziert. Der Parameterraum untersucht den Einfluss verschiedener Massenverhältnisse der Komponenten, unterschiedliche Exzentrizitäten der Bahn des Binärsystems und mehrere Inklinationen dieser Bahn zur initialen Scheibenmittelebene. Die gewonnene Erkenntnis ist, dass ALMA selbst bei engen Binärsystemen in der Lage ist, den charakteristischen Einfluss des Binärsystems auf die umgebende Scheibe zu detektieren. Das gilt sowohl für Objekte in Kanten- wie in Draufsicht. Ferner hat das Binärsystem auch Einfluss auf den Verlauf der spektralen Energieverteilung. Hier entstehen zeitliche Variationen des Reemissionsflusses im mittelinfraroten Wellenlängenbereich.

Dennoch ist nicht jede Störung der Dichteverteilung von protoplanetaren Scheiben zwangsläufig gravitativ. Gerade Magnetfelder sind hier eine nicht zu vernachlässigende Größe (Alfven, 1983). Die Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung ist in der Lage, Strukturen zu erzeugen, die denen durch Planet-Scheibe-Wechselwirkung stark ähneln und in den (simulierten) ALMA-Beobachtungen nicht voneinander unterschieden werden können. In dieser Untersuchung wird auch zum ersten Mal der Einfluss von großen Staubkörnern auf das Reemissionsbild der protoplanetaren Scheiben untersucht. Diese großen Körner koppeln nur noch äußerst schwach an die sie umgebenden Gasmoleküle und ordnen sich deshalb in einer Verteilung an, die deutliche Unterschiede zur Gasverteilung der Scheibe aufweist. Unter anderem bilden sie Staubringe oder konzentrieren sich in Vortizes, die auf Grund dessen erst in den Reemissionsbildern sichtbar werden. Gerade die Ansammlung des großen Staubs in Ringen erzeugt große Ähnlichkeit zwischen dem präsentierten Modell und der ersten räumlich hochaufgelösten ALMA-Beobachtung von HL Tau, auch ohne die Anwesenheit eines Planeten.

Obgleich nur drei Wechselwirkungsmechanismen in protoplanetaren Scheiben untersucht werden, ergeben sich hier bereits große Ähnlichkeiten in den simulierten ALMA-Beobachtungen. Deshalb darf nicht vorschnell aus einer solchen Beobachtung auf die tatsächliche Ursache einer Struktur zurückgeschlossen werden. Dieser Weg ist nicht eindeutig. Dennoch schließen sich die untersuchten Fälle nicht gegenseitig aus. So kann in einem durch Magnetfeld-Scheibe-Wechselwirkung entstandenen Vortex Planetenentstehung stattfinden (Barge und Sommeria, 1995). Somit können sich die Phänomene gegenseitig ergänzen oder bedingen. In diesem Zusammenhang ist also besonders interessant, ob jede protoplanetare Scheibe wie HL Tau aussieht oder jedes System individuell beschrieben und analysiert werden muss.

Diese Arbeit beinhaltet nur eine begrenzte Anzahl untersuchter Wechselwirkungsmechanismen in protoplanetaren Scheiben. Es ist deshalb zukünftig wichtig, die geschilderte Art der Vorhersagen auf weitere Prozesse, wie zum Beispiel die Photoevaporation, auszubauen und

ein möglichst vollständiges, theoretisches Bild der Beobachtbarkeit von Wechselwirkungen in protoplanetaren Scheiben zu gewinnen. Darüberhinaus ist es wichtig, die heutigen Modelle an realen Beobachtungen zu eichen, um sie verbessern und anpassen zu können. Das beinhaltet beispielsweise auch eine Berücksichtigung der Rückwirkung der entkoppelten, großen Staubkörner auf die Gasverteilung und die mögliche Planetenentstehung. Nicht zuletzt ist ein großes Ziel, das in Zukunft erreicht werden muss, das Einbinden der vollständigen Strahlungsheizung durch den Stern in die Hydrodynamiksimulationen. Insgesamt wird ALMA das heutige Bild von protoplanetaren Scheiben stark verändern und so neue Horizonte eröffnen.

Anhang

A.1 Naturkonstanten

Tabelle A.1-T1: Zusammenfassung der für die Arbeit verwendeten Naturkonstanten
Erbrecht u. a. (1999).

Konstante	Formelzeichen	Betrag
elektrische Feldkonstante	ϵ_0	$8.854187817 \cdot 10^{-12} \text{ C/Vm}$
magnetische Feldkonstante	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$
Planck'sches Wirkungsquantum	h	$6.62606876 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
Vakuum-Lichtgeschwindigkeit	c	$2.99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
Boltzmann-Konstante	k_B	$1.3806503 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
Stefan-Boltzmann-Konstante	σ_0	$5.6704 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \text{ K}^4$
Gravitationskonstante	G	$6.67384 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg s}^2$
Astronomische Einheit	AE	$149.6 \cdot 10^9 \text{ m}$
Parsec	pc	$30.857 \cdot 10^{15} \text{ m}$
Sonnenradius	R_\odot	$6.960 \cdot 10^8 \text{ m}$
Sonnenleuchtkraft	L_\odot	$3.846 \cdot 10^{26} \text{ W}$
Sonnenmasse	M_\odot	$1.989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Jupitermasse	M_{Jup}	$1.899 \cdot 10^{27} \text{ kg}$
Erdmasse	M_\oplus	$5.976 \cdot 10^{24} \text{ kg}$

A.2 Wellenlängenbereiche

Tabelle A.2-T1: Benennung ausgewählter Wellenlängenbereiche des elektromagnetischen Spektrums nach DIN 5031 Teil 7 (1984). *DIN 5031 Teil 7 (1984) entsprechend ist der Wellenlängenbereich des Fernen Infrarots bis $1000\ \mu\text{m}$ definiert. In dieser Arbeit wird ab einer Wellenlänge von $100\ \mu\text{m}$ aber der Begriff submm-Wellenlängenbereich verwendet.

Bereichsname	λ_{Start}	λ_{Ende}
UV	1 nm	380 nm
Optisch	380 nm	780 nm
Nahinfrarot	780 nm	$3\ \mu\text{m}$
Mittelinfrarot	$3\ \mu\text{m}$	$50\ \mu\text{m}$
Fernes Infrarot	$50\ \mu\text{m}$	$100\ \mu\text{m}$ ($1000\ \mu\text{m}^*$)
submm	$100\ \mu\text{m}$	$1000\ \mu\text{m}$
Millimeter	1 mm	1 cm

A.3 Wellenlängenkatolog 1

Tabelle A.3-T1: Hauptsächlich in der Arbeit verwendeter Wellenlängenkatolog.

Nr.	λ [μm]	Nr.	λ [μm]	Nr.	λ [μm]
1	0.0500000	35	1.903161	69	72.44041
2	0.0556487	36	2.118170	70	80.62437
3	0.0619356	37	2.357471	71	89.73293
4	0.0689328	38	2.623806	72	99.87051
5	0.0767205	39	2.920231	73	111.1534
6	0.0853880	40	3.250145	74	123.7110
7	0.0950348	41	3.617331	75	137.6872
8	0.1057714	42	4.025999	76	153.2424
9	0.1177209	43	4.480836	77	170.5550
10	0.1310205	44	4.987060	78	189.8235
11	0.1458225	45	5.550473	79	211.2688
12	0.1622968	46	6.177538	80	235.1370
13	0.1806323	47	6.875446	81	261.7016
14	0.2010393	48	7.652201	82	291.2674
15	0.2237517	49	8.516709	83	324.1733
16	0.2490301	50	9.478886	84	360.7968
17	0.2771643	51	10.54976	85	401.5579
18	0.3084770	52	11.74162	86	446.9240
19	0.3433272	53	13.06814	87	497.4153
20	0.3821146	54	14.54451	88	553.6108
21	0.4252841	55	16.18768	89	616.1550
22	0.4733306	56	18.01648	90	685.7652
23	0.5268052	57	20.05190	91	763.2396
24	0.5863210	58	22.31726	92	849.4667
25	0.6525607	59	24.83856	93	945.4353
26	0.7262838	60	27.64470	94	1052.246
27	0.8083358	61	30.76786	95	1171.124
28	0.8996577	62	34.24386	96	1303.431
29	1.001297	63	38.11256	97	1450.687
30	1.114418	64	42.41833	98	1614.578
31	1.240320	65	47.21055	99	1796.985
32	1.380445	66	52.54417	100	2000.000
33	1.536401	67	58.48035		
34	1.709976	68	65.08718		

A.4 Wellenlängenkatalog 2

Tabelle A.4-T1: Für die Studie zur Beobachtbarkeit von Binärsystem-Scheibe-Wechselwirkung (Kapitel 5) verwendeter Wellenlängenkatalog.

Nr.	λ [μm]	Nr.	λ [μm]
1	0.100	23	50.00
2	0.350	24	100.0
3	0.450	25	200.0
4	0.550	26	300.0
5	0.650	27	330.0
6	0.800	28	430.0
7	0.900	29	500.0
8	1.000	30	700.0
9	1.200	31	730.0
10	1.400	32	750.0
11	1.600	33	800.0
12	2.000	34	900.0
13	2.200	35	950.0
14	2.400	36	1000
15	3.000	37	1200
16	4.000	38	1300
17	5.000	39	1500
18	8.000	40	1700
19	9.000	41	2000
20	10.00	42	3300
21	20.00	43	5000
22	25.00		

A.5 Anzahl der Energiepakete in den MC3D Simulationen

Tabelle A.5-T1: Verwendete Anzahlen an Energiepaketen (Photonen) in den MC3D Simulationen zu jeder Einzelstudie zugeordnet durch die jeweiligen Abschnitte.

Projekt	Anzahl
Abschnitt 3.2, Temperatur	101 000
Abschnitt 3.3, Streuung	10^8
Abschnitt 4.2, Streuung	10^8
Abschnitt 4.2, Temperatur	101 000
Abschnitt 4.4, Streuung	$10^{10} - 1$
Abschnitt 4.4, Temperatur	$5 \cdot 10^6$
Abschnitt 4.4, Temperatur lokales Gitter	66 666
Kapitel 5, Temperatur	10^7
Kapitel 6, Streuung	$10^{10} - 1$
Kapitel 6, Temperatur	$1.33 \cdot 10^7$

A.6 Dichteverteilungen zum Abschnitt 3.3

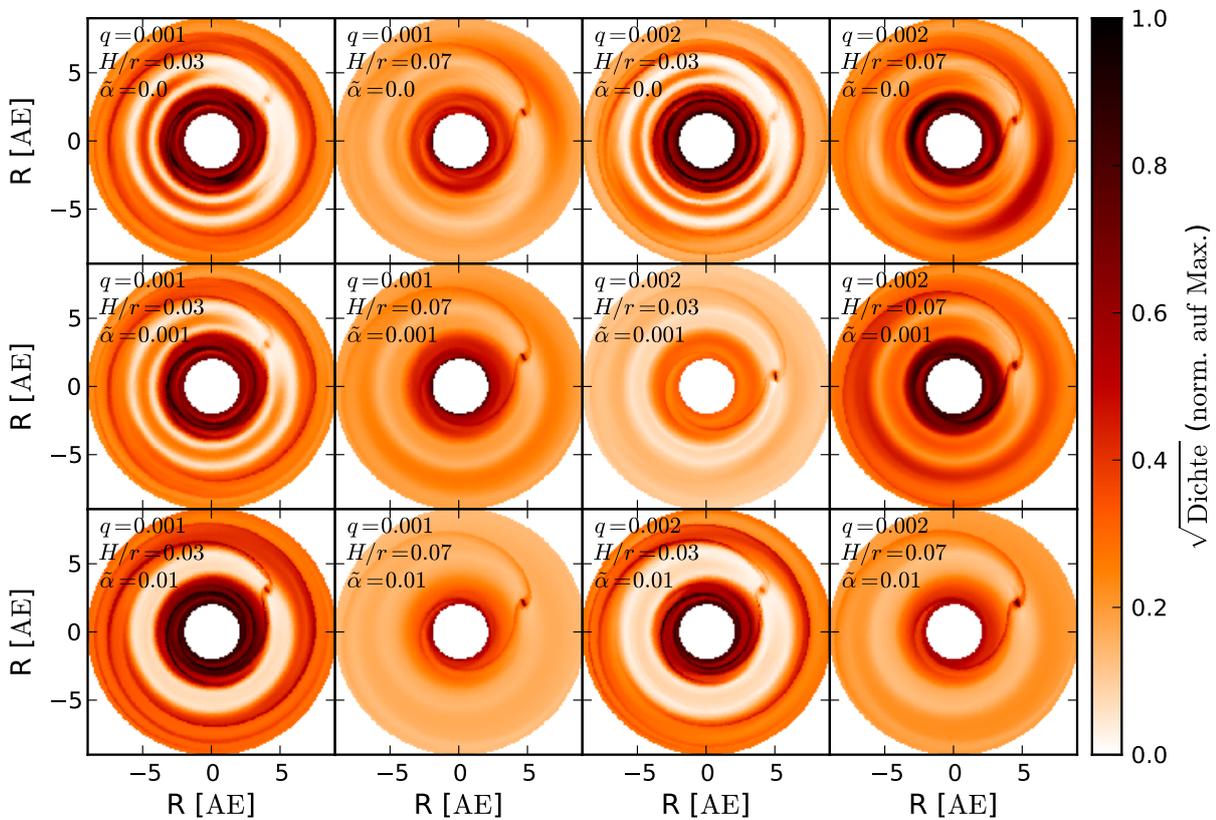


Abbildung A.6-A1: Darstellung der Dichteverteilungen aller für die Studie aus Abschnitt 3.3 verwendeten Hydrodynamiksimulationen. Alle für die Zuordnung des Modells wesentlichen Parameter sind in die einzelnen Graphiken eingetragen. Gezeigt ist jeweils die Scheibenmittelebene.

A.7 Dichteverteilungen zum Abschnitt 5.1

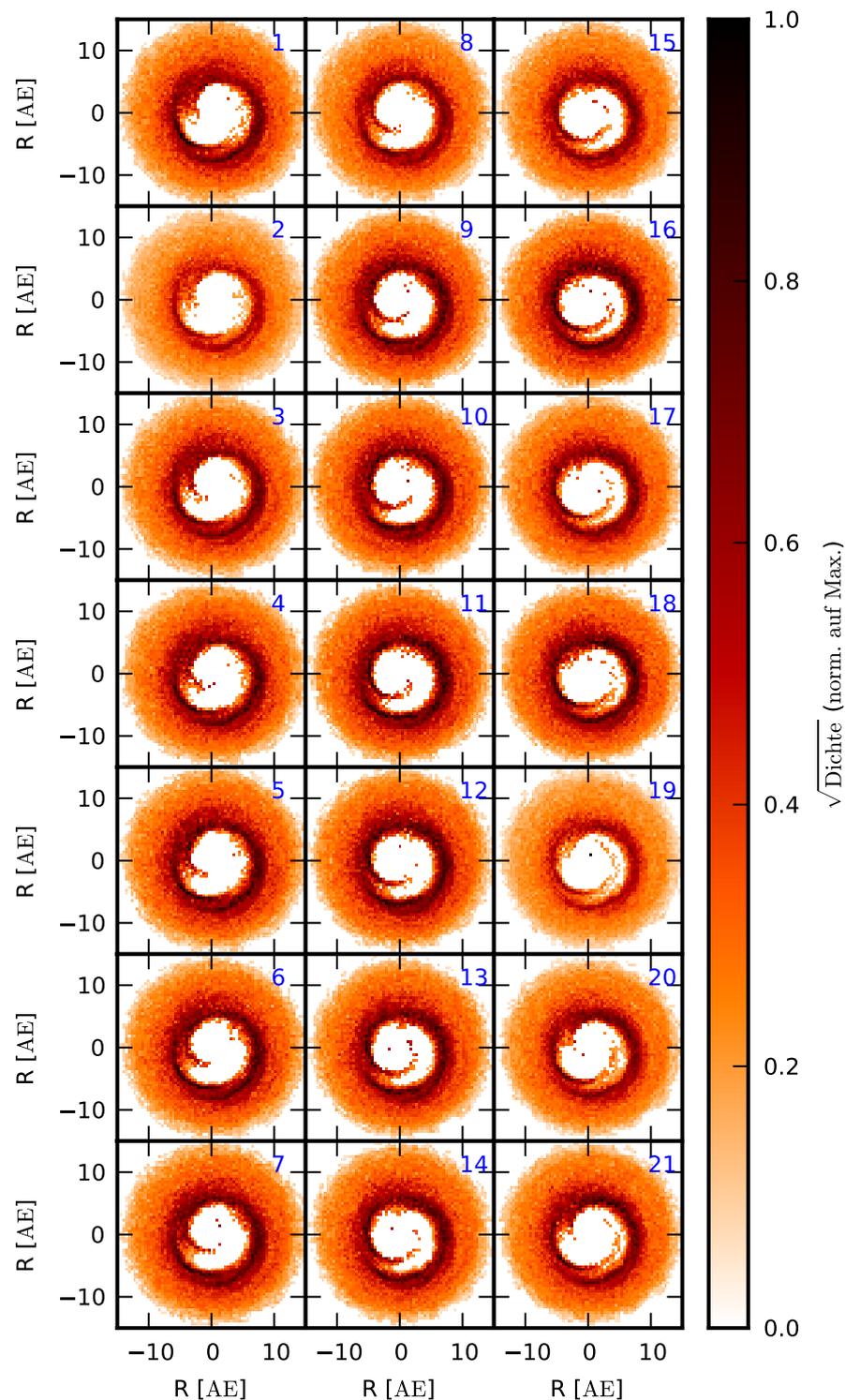


Abbildung A.7-A1: Darstellung der Dichteverteilung der im Abschnitt 5.1 beschriebenen SPH-Simulation der zirkumbinären Scheiben mit den Parametern $\mu = 0.5$, $i = 0^\circ$ und $e = 0.3$ zu allen 21 verwendeten Zeitpunkten. Es ist die Mittelebene der Scheibe gezeigt. Die Reihenfolge ist durch blaue Zahlen in jeder einzelnen Graphik gekennzeichnet.

Bild- und Urheberrechtsnachweis

Die Verwendung des Bildmaterial in den Abbildungen 3.2-A1, 3.2-A2, 3.3-A1, 3.3-A2, 3.3-A4, 3.3-A5, 3.3-A6, 6.2-A1, 6.3-A1, 6.4-A1, 6.4-A3, 6.4-A4, 6.4-A5 und 6.4-A6 ist durch den Rechteinhaber über das Editorial Office von Astronomy and Astrophysics, vertreten durch den Editor in Chief Thierry Forveille, in Form eines Schreibens vom 20. März 2015 genehmigt worden. Für diese Abbildungen gilt: *Reproduced with permission* ©ESO.

Die Verwendung der Graphik von HD 142527 in der Abbildung 2.7-A3 ist durch die Nature Publishing Group genehmigt.

Die Verwendung der Graphik von Lk H α 330 in der Abbildung 2.7-A3 ist von Andrea Isella genehmigt. Entsprechend des Copyright-Statements des diese Abbildung publizierenden Verlages IOP Science (<http://iopscience.iop.org/0004-637X/page/Copyright%20and%20permissions> vom 20. März 2015) ist dies für die Verwendung der Abbildung in einer Dissertation ausreichend.

Die Verwendung der Graphiken von SAO 206462 und SR 21 in der Abbildung 2.7-A3 ist von Laura Perez genehmigt. Entsprechend des Copyright-Statements des diese Abbildungen publizierenden Verlages IOP Science (<http://iopscience.iop.org/0004-637X/page/Copyright%20and%20permissions> vom 20. März 2015) ist dies für die Verwendung der Abbildung in einer Dissertation ausreichend.

Die Verwendung der Abbildungen 2.7-A2 und 2.7-A3 (Graphik von Oph IRS 48) ist durch das allgemeine Copyright-Statement von ALMA (siehe <http://www.almaobservatory.org/en/press-room/copyright> vom 20. März 2015) für diese nichtkommerzielle Nutzung erlaubt.

Die Verwendung der Abbildungen 2.0-A1 und 2.7-A3 (Graphik von Oph IRS 48 und HL Tau) ist durch das allgemeine Copyright-Statement der ESO (siehe <http://www.eso.org/public/germany/outreach/copyright/> vom 20. März 2015) entsprechend der Creative Commons 4.0 Lizenz (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/deed.de>) für diese nichtkommerzielle Nutzung erlaubt.

Die Abbildung 3.2-A3 wurde von Misato Fukagawa zur Verfügung gestellt.

Die Verwendung des Datenmaterials zur Erstellung der Abbildung 4.2-A2 ist von Rainer Köhler genehmigt.

Die Verwendung der Abbildung 4.3-A1 ist freundlicherweise durch Sascha P. Quanz genehmigt. Entsprechend des Copyright-Statements des diese Abbildung publizierenden Verlages IOP Science (<http://iopscience.iop.org/0004-637X/page/Copyright%20and%20permissions> vom 20. März 2015) ist dies für die Verwendung der Abbildung in einer Dissertation ausreichend.

Die Abbildungen 2.3-A2, 2.3-A3 und 4.4-A2 wurden mit inkscape erstellt.

Die Verwendung der von Ana L. Uribe erzeugten Daten in dieser Dissertation ist von Ana L. Uribe genehmigt worden.

Die Verwendung der von Aiara Lobo Gomes erzeugten Daten in dieser Dissertation ist von ihrem Arbeitsgruppenleiter Hubert Klahr genehmigt worden.

Die Verwendung der von Rainer Köhler erzeugten Daten in dieser Dissertation ist von Rainer Köhler genehmigt worden.

Die Verwendung der von Hubert Klahr erzeugten Daten in dieser Dissertation ist von Hubert Klahr genehmigt worden.

Die Verwendung der von Tatiana Demidova erzeugten Daten in dieser Dissertation ist von Tatiana Demidova genehmigt worden.

Die Verwendung der von Mario Flock erzeugten Daten in dieser Dissertation ist von Mario Flock genehmigt worden.

Schriftliche Stellungnahmen aller Parteien liegen vor.

Ein Großteil der Abbildungen in dieser Arbeit sind mit Python `matplotlib` erstellt worden (Hunter, 2007).

Literaturverzeichnis

- [Adams u. a. 2006] ADAMS, F. C. ; PROSZKOW, E. M. ; FATUZZO, M. ; MYERS, P. C.: Early Evolution of Stellar Groups and Clusters: Environmental Effects on Forming Planetary Systems. In: *ApJ* 641 (2006), April, S. 504–525
- [Agertz u. a. 2007] AGERTZ, O. ; MOORE, B. ; STADEL, J. ; POTTER, D. ; MINIATI, F. ; READ, J. ; MAYER, L. ; GAWRYSZCZAK, A. ; KRAVTSOV, A. ; NORDLUND, Å. ; PEARCE, F. ; QUILIS, V. ; RUDD, D. ; SPRINGEL, V. ; STONE, J. ; TASKER, E. ; TEYSSIER, R. ; WADSLEY, J. ; WALDER, R.: Fundamental differences between SPH and grid methods. In: *MNRAS* 380 (2007), September, S. 963–978
- [Alexander und Armitage 2007] ALEXANDER, R. D. ; ARMITAGE, P. J.: Dust dynamics during protoplanetary disc clearing. In: *MNRAS* 375 (2007), Februar, S. 500–512
- [Alfven 1983] ALFVEN, H.: On hierarchical cosmology. In: *Ap&SS* 89 (1983), Januar, S. 313–324
- [ALMA Partnership u. a. 2015] ALMA PARTNERSHIP, A. ; BROGAN, C. L. ; PEREZ, L. M. ; HUNTER, T. R. ; DENT, W. R. F. ; HALES, A. S. ; HILLS, R. ; CORDER, S. ; FOMALONT, E. B. ; VLAHAKIS, C. ; ASAKI, Y. ; BARKATS, D. ; HIROTA, A. ; HODGE, J. A. ; IMPELLIZZERI, C. M. V. ; KNEISSL, R. ; LIUZZO, E. ; LUCAS, R. ; MARCELINO, N. ; MATSUSHITA, S. ; NAKANISHI, K. ; PHILLIPS, N. ; RICHARDS, A. M. S. ; TOLEDO, I. ; ALADRO, R. ; BROGUIERE, D. ; CORTES, J. R. ; CORTES, P. C. ; DHAWAN, V. ; ESPADA, D. ; GALARZA, F. ; GARCIA-APPADOO, D. ; GUZMAN-RAMIREZ, L. ; HUMPHREYS, E. M. ; JUNG, T. ; KAMENO, S. ; LAING, R. A. ; LEON, S. ; MARCONI, G. ; NIKOLIC, B. ; NYMAN, L.-A. ; RADISZCZ, M. ; REMIJAN, A. ; RODON, J. A. ; SAWADA, T. ; TAKAHASHI, S. ; TILANUS, R. P. J. ; VILA VILARO, B. ; WATSON, L. C. ; WIKLIND, T. ; AKIYAMA, E. ; CHAPILLON, E. ; DE GREGORIO, I. ; DI FRANCESCO, J. ; GUETH, F. ; KAWAMURA, A. ; LEE, C.-F. ; NGUYEN LUONG, Q. ; MANGUM, J. ; PIETU, V. ; SANHUEZA, P. ; SAIGO, K. ; TAKAKUWA, S. ; UBACH, C. ; VAN KEMPEN, T. ; WOOTTEN, A. ; CASTRO-CARRIZO, A. ; FRANCKE, H. ; GALLARDO, J. ; GARCIA, J. ; GONZALEZ, S. ; HILL, T. ; KAMINSKI, T. ; KURONO, Y. ; LIU, H.-Y. ; LOPEZ, C. ; MORALES, F. ; PLARRE, K. ; SCHIEVEN, G. ; TESTI, L. ; VIDELA, L. ; VILLARD, E. ; ANDREANI, P. ; HIBBARD, J. E. ; TATEMATSU, K.: First Results from High Angular Resolution ALMA Observations Toward the HL Tau Region. In: *ArXiv e-prints* (2015), März
- [ALMA-Pressemeldung 03.10.2011] ALMA-PRESSEMELDUNG: *ALMA Opens Its Eyes*. Website. 03.10.2011. – Online erhältlich unter <http://www.almaobservatory.org/en/early-science-press-release>.
- [ALMA-Webseite 10.03.2014] ALMA-WEBSEITE: *ALMA Atmosphären Modell*. 10.03.2014. – URL <http://almascience.eso.org/about-alma/weather/atmosphere-model>

- [Amara u. a. 2015] AMARA, A. ; QUANZ, S. P. ; AKERET, J.: PynPoint code for exoplanet imaging. In: *Astronomy and Computing* 10 (2015), April, S. 107–115
- [Andre u. a. 1993] ANDRE, P. ; WARD-THOMPSON, D. ; BARSONY, M.: Submillimeter continuum observations of Rho Ophiuchi A - The candidate protostar VLA 1623 and prestellar clumps. In: *ApJ* 406 (1993), März, S. 122–141
- [Andreani 2015] ANDREANI, P.: *ALMA Cycle 3 Proposer's Guide and Capabilities, Version 1.0*, ALMA, März 2015
- [Andrews u. a. 2014] ANDREWS, S. M. ; CHANDLER, C. J. ; ISELLA, A. ; BIRNSTIEL, T. ; ROSENFELD, K. A. ; WILNER, D. J. ; PÉREZ, L. M. ; RICCI, L. ; CARPENTER, J. M. ; CALVET, N. ; CORDER, S. A. ; DELLER, A. T. ; DULLEMOND, C. P. ; GREAVES, J. S. ; HARRIS, R. J. ; HENNING, T. ; KWON, W. ; LAZIO, J. ; LINZ, H. ; MUNDY, L. G. ; SARGENT, A. I. ; STORM, S. ; TESTI, L.: Resolved Multifrequency Radio Observations of GG Tau. In: *ApJ* 787 (2014), Juni, S. 148
- [Andrews und Williams 2005] ANDREWS, S. M. ; WILLIAMS, J. P.: Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga: The Submillimeter Perspective. In: *ApJ* 631 (2005), Oktober, S. 1134–1160
- [Andrews und Williams 2007a] ANDREWS, S. M. ; WILLIAMS, J. P.: A Submillimeter View of Circumstellar Dust Disks in ρ Ophiuchi. In: *ApJ* 671 (2007), Dezember, S. 1800–1812
- [Andrews und Williams 2007b] ANDREWS, S. M. ; WILLIAMS, J. P.: High-Resolution Submillimeter Constraints on Circumstellar Disk Structure. In: *ApJ* 659 (2007), April, S. 705–728
- [Andrews u. a. 2009] ANDREWS, S. M. ; WILNER, D. J. ; HUGHES, A. M. ; QI, C. ; DULLEMOND, C. P.: Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. In: *ApJ* 700 (2009), August, S. 1502–1523
- [Andrews u. a. 2010] ANDREWS, S. M. ; WILNER, D. J. ; HUGHES, A. M. ; QI, C. ; DULLEMOND, C. P.: Protoplanetary Disk Structures in Ophiuchus. II. Extension to Fainter Sources. In: *ApJ* 723 (2010), November, S. 1241–1254
- [Armitage 2010] ARMITAGE, P. J.: *Astrophysics of Planet Formation*. Cambridge University Press, 1st edition, 2010
- [Armitage 2011] ARMITAGE, P. J.: Dynamics of Protoplanetary Disks. In: *ARA&A* 49 (2011), September, S. 195–236
- [Artymowicz und Lubow 1994] ARTYMOWICZ, P. ; LUBOW, S. H.: Dynamics of binary-disk interaction. 1: Resonances and disk gap sizes. In: *ApJ* 421 (1994), Februar, S. 651–667
- [ASC 2014] ASC: *ALMA Sensitivity Calculator Webseite*. 2014. – URL <https://almascience.eso.org/proposing/sensitivity-calculator>

- [Backman und Paresce 1993] BACKMAN, D. E. ; PARESCE, F.: Main-sequence stars with circumstellar solid material - The VEGA phenomenon. In: LEVY, E. H. (Hrsg.) ; LUNINE, J. I. (Hrsg.): *Protostars and Planets III*, 1993, S. 1253–1304
- [Bai 2014] BAI, X.-N.: Hall-effect Controlled Gas Dynamics in Protoplanetary Disks: I. Inner Disk. In: *ArXiv e-prints 1402.7102* (2014), Februar
- [Balbus und Hawley 1991] BALBUS, S. A. ; HAWLEY, J. F.: A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution. In: *ApJ* 376 (1991), Juli, S. 214–233
- [Bally und Scoville 1982] BALLY, J. ; SCOVILLE, N. Z.: Structure and evolution of molecular clouds near H II regions. II - The disk constrained H II region, S106. In: *ApJ* 255 (1982), April, S. 497–509
- [Baraffe u. a. 2002] BARAFFE, I. ; CHABRIER, G. ; ALLARD, F. ; HAUSCHILD, P. H.: Evolutionary models for low-mass stars and brown dwarfs: Uncertainties and limits at very young ages. In: *A&A* 382 (2002), Februar, S. 563–572
- [Barge und Sommeria 1995] BARGE, P. ; SOMMERIA, J.: Did planet formation begin inside persistent gaseous vortices? In: *A&A* 295 (1995), März, S. L1–L4
- [Bastien und Menard 1988] BASTIEN, P. ; MENARD, F.: On the interpretation of polarization maps of young stellar objects. In: *ApJ* 326 (1988), März, S. 334–338
- [Beckers 1993] BECKERS, J. M.: Adaptive optics for astronomy - Principles, performance, and applications. In: *ARA&A* 31 (1993), S. 13–62
- [Beckwith u. a. 2000] BECKWITH, S. V. W. ; HENNING, T. ; NAKAGAWA, Y.: Dust Properties and Assembly of Large Particles in Protoplanetary Disks. In: *Protostars and Planets IV* (2000), Mai, S. 533
- [Beckwith und Sargent 1991] BECKWITH, S. V. W. ; SARGENT, A. I.: Particle emissivity in circumstellar disks. In: *ApJ* 381 (1991), November, S. 250–258
- [Beckwith u. a. 1990] BECKWITH, S. V. W. ; SARGENT, A. I. ; CHINI, R. S. ; GUESTEN, R.: A survey for circumstellar disks around young stellar objects. In: *AJ* 99 (1990), März, S. 924–945
- [Benz u. a. 2014] BENZ, W. ; IDA, S. ; ALIBERT, Y. ; LIN, D. ; MORDASINI, C.: Planet Population Synthesis. In: *Protostars and Planets VI* (2014), S. 691–713
- [Beuzit u. a. 2008] BEUZIT, J.-L. ; FELDT, M. ; DOHLEN, K. ; MOUILLET, D. ; PUGET, P. ; WILDI, F. ; ABE, L. ; ANTICHI, J. ; BARUFFOLO, A. ; BAUDOZ, P. ; BOCCALETTI, A. ; CARBILLET, M. ; CHARTON, J. ; CLAUDI, R. ; DOWNING, M. ; FABRON, C. ; FEAUTRIER, P. ; FEDRIGO, E. ; FUSCO, T. ; GACH, J.-L. ; GRATTON, R. ; HENNING, T. ; HUBIN, N. ; JOOS, F. ; KASPER, M. ; LANGLOIS, M. ; LENZEN, R. ; MOUTOU, C. ; PAVLOV, A. ; PETIT, C. ; PRAGT, J. ; RABOU, P. ; RIGAL, F. ; ROELFSEMA, R. ; ROUSSET, G. ; SAISSE, M. ; SCHMID, H.-M. ; STADLER, E. ; THALMANN, C. ; TURATTO, M. ; UDRY, S. ; VAKILI, F. ; WATERS, R.: SPHERE: a 'Planet Finder' instrument for the VLT. In: *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* Bd. 7014, Juli 2008, S. 18

- [Birnstiel u. a. 2010a] BIRNSTIEL, T. ; DULLEMOND, C. P. ; BRAUER, F.: Gas- and dust evolution in protoplanetary disks. In: *A&A* 513 (2010), April, S. A79
- [Birnstiel u. a. 2011] BIRNSTIEL, T. ; ORMEL, C. W. ; DULLEMOND, C. P.: Dust size distributions in coagulation/fragmentation equilibrium: numerical solutions and analytical fits. In: *A&A* 525 (2011), Januar, S. A11
- [Birnstiel u. a. 2010b] BIRNSTIEL, T. ; RICCI, L. ; TROTTA, F. ; DULLEMOND, C. P. ; NATTA, A. ; TESTI, L. ; DOMINIK, C. ; HENNING, T. ; ORMEL, C. W. ; ZSOM, A.: Testing the theory of grain growth and fragmentation by millimeter observations of protoplanetary disks. In: *A&A* 516 (2010), Juni, S. L14
- [Bitsch und Kley 2010] BITSCH, B. ; KLEY, W.: Orbital evolution of eccentric planets in radiative discs. In: *Astronomy and Astrophysics* 523 (2010), November, S. A30
- [Bitsch und Kley 2011] BITSCH, B. ; KLEY, W.: Evolution of inclined planets in three-dimensional radiative discs. In: *Astronomy and Astrophysics* 530 (2011), Juni, S. A41
- [Bjorkman und Wood 2001] BJORKMAN, J. E. ; WOOD, K.: Radiative Equilibrium and Temperature Correction in Monte Carlo Radiation Transfer. In: *ApJ* 554 (2001), Juni, S. 615–623
- [Bodenheimer u. a. 2000] BODENHEIMER, P. ; HUBICKYJ, O. ; LISSAUER, J. J.: Models of the in Situ Formation of Detected Extrasolar Giant Planets. In: *Icarus* 143 (2000), Januar, S. 2–14
- [Bohren und Huffman 1983] BOHREN, C. F. ; HUFFMAN, D. R. ; BOHREN, C. F. & HUFFMAN, D. R. (Hrsg.): *Absorption and scattering of light by small particles*. 1983
- [Boley u. a. 2010] BOLEY, A. C. ; HAYFIELD, T. ; MAYER, L. ; DURISEN, R. H.: Clumps in the outer disk by disk instability: Why they are initially gas giants and the legacy of disruption. In: *Icarus* 207 (2010), Juni, S. 509–516
- [Bonavita und Desidera 2007] BONAVIDA, M. ; DESIDERA, S.: The frequency of planets in multiple systems. In: *A&A* 468 (2007), Juni, S. 721–729
- [Bonnell und Bate 1994] BONNELL, I. A. ; BATE, M. R.: The Formation of Close Binary Systems. In: *MNRAS* 271 (1994), Dezember, S. 999–1004
- [Boss 2007] BOSS, A. P.: Testing Disk Instability Models for Giant Planet Formation. In: *ApJ* 661 (2007), Mai, S. L73–L76
- [Bouwman u. a. 2001] BOUWMAN, J. ; MEEUS, G. ; DE KOTER, A. ; HONY, S. ; DOMINIK, C. ; WATERS, L. B. F. M.: Processing of silicate dust grains in Herbig Ae/Be systems. In: *A&A* 375 (2001), September, S. 950–962
- [Brandenburg und von Rekowski 2007] BRANDENBURG, A. ; VON REKOWSKI, B.: Dynamos in accretion discs. In: *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 78 (2007), S. 374–+

- [Brauer u. a. 2008] BRAUER, F. ; DULLEMOND, C. P. ; HENNING, T.: Coagulation, fragmentation and radial motion of solid particles in protoplanetary disks. In: *A&A* 480 (2008), März, S. 859–877
- [Brauer 2012] BRAUER, Robert: *Beobachtbarkeit von Wassereis in zirkumstellaren Scheiben*, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Bachelorarbeit, 2012
- [Brown u. a. 2004] BROWN, R. L. ; WILD, W. ; CUNNINGHAM, C.: ALMA - the Atacama large millimeter array. In: *Advances in Space Research* 34 (2004), S. 555–559
- [Bruderer u. a. 2009] BRUDERER, S. ; DOTY, S. D. ; BENZ, A. O.: Chemical Modeling of Young Stellar Objects. I. Method and Benchmarks. In: *ApJS* 183 (2009), August, S. 179–196
- [Bruderer u. a. 2012] BRUDERER, S. ; VAN DISHOECK, E. F. ; DOTY, S. D. ; HERCZEG, G. J.: The warm gas atmosphere of the HD 100546 disk seen by Herschel. Evidence of a gas-rich, carbon-poor atmosphere? In: *A&A* 541 (2012), Mai, S. A91
- [Burrows u. a. 1997] BURROWS, A. ; MARLEY, M. ; HUBBARD, W. B. ; LUNINE, J. I. ; GUILLOT, T. ; SAUMON, D. ; FREEDMAN, R. ; SUDARSKY, D. ; SHARP, C.: A Nongray Theory of Extrasolar Giant Planets and Brown Dwarfs. In: *ApJ* 491 (1997), Dezember, S. 856–875
- [Cai u. a. 2010] CAI, K. ; PICKETT, M. K. ; DURISEN, R. H. ; MILNE, A. M.: Giant Planet Formation by Disk Instability: A Comparison Simulation with an Improved Radiative Scheme. In: *ApJ* 716 (2010), Juni, S. L176–L180
- [CASA-Webseite 2015] CASA-WEBSEITE: *Common Astronomy Software Applications*. 2015. – URL http://casaguides.nrao.edu/index.php?title=Main_Page
- [Casassus u. a. 2013] CASASSUS, S. ; VAN DER PLAS, G. ; M, S. P. ; DENT, W. R. F. ; FOMALONT, E. ; HAGELBERG, J. ; HALES, A. ; JORDÁN, A. ; MAWET, D. ; MÉNARD, F. ; WOOTTEN, A. ; WILNER, D. ; HUGHES, A. M. ; SCHREIBER, M. R. ; GIRARD, J. H. ; ERCOLANO, B. ; CANOVAS, H. ; ROMÁN, P. E. ; SALINAS, V.: Flows of gas through a protoplanetary gap. In: *Nature* 493 (2013), Januar, S. 191–194
- [Clark 1980] CLARK, B. G.: An efficient implementation of the algorithm 'CLEAN'. In: *A&A* 89 (1980), September, S. 377
- [Clarke u. a. 2001] CLARKE, C. J. ; GENDRIN, A. ; SOTOMAYOR, M.: The dispersal of circumstellar discs: the role of the ultraviolet switch. In: *MNRAS* 328 (2001), Dezember, S. 485–491
- [Corder u. a. 2005] CORDER, S. ; EISNER, J. ; SARGENT, A.: AB Aurigae Resolved: Evidence for Spiral Structure. In: *ApJ* 622 (2005), April, S. L133–L136
- [Cossins u. a. 2010] COSSINS, P. ; LODATO, G. ; TESTI, L.: Resolved images of self-gravitating circumstellar discs with ALMA. In: *MNRAS* 407 (2010), September, S. 181–188

- [Craig und Krumholz 2013] CRAIG, J. ; KRUMHOLZ, M. R.: Close Stellar Encounters in Young, Substructured, Dissolving Star Clusters: Statistics and Effects on Planetary Systems. In: *ApJ* 769 (2013), Juni, S. 150
- [Cumming u. a. 2008] CUMMING, A. ; BUTLER, R. P. ; MARCY, G. W. ; VOGT, S. S. ; WRIGHT, J. T. ; FISCHER, D. A.: The Keck Planet Search: Detectability and the Minimum Mass and Orbital Period Distribution of Extrasolar Planets. In: *PASP* 120 (2008), Mai, S. 531–554
- [D’Alessio u. a. 2006] D’ALESSIO, P. ; CALVET, N. ; HARTMANN, L. ; FRANCO-HERNÁNDEZ, R. ; SERVÍN, H.: Effects of Dust Growth and Settling in T Tauri Disks. In: *ApJ* 638 (2006), Februar, S. 314–335
- [Dartois u. a. 2003] DARTOIS, E. ; DUTREY, A. ; GUILLOTEAU, S.: Structure of the DM Tau Outer Disk: Probing the vertical kinetic temperature gradient. In: *A&A* 399 (2003), Februar, S. 773–787
- [de Zeeuw u. a. 1999] DE ZEEUW, P. T. ; HOOGERWERF, R. ; DE BRUIJNE, J. H. J. ; BROWN, A. G. A. ; BLAAUW, A.: A HIPPARCOS Census of the Nearby OB Associations. In: *AJ* 117 (1999), Januar, S. 354–399
- [Demidova u. a. 2010] DEMIDOVA, T. V. ; GRININ, V. P. ; SOTNIKOVA, N. Y.: Brightness oscillations in models of young binary systems with low-mass secondary components. In: *Astronomy Letters* 36 (2010), Juli, S. 498–505
- [Demidova und Shevchenko 2014] DEMIDOVA, T. V. ; SHEVCHENKO, I. I.: Spiral patterns in planetesimal circumbinary disks. In: *ArXiv e-prints* (2014), Juli
- [Dent u. a. 2006] DENT, W. R. F. ; TORRELLES, J. M. ; OSORIO, M. ; CALVET, N. ; ANGLADA, G.: The circumstellar disc around the Herbig AeBe star HD169142. In: *MNRAS* 365 (2006), Februar, S. 1283–1287
- [DIN 5031 Teil 7 1984] DIN 5031 TEIL 7: *DIN 5031 Teil 7: Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik; Benennung der Wellenlängenbereiche. Januar 1984 (IR, VIS und UV*, Januar 1984
- [Dohnanyi 1969] DOHNANYI, J. S.: Collisional Model of Asteroids and Their Debris. In: *Journal of Geophysical Research* 74 (1969), Mai, S. 2531
- [Dominik u. a. 2007] DOMINIK, C. ; BLUM, J. ; CUZZI, J. N. ; WURM, G.: Growth of Dust as the Initial Step Toward Planet Formation. In: *Protostars and Planets V* (2007), S. 783–800
- [Douglas u. a. 2013] DOUGLAS, T. A. ; CASELLI, P. ; ILEE, J. D. ; BOLEY, A. C. ; HARTQUIST, T. W. ; DURISEN, R. H. ; RAWLINGS, J. M. C.: Simulated Observations of Young Gravitationally Unstable Protoplanetary Discs. In: *ArXiv e-prints* (2013), Mai
- [Draine 2003] DRAINE, B. T.: Interstellar Dust Grains. In: *ARA&A* 41 (2003), S. 241–289
- [Draine und Malhotra 1993] DRAINE, B. T. ; MALHOTRA, S.: On graphite and the 2175 Å extinction profile. In: *ApJ* 414 (1993), September, S. 632–645

- [Duchêne 1999] DUCHÊNE, G.: Binary fraction in low-mass star forming regions: a reexamination of the possible excesses and implications. In: *A&A* 341 (1999), Januar, S. 547–552
- [Duchêne u. a. 2007] DUCHÊNE, G. ; BONTEMPS, S. ; BOUVIER, J. ; ANDRÉ, P. ; DJUPVIK, A. A. ; GHEZ, A. M.: Multiple protostellar systems. II. A high resolution near-infrared imaging survey in nearby star-forming regions. In: *A&A* 476 (2007), Dezember, S. 229–242
- [Dullemond und Dominik 2005] DULLEMOND, C. P. ; DOMINIK, C.: Dust coagulation in protoplanetary disks: A rapid depletion of small grains. In: *A&A* 434 (2005), Mai, S. 971–986
- [Dullemond u. a. 2007] DULLEMOND, C. P. ; HOLLENBACH, D. ; KAMP, I. ; D’ALESSIO, P.: Models of the Structure and Evolution of Protoplanetary Disks. In: *Protostars and Planets V* (2007), S. 555–572
- [Dullemond und Monnier 2010] DULLEMOND, C. P. ; MONNIER, J. D.: The Inner Regions of Protoplanetary Disks. In: *ARA&A* 48 (2010), September, S. 205–239
- [Dunkin u. a. 1997] DUNKIN, S. K. ; BARLOW, M. J. ; RYAN, S. G.: High-resolution spectroscopy of Vega-like stars - I. Effective temperatures, gravities and photospheric abundances. In: *MNRAS* 286 (1997), April, S. 604–616
- [Durisen u. a. 2007] DURISEN, R. H. ; BOSS, A. P. ; MAYER, L. ; NELSON, A. F. ; QUINN, T. ; RICE, W. K. M.: Gravitational Instabilities in Gaseous Protoplanetary Disks and Implications for Giant Planet Formation. In: *Protostars and Planets V* (2007), S. 607–622
- [Dutrey u. a. 2014] DUTREY, A. ; DI FOLCO, E. ; GUILLOTEAU, S. ; BOEHLER, Y. ; BARY, J. ; BECK, T. ; BEUST, H. ; CHAPILLON, E. ; GUETH, F. ; HURÉ, J.-M. ; PIERENS, A. ; PIÉTU, V. ; SIMON, M. ; TANG, Y.-W.: Possible planet formation in the young, low-mass, multiple stellar system GG Tau A. In: *Nature* 514 (2014), Oktober, S. 600–602
- [Dzyurkevich u. a. 2010] DZYURKEVICH, N. ; FLOCK, M. ; TURNER, N. J. ; KLAHR, H. ; HENNING, T.: Trapping solids at the inner edge of the dead zone: 3-D global MHD simulations. In: *A&A* 515 (2010), Juni, S. A70
- [Erbrecht u. a. 1999] ERBRECHT, Rüdiger ; KÖNIG, Hubert ; MARTIN, Karlheinz: *Das große Tafelwerk. Formelsammlung für die Sekundarstufen I und II. Östliche Bundesländer und Berlin: Das große Tafelwerk. Sekundarstufen I und II. ... Unterricht bis zum Abitur.* 1. A., Nachdr. Cornelsen, 7 1999. – ISBN 9783060207602
- [ESO Pressemeldung 1325c 06.06.2013] ESO PRESSEMELDUNG 1325C: *ESO Pressemeldung 1325c.* Website. 06.06.2013. – Online erhältlich unter <http://www.eso.org/public/germany/images/eso1325c/>.
- [ESO Pressemeldung 1436 06.11.2014] ESO PRESSEMELDUNG 1436: *ESO Pressemeldung 1436.* Website. 06.11.2014. – Online erhältlich unter <http://www.eso.org/public/switzerland-de/news/eso1436/>.

- [Espaillat u. a. 2012] ESPAILLAT, C. ; INGLEBY, L. ; HERNÁNDEZ, J. ; FURLAN, E. ; D’ALESSIO, P. ; CALVET, N. ; ANDREWS, S. ; MUZEROLLE, J. ; QI, C. ; WILNER, D.: On the Transitional Disk Class: Linking Observations of T Tauri Stars and Physical Disk Models. In: *ApJ* 747 (2012), März, S. 103
- [Espaillat u. a. 2014] ESPAILLAT, C. ; MUZEROLLE, J. ; NAJITA, J. ; ANDREWS, S. ; ZHU, Z. ; CALVET, N. ; KRAUS, S. ; HASHIMOTO, J. ; KRAUS, A. ; D’ALESSIO, P.: An Observational Perspective of Transitional Disks. In: *Protostars and Planets VI* (2014), S. 497–520
- [Evans u. a. 2009] EVANS, N. ; CALVET, N. ; CIEZA, L. ; FORBRICH, J. ; HILLENBRAND, L. ; LADA, C. ; MERÍN, B. ; STROM, S. ; WATSON, D.: The Diskionary: A Glossary of Terms Commonly Used for Disks and Related Objects, First Edition. In: *ArXiv e-prints* (2009), Januar
- [exoplanets.org 04.04.2015] EXOPLANETS.ORG: *Webseite: exoplanets.org mit Auflistung aller Exoplanetenbeobachtungen.* 04.04.2015. – URL <http://www.exoplanets.org/>
- [Fedele u. a. 2010] FEDELE, D. ; VAN DEN ANCKER, M. E. ; HENNING, T. ; JAYAWARDHANA, R. ; OLIVEIRA, J. M.: Timescale of mass accretion in pre-main-sequence stars. In: *A&A* 510 (2010), Februar, S. A72
- [Flock u. a. 2013] FLOCK, M. ; FROMANG, S. ; GONZÁLEZ, M. ; COMMERÇON, B.: Radiation magnetohydrodynamics in global simulations of protoplanetary discs. In: *A&A* 560 (2013), Dezember, S. A43
- [Flock u. a. 2012] FLOCK, M. ; HENNING, T. ; KLAHR, H.: Turbulence in Weakly Ionized Protoplanetary Disks. In: *ApJ* 761 (2012), Dezember, S. 95
- [Flock u. a. 2015] FLOCK, M. ; RUGE, J. P. ; DZYURKEVICH, N. ; HENNING, T. ; KLAHR, H. ; WOLF, S.: Gaps, rings, and non-axisymmetric structures in protoplanetary disks. From simulations to ALMA observations. In: *A&A* 574 (2015), Februar, S. A68
- [Fouchet u. a. 2012] FOUCHET, L. ; ALIBERT, Y. ; MORDASINI, C. ; BENZ, W.: Effects of disk irradiation on planet population synthesis. In: *A&A* 540 (2012), April, S. A107
- [Fouchet u. a. 2010] FOUCHET, L. ; GONZALEZ, J.-F. ; MADDISON, S. T.: Planet gaps in the dust layer of 3D protoplanetary disks. I. Hydrodynamical simulations of T Tauri disks. In: *A&A* 518 (2010), Juli, S. A16
- [Frank u. a. 2002] FRANK, J. ; KING, A. ; RAINE, D. J.: *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition.* Januar 2002
- [Fromang und Papaloizou 2006] FROMANG, S. ; PAPALOIZOU, J.: Dust settling in local simulations of turbulent protoplanetary disks. In: *A&A* 452 (2006), Juni, S. 751–762
- [Garmire u. a. 2000] GARMIRE, G. ; FEIGELSON, E. D. ; BROOS, P. ; HILLENBRAND, L. A. ; PRAVDO, S. H. ; TOWNSLEY, L. ; TSUBOI, Y.: Chandra X-Ray Observatory Study of the Orion Nebula Cluster and BN/KL Region. In: *AJ* 120 (2000), September, S. 1426–1435

- [Goldreich und Tremaine 1979] GOLDREICH, P. ; TREMAINE, S.: The excitation of density waves at the Lindblad and corotation resonances by an external potential. In: *The Astrophysical Journal* 233 (1979), November, S. 857–871
- [Goldreich und Tremaine 1980] GOLDREICH, P. ; TREMAINE, S.: Disk-satellite interactions. In: *ApJ* 241 (1980), Oktober, S. 425–441
- [Gonzalez u. a. 2012] GONZALEZ, J.-F. ; PINTE, C. ; MADDISON, S. T. ; MÉNARD, F. ; FOUCHET, L.: Planet gaps in the dust layer of 3D protoplanetary disks. II. Observability with ALMA. In: *A&A* 547 (2012), November, S. A58
- [Grady u. a. 2007] GRADY, C. A. ; SCHNEIDER, G. ; HAMAGUCHI, K. ; SITKO, M. L. ; CARPENTER, W. J. ; HINES, D. ; COLLINS, K. A. ; WILLIGER, G. M. ; WOODGATE, B. E. ; HENNING, T. ; MÉNARD, F. ; WILNER, D. ; PETRE, R. ; PALUNAS, P. ; QUIRRENBACH, A. ; NUTH, J. A. ; SILVERSTONE, M. D. ; KIM, J. S.: The Disk and Environment of a Young Vega Analog: HD 169142. In: *ApJ* 665 (2007), August, S. 1391–1406
- [Gräfe u. a. 2013] GRÄFE, C. ; WOLF, S. ; GUILLOTEAU, S. ; DUTREY, A. ; STAPELFELDT, K. R. ; PONTOPPIDAN, K. M. ; SAUTER, J.: Vertical settling and radial segregation of large dust grains in the circumstellar disk of the Butterfly Star. In: *A&A* 553 (2013), Mai, S. A69
- [Gregory 2011] GREGORY, Philip C.: Bayesian re-analysis of the Gliese 581 exoplanet system. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 415 (2011), Nr. 3, S. 2523–2545. – URL <http://mnras.oxfordjournals.org/content/415/3/2523.abstract>
- [Guilloteau und Dutrey 1998] GUILLOTEAU, S. ; DUTREY, A.: Physical parameters of the Keplerian protoplanetary disk of DM Tauri. In: *A&A* 339 (1998), November, S. 467–476
- [Guilloteau u. a. 2011] GUILLOTEAU, S. ; DUTREY, A. ; PIÉTU, V. ; BOEHLER, Y.: A dual-frequency sub-arcsecond study of proto-planetary disks at mm wavelengths: first evidence for radial variations of the dust properties. In: *A&A* 529 (2011), Mai, S. A105
- [Guilloteau u. a. 1999] GUILLOTEAU, S. ; DUTREY, A. ; SIMON, M.: GG Tauri: the ring world. In: *A&A* 348 (1999), August, S. 570–578
- [Guilloteau u. a. 2012] GUILLOTEAU, S. ; DUTREY, A. ; WAKELAM, V. ; HERSANT, F. ; SEMENOV, D. ; CHAPILLON, E. ; HENNING, T. ; PIÉTU, V.: Chemistry in disks. VIII. The CS molecule as an analytic tracer of turbulence in disks. In: *A&A* 548 (2012), Dezember, S. A70
- [Guimarães u. a. 2006] GUIMARÃES, M. M. ; ALENCAR, S. H. P. ; CORRADI, W. J. B. ; VIEIRA, S. L. A.: Stellar parameters and evidence of circumstellar activity for a sample of Herbig Ae/Be stars. In: *A&A* 457 (2006), Oktober, S. 581–589
- [Günther und Kley 2002] GÜNTHER, R. ; KLEY, W.: Circumbinary disk evolution. In: *A&A* 387 (2002), Mai, S. 550–559
- [Haisch u. a. 2001] HAISCH, K. E. ; LADA, E. A. ; LADA, C. J.: Disk Frequencies and Lifetimes in Young Clusters. In: *ApJ* 553 (2001), Juni, S. L153–L156

- [Haniff 2007] HANIFF, C.: An introduction to the theory of interferometry. In: *New Astronomy Review* 51 (2007), Oktober, S. 565–575
- [Hartmann u. a. 1998] HARTMANN, L. ; CALVET, N. ; GULLBRING, E. ; D’ALESSIO, P.: Accretion and the Evolution of T Tauri Disks. In: *ApJ* 495 (1998), März, S. 385–+
- [Hildebrand 1983] HILDEBRAND, R. H.: The Determination of Cloud Masses and Dust Characteristics from Submillimetre Thermal Emission. In: *QJRAS* 24 (1983), September, S. 267
- [Hillenbrand und White 2004] HILLENBRAND, L. A. ; WHITE, R. J.: An Assessment of Dynamical Mass Constraints on Pre-Main-Sequence Evolutionary Tracks. In: *ApJ* 604 (2004), April, S. 741–757
- [Hirsch 1990] HIRSCH, Charles: *Numerical Computation of Internal and External Flows, Volume 2, Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows*. Bd. 2. 1990. – 714 S
- [Högbom 1974] HÖGBOM, J. A.: Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines. In: *A&AS* 15 (1974), Juni, S. 417
- [Hollenbach u. a. 1994] HOLLENBACH, D. ; JOHNSTONE, D. ; LIZANO, S. ; SHU, F.: Photoevaporation of disks around massive stars and application to ultracompact H II regions. In: *ApJ* 428 (1994), Juni, S. 654–669
- [Hollenbach u. a. 2000] HOLLENBACH, D. J. ; YORKE, H. W. ; JOHNSTONE, D.: Disk Dispersal around Young Stars. In: *Protostars and Planets IV* (2000), Mai, S. 401–+
- [Honda u. a. 2012] HONDA, M. ; MAASKANT, K. ; OKAMOTO, Y. K. ; KATAZA, H. ; FUKAGAWA, M. ; WATERS, L. B. F. M. ; DOMINIK, C. ; TIELENS, A. G. G. M. ; MULDER, G. D. ; MIN, M. ; YAMASHITA, T. ; FUJIYOSHI, T. ; MIYATA, T. ; SAKO, S. ; SAKON, I. ; FUJIWARA, H. ; ONAKA, T.: Mid-infrared Imaging of the Transitional Disk of HD 169142: Measuring the Size of the Gap. In: *ApJ* 752 (2012), Juni, S. 143
- [Houk und Cowley 1975] HOUK, N. ; COWLEY, A. P.: *University of Michigan Catalogue of two-dimensional spectral types for the HD stars. Volume I. Declinations -90 to -53 degree*. 1975
- [Hughes und Armitage 2012] HUGHES, A. L. H. ; ARMITAGE, P. J.: Global variation of the dust-to-gas ratio in evolving protoplanetary discs. In: *MNRAS* 423 (2012), Juni, S. 389–405
- [Hughes u. a. 2011] HUGHES, A. M. ; WILNER, D. J. ; ANDREWS, S. M. ; QI, C. ; HOGERHEIJDE, M. R.: Empirical Constraints on Turbulence in Protoplanetary Accretion Disks. In: *ApJ* 727 (2011), Februar, S. 85
- [Hunter 2007] HUNTER, John D.: Matplotlib: A 2D graphics environment. In: *Computing In Science & Engineering* 9 (2007), May-Jun, Nr. 3, S. 90–95
- [Isella u. a. 2009] ISELLA, A. ; CARPENTER, J. M. ; SARGENT, A. I.: Structure and Evolution of Pre-main-sequence Circumstellar Disks. In: *ApJ* 701 (2009), August, S. 260–282

- [Jang-Condell 2009] JANG-CONDELL, H.: Planet Shadows in Protoplanetary Disks. II. Observable Signatures. In: *ApJ* 700 (2009), Juli, S. 820–831
- [Jang-Condell und Turner 2012] JANG-CONDELL, H. ; TURNER, N. J.: Gaps in Protoplanetary Disks as Signatures of Planets. I. Methodology and Validation. In: *ApJ* 749 (2012), April, S. 153
- [Janson u. a. 2012] JANSON, M. ; BONAVIDA, M. ; KLAHR, H. ; LAFRENIÈRE, D.: How do Most Planets Form? Constraints on Disk Instability from Direct Imaging. In: *ApJ* 745 (2012), Januar, S. 4
- [Johansen u. a. 2009] JOHANSEN, A. ; YODIN, A. ; KLAHR, H.: Zonal Flows and Long-lived Axisymmetric Pressure Bumps in Magnetorotational Turbulence. In: *ApJ* 697 (2009), Juni, S. 1269–1289
- [Johnstone u. a. 1998] JOHNSTONE, D. ; HOLLENBACH, D. ; BALLY, J.: Photoevaporation of Disks and Clumps by Nearby Massive Stars: Application to Disk Destruction in the Orion Nebula. In: *ApJ* 499 (1998), Mai, S. 758–776
- [Juhász u. a. 2014] JUHÁSZ, A. ; BENISTY, M. ; POHL, A. ; DULLEMOND, C. ; DOMINIK, C. ; PAARDEKOOPER, S.-J.: Spiral arms in scattered light images of protoplanetary discs: Are they the signposts of planets? In: *ArXiv e-prints* (2014), Dezember
- [Kalas u. a. 2008] KALAS, P. ; GRAHAM, J. R. ; CHIANG, E. ; FITZGERALD, M. P. ; CLAMPIN, M. ; KITE, E. S. ; STAPELFELD, K. ; MAROIS, Chr. ; KRIST, J.: Optical Images of an Exosolar Planet 25 Light-Years from Earth. In: *Science* 332 (2008), November
- [Kalnajs 1972] KALNAJS, A. J.: The Equilibria and Oscillations of a Family of Uniformly Rotating Stellar Disks. In: *ApJ* 175 (1972), Juli, S. 63
- [Kattawar und Eisner 1970] KATTAWAR, G. W. ; EISNER, M.: Radiation from a homogeneous isothermal sphere. In: *Applied Optics* 9 (1970), S. 2685–2690
- [Kenyon u. a. 1994] KENYON, S. J. ; DOBRZYCKA, D. ; HARTMANN, L.: A new optical extinction law and distance estimate for the Taurus-Auriga molecular cloud. In: *AJ* 108 (1994), November, S. 1872–1880
- [Kirchschlager und Wolf 2013] KIRCHSCHLAGER, F. ; WOLF, S.: Porous dust grains in debris disks. In: *A&A* 552 (2013), April, S. A54
- [Kirchschlager und Wolf 2014] KIRCHSCHLAGER, F. ; WOLF, S.: Effect of dust grain porosity on the appearance of protoplanetary disks. In: *A&A* 568 (2014), August, S. A103
- [Klahr und Kley 2006] KLAHR, H. ; KLEY, W.: 3D-radiation hydro simulations of disk-planet interactions. I. Numerical algorithm and test cases. In: *A&A* 445 (2006), Januar, S. 747–758
- [Klahr und Henning 1997] KLAHR, H. H. ; HENNING, T.: Particle-Trapping Eddies in Protoplanetary Accretion Disks. In: *Icarus* 128 (1997), Juli, S. 213–229

- [Klahr u. a. 1999] KLAHR, H. H. ; HENNING, T. ; KLEY, W.: On the Azimuthal Structure of Thermal Convection in Circumstellar Disks. In: *ApJ* 514 (1999), März, S. 325–343
- [Kley u. a. 2009] KLEY, W. ; BITSCH, B. ; KLAHR, H.: Planet migration in three-dimensional radiative discs. In: *Astronomy and Astrophysics* 506 (2009), November, S. 971–987
- [Kley und Nelson 2012] KLEY, W. ; NELSON, R. P.: Planet-Disk Interaction and Orbital Evolution. In: *ARA&A* 50 (2012), September, S. 211–249
- [Köhler u. a. 2014] KÖHLER, R. ; RUGE, J. P. ; POTT, J.-U. ; WOLF, S. ; JAFFE, W. ; HENNING, T.: Image reconstruction with MATISSE at the VLTI. In: *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* Bd. 9146, Juli 2014, S. 1
- [Kraus und Hillenbrand 2009] KRAUS, A. L. ; HILLENBRAND, L. A.: The Coevality of Young Binary Systems. In: *ApJ* 704 (2009), Oktober, S. 531–547
- [Kritsuk u. a. 2011a] KRITSUK, A. G. ; NORMAN, M. L. ; WAGNER, R.: On the Density Distribution in Star-forming Interstellar Clouds. In: *ApJ* 727 (2011), Januar, S. L20
- [Kritsuk u. a. 2011b] KRITSUK, A. G. ; USTYUGOV, S. D. ; NORMAN, M. L.: Interstellar Turbulence and Star Formation. In: ALVES, J. (Hrsg.) ; ELMEGREEN, B. G. (Hrsg.) ; GIRART, J. M. (Hrsg.) ; TRIMBLE, V. (Hrsg.): *Computational Star Formation* Bd. 270, April 2011, S. 179–186
- [Kroese u. a. 2011] KROESE, D. P. ; TAIMRE, T. ; BOTEV, Z. I.: *Handbook of Monte Carlo Methods*. Wiley, 1st edition, März 2011
- [Kwon u. a. 2011] KWON, W. ; LOONEY, L. W. ; MUNDY, L. G.: Resolving the Circumstellar Disk of HL Tauri at Millimeter Wavelengths. In: *ApJ* 741 (2011), November, S. 3
- [Lada 1987] LADA, C. J.: Star formation - From OB associations to protostars. In: PEIMBERT, M. (Hrsg.) ; JUGAKU, J. (Hrsg.): *Star Forming Regions* Bd. 115, 1987, S. 1–17
- [Lada und Wilking 1984] LADA, C. J. ; WILKING, B. A.: The nature of the embedded population in the Rho Ophiuchi dark cloud - Mid-infrared observations. In: *ApJ* 287 (1984), Dezember, S. 610–621
- [Lesur u. a. 2014] LESUR, G. ; KUNZ, M. W. ; FROMANG, S.: Thanatology in protoplanetary discs. The combined influence of Ohmic, Hall, and ambipolar diffusion on dead zones. In: *A&A* 566 (2014), Juni, S. A56
- [Lin und Papaloizou 1986] LIN, D. N. C. ; PAPALOIZOU, J.: On the tidal interaction between protoplanets and the protoplanetary disk. III - Orbital migration of protoplanets. In: *The Astrophysical Journal* 309 (1986), Oktober, S. 846–857
- [Lin und Papaloizou 1993] LIN, D. N. C. ; PAPALOIZOU, J. C. B.: On the tidal interaction between protostellar disks and companions. In: E. H. LEVY & J. I. LUNINE (Hrsg.): *Protostars and Planets III*, 1993, S. 749–835

- [Lindblad 1958] LINDBLAD, B.: Dispersion orbits and spiral structure in the Galaxy. In: *Stockholms Observatoriums Annaler* 20 (1958), S. 4
- [Liseau u. a. 1995] LISEAU, R. ; LORENZETTI, D. ; MOLINARI, S. ; NISINI, B. ; SARACENO, P. ; SPINOGLIO, L.: On the mass and the gas-to-dust ratio of the ρ Ophiuchi cloud core. In: *A&A* 300 (1995), August, S. 493
- [Lissauer und Stevenson 2007] LISSAUER, J. J. ; STEVENSON, D. J.: Formation of Giant Planets. In: *Protostars and Planets V* (2007), S. 591–606
- [Lopez u. a. 2009] LOPEZ, B. ; LAGARDE, S. ; WOLF, S. ; JAFFE, W. ; WEIGELT, G. ; ANTONELLI, P. ; ABRAHAM, P. ; AUGEREAU, J.-C. ; BECKMAN, U. ; BEHREND, J. ; BERRUYER, N. ; BRESSON, Y. ; CHESNEAU, O. ; CLAUSSE, J. M. ; CONNOT, C. ; DANCHI, W. C. ; DELBO, M. ; DEMYK, K. ; DOMICIANO, A. ; DUGUÉ, M. ; GLAZENBORG, A. ; GRASER, U. ; HANENBURG, H. ; HENNING, T. ; HEININGER, M. ; HOFMANN, K.-H. ; HUGUES, Y. ; JANKOV, S. ; KRAUS, S. ; LAUN, W. ; LEINERT, C. ; LINZ, H. ; MATTER, A. ; MATHIAS, P. ; MEISENHEIMER, K. ; MENUT, J.-L. ; MILLOUR, F. ; MOSONI, L. ; NEUMANN, U. ; NIEDZIELSKI, A. ; NUSSBAUM, E. ; PETROV, R. ; RATZKA, T. ; ROBBE-DUBOIS, S. ; ROUSSEL, A. ; SCHERTL, D. ; SCHMIDER, F.-X. ; STECKLUM, B. ; THIEBAUT, E. ; VAKILI, F. ; WAGNER, K. ; WATERS, L. B. F. M. ; ABSIL, O. ; HRON, J. ; NARDETTO, N. ; OLOFSSON, J. ; VALAT, B. ; VANNIER, M. ; GOLDMAN, B. ; HÖNIG, S. ; COTTON, W. D.: Matisse. In: MOORWOOD, A. (Hrsg.): *Science with the VLT in the ELT Era*, 2009, S. 353
- [Lovelace u. a. 1999] LOVELACE, R. V. E. ; LI, H. ; COLGATE, S. A. ; NELSON, A. F.: Rossby Wave Instability of Keplerian Accretion Disks. In: *ApJ* 513 (1999), März, S. 805–810
- [Lucas u. a. 2004] LUCAS, P. W. ; FUKAGAWA, Misato ; TAMURA, Motohide ; BECKFORD, A. F. ; ITOH, Yoichi ; MURAKAWA, Koji ; SUTO, Hiroshi ; HAYASHI, Saeko S. ; OASA, Yumiko ; NAOI, Takahiro ; DOI, Yoshiyuki ; EBIZUKA, Noboru ; KAIFU, Norio: High-resolution imaging polarimetry of HL Tau and magnetic field structure. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 352 (2004), Nr. 4, S. 1347–1364. – URL <http://mnras.oxfordjournals.org/content/352/4/1347.abstract>
- [Macintosh u. a. 2008] MACINTOSH, B. A. ; GRAHAM, J. R. ; PALMER, D. W. ; DOYON, R. ; DUNN, J. ; GAVEL, D. T. ; LARKIN, J. ; OPPENHEIMER, B. ; SADDLEMYER, L. ; SIVARAMAKRISHNAN, A. ; WALLACE, J. K. ; BAUMAN, B. ; ERICKSON, D. A. ; MAROIS, C. ; POYNEER, L. A. ; SOUMMER, R.: The Gemini Planet Imager: from science to design to construction. In: *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* Bd. 7015, Juli 2008, S. 18
- [Madlener u. a. 2012] MADLENER, D. ; WOLF, S. ; DUTREY, A. ; GUILLOTEAU, S.: The circumstellar disk of HH 30. Searching for signs of disk evolution with multi-wavelength modeling. In: *A&A* 543 (2012), Juli, S. A81
- [Mahieu u. a. 2012] MAHIEU, S. ; MAIER, D. ; LAZAREFF, B. ; NAVARRINI, A. ; CELESTIN, G. ; CHALAIN, J. ; GEOFFROY, D. ; LASLAZ, F. ; PERRIN, G.: The ALMA Band-7 Cartridge. In: *Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on* 2 (2012), Jan, Nr. 1, S. 29–39. – ISSN 2156-342X

- [Malhotra 2015] MALHOTRA, R.: The Mass Distribution Function of Planets. In: *ArXiv e-prints* (2015), Februar
- [Malmberg u. a. 2007] MALMBERG, D. ; DE ANGELI, F. ; DAVIES, M. B. ; CHURCH, R. P. ; MACKEY, D. ; WILKINSON, M. I.: Close encounters in young stellar clusters: implications for planetary systems in the solar neighbourhood. In: *MNRAS* 378 (2007), Juli, S. 1207–1216
- [Mannings und Emerson 1994] MANNINGS, V. ; EMERSON, J. P.: Dust in discs around T Tauri stars: Grain growth? In: *MNRAS* 267 (1994), März, S. 361–378
- [Marcy u. a. 2005] MARCY, G. ; BUTLER, R. P. ; FISCHER, D. ; VOGT, S. ; WRIGHT, J. T. ; TINNEY, C. G. ; JONES, H. R. A.: Observed Properties of Exoplanets: Masses, Orbits, and Metallicities. In: *Progress of Theoretical Physics Supplement* 158 (2005), S. 24–42
- [Masset und Papaloizou 2003] MASSET, F. S. ; PAPALOIZOU, J. C. B.: Runaway Migration and the Formation of Hot Jupiters. In: *ApJ* 588 (2003), Mai, S. 494–508
- [Mathews u. a. 2012] MATHEWS, G. S. ; WILLIAMS, J. P. ; MÉNARD, F.: 880 μm Imaging of a Transitional Disk in Upper Scorpius: Holdover from the Era of Giant Planet Formation? In: *ApJ* 753 (2012), Juli, S. 59
- [Mathis u. a. 1977] MATHIS, J. S. ; RUMPL, W. ; NORDSIECK, K. H.: The size distribution of interstellar grains. In: *ApJ* 217 (1977), Oktober, S. 425–433
- [Mathys 2012] MATHYS, G.: *ALMA Cycle 1 Proposer's Guide, Version 1.0.3, ALMA*, Juni 2012
- [Matsumoto und Tajima 1995] MATSUMOTO, R. ; TAJIMA, T.: Magnetic viscosity by localized shear flow instability in magnetized accretion disks. In: *ApJ* 445 (1995), Juni, S. 767–779
- [Mayer u. a. 2004] MAYER, L. ; QUINN, T. ; WADSLEY, J. ; STADEL, J.: The Evolution of Gravitationally Unstable Protoplanetary Disks: Fragmentation and Possible Giant Planet Formation. In: *ApJ* 609 (2004), Juli, S. 1045–1064
- [McCabe u. a. 2002] MCCABE, C. ; DUCHÊNE, G. ; GHEZ, A. M.: NICMOS Images of the GG Tauri Circumbinary Disk. In: *ApJ* 575 (2002), August, S. 974–988
- [Meeus u. a. 2003] MEEUS, G. ; STERZIK, M. ; BOUWMAN, J. ; NATTA, A.: Mid-IR spectroscopy of T Tauri stars in Chamealeon I: Evidence for processed dust at the earliest stages. In: *A&A* 409 (2003), Oktober, S. L25–L29
- [Meheut u. a. 2012] MEHEUT, H. ; MELIANI, Z. ; VARNIERE, P. ; BENZ, W.: Dust-trapping Rossby vortices in protoplanetary disks. In: *A&A* 545 (2012), September, S. A134
- [Men'shchikov u. a. 1999] MEN'SHCHIKOV, A. B. ; HENNING, T. ; FISCHER, O.: Self-consistent Model of the Dusty Torus around HL Tauri. In: *ApJ* 519 (1999), Juli, S. 257–278

- [Meru und Bate 2010] MERU, F. ; BATE, M. R.: Exploring the conditions required to form giant planets via gravitational instability in massive protoplanetary discs. In: *MNRAS* 406 (2010), August, S. 2279–2288
- [Meschede und Gerthsen 2006] MESCHÉDE, Dieter ; GERTHSEN, Christian: *Gerthsen Physik*. 23., überarbeitete Aufl. Springer, Berlin, 3 2006. – ISBN 9783540254218
- [Mie 1908] MIE, G.: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. In: *Annalen der Physik* 330 (1908), Januar, S. 377–445
- [Mignone u. a. 2007] MIGNONE, A. ; BODO, G. ; MASSAGLIA, S. ; MATSAKOS, T. ; TESILEANU, O. ; ZANNI, C. ; FERRARI, A.: PLUTO: A Numerical Code for Computational Astrophysics. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 170 (2007), Mai, S. 228–242
- [Millour 2008] MILLOUR, F.: All you ever wanted to know about optical long baseline stellar interferometry, but were too shy to ask your adviser. In: *New Astronomy Review* 52 (2008), Juni, S. 177–185
- [Min u. a. 2009] MIN, M. ; DULLEMOND, C. P. ; DOMINIK, C. ; DE KOTER, A. ; HOVENIER, J. W.: Radiative transfer in very optically thick circumstellar disks. In: *A&A* 497 (2009), April, S. 155–166
- [Mohanty u. a. 2013] MOHANTY, S. ; ERCOLANO, B. ; TURNER, N. J.: Dead, Undead, and Zombie Zones in Protostellar Disks as a Function of Stellar Mass. In: *ApJ* 764 (2013), Februar, S. 65
- [Monaghan 2012] MONAGHAN, J. J.: Smoothed Particle Hydrodynamics and Its Diverse Applications. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 44 (2012), Januar, S. 323–346
- [Montesinos Armijo 2012] MONTESINOS ARMIJO, M.: Review: Accretion Disk Theory. In: *ArXiv e-prints* (2012), März
- [Mordasini 2013] MORDASINI, C.: Luminosity of young Jupiters revisited. Massive cores make hot planets. In: *A&A* 558 (2013), Oktober, S. A113
- [Mordasini u. a. 2009] MORDASINI, C. ; ALIBERT, Y. ; BENZ, W. ; NAEF, D.: Extrasolar planet population synthesis. II. Statistical comparison with observations. In: *A&A* 501 (2009), Juli, S. 1161–1184
- [Mordasini u. a. 2012a] MORDASINI, C. ; ALIBERT, Y. ; GEORGY, C. ; DITTKRIST, K.-M. ; KLAHR, H. ; HENNING, T.: Characterization of exoplanets from their formation. II. The planetary mass-radius relationship. In: *A&A* 547 (2012), November, S. A112
- [Mordasini u. a. 2012b] MORDASINI, C. ; ALIBERT, Y. ; KLAHR, H. ; HENNING, T.: Characterization of exoplanets from their formation. I. Models of combined planet formation and evolution. In: *A&A* 547 (2012), November, S. A111
- [Mordasini u. a. 2010] MORDASINI, C. ; KLAHR, H. ; ALIBERT, Y. ; BENZ, W. ; DITTKRIST, K.-M.: Theory of planet formation. In: *ArXiv e-prints* (2010), Dezember

- [Müller und Kley 2012] MÜLLER, T. W. A. ; KLEY, W.: Circumstellar disks in binary star systems. Models for γ Cephei and α Centauri. In: *A&A* 539 (2012), März, S. A18
- [Murakawa, K. u. a. 2008] MURAKAWA, K. ; OYA, S. ; PYO, T.-S. ; ISHII, M.: Near-infrared multiwavelength imaging polarimetry of the low-mass proto-stellar object HL Tauri. In: *A&A* 492 (2008), Nr. 3, S. 731–734. – URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:200810723>
- [Mutschke u. a. 2009] MUTSCHKE, H. ; MIN, M. ; TAMANAI, A.: Laboratory-based grain-shape models for simulating dust infrared spectra. In: *A&A* 504 (2009), September, S. 875–882
- [Natta u. a. 2007] NATTA, A. ; TESTI, L. ; CALVET, N. ; HENNING, T. ; WATERS, R. ; WILNER, D.: Dust in Protoplanetary Disks: Properties and Evolution. In: *Protostars and Planets V* (2007), S. 767–781
- [Nelson und Papaloizou 2003] NELSON, R. P. ; PAPALOIZOU, J. C. B.: The interaction of a giant planet with a disc with MHD turbulence - II. The interaction of the planet with the disc. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 339 (2003), März, S. 993–1005
- [O’Keeffe und Downes 2014] O’KEEFFE, W. ; DOWNES, T. P.: Multifluid simulations of the magnetorotational instability in protostellar discs. In: *MNRAS* 441 (2014), Juni, S. 571–581
- [Oppenheimer u. a. 2008] OPPENHEIMER, B. R. ; BRENNER, D. ; HINKLEY, S. ; ZIMMERMAN, N. ; SIVARAMAKRISHNAN, A. ; SOUMMER, R. ; KUHN, J. ; GRAHAM, J. R. ; PERRIN, M. ; LLOYD, J. P. ; ROBERTS, L. C. ; HARRINGTON, D. M.: The Solar-System-Scale Disk around AB Aurigae. In: *ApJ* 679 (2008), Juni, S. 1574–1581
- [Otarola u. a. 2005] OTAROLA, A. ; HOLDAWAY, M. ; NYMAN, L.-E. ; RADFORD, S. J. E. ; BUTLER, B. J.: ATMOSPHERIC TRANSPARENCY AT CHAJNANTOR: 1973-2003. In: *ALMA Memo* 512 (2005), Januar
- [Ott und Kern 2011] OTT, J. ; KERN, J.: *CASA User Reference & Cookbook Release 3.3.0*, Oktober 2011
- [Owen u. a. 2012] OWEN, J. E. ; CLARKE, C. J. ; ERCOLANO, B.: On the theory of disc photoevaporation. In: *MNRAS* 422 (2012), Mai, S. 1880–1901
- [Owen u. a. 2010] OWEN, J. E. ; ERCOLANO, B. ; CLARKE, C. J. ; ALEXANDER, R. D.: Radiation-hydrodynamic models of X-ray and EUV photoevaporating protoplanetary discs. In: *MNRAS* 401 (2010), Januar, S. 1415–1428
- [Paardekooper und Mellema 2004] PAARDEKOOPER, S.-J. ; MELLEMA, G.: Planets opening dust gaps in gas disks. In: *A&A* 425 (2004), Oktober, S. L9–L12
- [Panić u. a. 2008] PANIĆ, O. ; HOGERHEIJDE, M. R. ; WILNER, D. ; QI, C.: Gas and dust mass in the disc around the Herbig Ae star HD 169142. In: *A&A* 491 (2008), November, S. 219–227

- [Panić u. a. 2010] PANIĆ, O. ; VAN DISHOECK, E. F. ; HOGERHEIJDE, M. R. ; BELLOCHE, A. ; GÜSTEN, R. ; BOLAND, W. ; BARYSHEV, A.: Observations of warm molecular gas and kinematics in the disc around HD 100546. In: *A&A* 519 (2010), September, S. A110
- [Papaloizou und Lin 1984] PAPALOIZOU, J. ; LIN, D. N. C.: On the tidal interaction between protoplanets and the primordial solar nebula. I - Linear calculation of the role of angular momentum exchange. In: *ApJ* 285 (1984), Oktober, S. 818–834
- [Papaloizou und Pringle 1977] PAPALOIZOU, J. ; PRINGLE, J. E.: Tidal torques on accretion discs in close binary systems. In: *MNRAS* 181 (1977), November, S. 441–454
- [Papaloizou und Lin 1995] PAPALOIZOU, J. C. B. ; LIN, D. N. C.: Theory Of Accretion Disks I: Angular Momentum Transport Processes. In: *ARA&A* 33 (1995), S. 505–540
- [Pascucci u. a. 2004] PASCUCCI, I. ; WOLF, S. ; STEINACKER, J. ; DULLEMOND, C. P. ; HENNING, T. ; NICCOLINI, G. ; WOITKE, P. ; LOPEZ, B.: The 2D continuum radiative transfer problem. Benchmark results for disk configurations. In: *A&A* 417 (2004), April, S. 793–805
- [Pérez u. a. 2014] PÉREZ, L. M. ; ISELLA, A. ; CARPENTER, J. M. ; CHANDLER, C. J.: Large-scale Asymmetries in the Transitional Disks of SAO 206462 and SR 21. In: *ApJ* 783 (2014), März, S. L13
- [Perez-Becker und Chiang 2011] PEREZ-BECKER, D. ; CHIANG, E.: Surface Layer Accretion in Conventional and Transitional Disks Driven by Far-ultraviolet Ionization. In: *ApJ* 735 (2011), Juli, S. 8
- [Perryman u. a. 1997] PERRYMAN, M. A. C. ; LINDEGREN, L. ; KOVALEVSKY, J. ; HOEG, E. ; BASTIAN, U. ; BERNACCA, P. L. ; CRÉZÉ, M. ; DONATI, F. ; GRENON, M. ; GREWING, M. ; VAN LEEUWEN, F. ; VAN DER MAREL, H. ; MIGNARD, F. ; MURRAY, C. A. ; LE POOLE, R. S. ; SCHRIJVER, H. ; TURON, C. ; ARENOU, F. ; FROESCHLÉ, M. ; PETERSEN, C. S.: The HIPPARCOS Catalogue. In: *A&A* 323 (1997), Juli, S. L49–L52
- [Pessah und Chan 2008] PESSAH, M. E. ; CHAN, C.-k.: Viscous, Resistive Magnetorotational Modes. In: *ApJ* 684 (2008), September, S. 498–514
- [Piétu u. a. 2007] PIÉTU, V. ; DUTREY, A. ; GUILLOTEAU, S.: Probing the structure of protoplanetary disks: a comparative study of DM Tau, LkCa 15, and MWC 480. In: *A&A* 467 (2007), Mai, S. 163–178
- [Pinte u. a. 2009] PINTE, C. ; HARRIES, T. J. ; MIN, M. ; WATSON, A. M. ; DULLEMOND, C. P. ; WOITKE, P. ; MÉNARD, F. ; DURÁN-ROJAS, M. C.: Benchmark problems for continuum radiative transfer. High optical depths, anisotropic scattering, and polarisation. In: *A&A* 498 (2009), Mai, S. 967–980
- [Press u. a. 2007] PRESS, William H. ; TEUKOLSKY, Saul A. ; VETTERLING, William T. ; FLANNERY, Brian P.: *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*. 3. Cambridge University Press, 9 2007. – ISBN 9780521880688
- [Pringle 1981] PRINGLE, J. E.: Accretion discs in astrophysics. In: *ARA&A* 19 (1981), S. 137–162

- [Qi u. a. 2004] QI, C. ; HO, P. T. P. ; WILNER, D. J. ; TAKAKUWA, S. ; HIRANO, N. ; OHASHI, N. ; BOURKE, T. L. ; ZHANG, Q. ; BLAKE, G. A. ; HOGERHEIJDE, M. ; SAITO, M. ; CHOI, M. ; YANG, J.: Imaging the Disk around TW Hydrae with the Submillimeter Array. In: *ApJ* 616 (2004), November, S. L11–L14
- [Quanz u. a. 2014] QUANZ, S. P. ; AMARA, A. ; MEYER, M. R. ; GIRARD, J. H. ; KENWORTHY, M. A. ; KASPER, M.: Confirmation and characterization of the protoplanet HD100546 b - Direct evidence for gas giant planet formation at 50 au. In: *ArXiv e-prints* (2014), Dezember
- [Quanz u. a. 2013] QUANZ, S. P. ; AMARA, A. ; MEYER, M. R. ; KENWORTHY, M. A. ; KASPER, M. ; GIRARD, J. H.: A Young Protoplanet Candidate Embedded in the Circumstellar Disk of HD 100546. In: *ApJ* 766 (2013), März, S. L1
- [Rafikov und De Colle 2006] RAFIKOV, R. R. ; DE COLLE, F.: Structure of Passive Circumstellar Disks: Beyond the Two-Temperature Approximation. In: *ApJ* 646 (2006), Juli, S. 275–287
- [Rattenbury u. a. 2015] RATTENBURY, N. J. ; WYRZYKOWSKI, Ł. ; KOSTRZEWA-RUTKOWSKA, Z. ; UDALSKI, A. ; KOZŁOWSKI, S. ; SZYMAŃSKI, M. K. ; PIETRZYŃSKI, G. ; SOSZYŃSKI, I. ; POLESKI, R. ; ULACZYK, K. ; SKOWRON, J. ; PIETRUKOWICZ, P. ; MRÓZ, P. ; SKOWRON, D.: OGLE-BLG182.1.162852: an eclipsing binary with a circumstellar disc. In: *MNRAS* 447 (2015), Februar, S. L31–L34
- [Regály u. a. 2011] REGÁLY, Z. ; SÁNDOR, Z. ; DULLEMOND, C. P. ; KISS, L. L.: Spectral signatures of disk eccentricity in young binary systems. I. Circumprimary case. In: *A&A* 528 (2011), April, S. A93
- [Reggiani u. a. 2014] REGGIANI, M. ; QUANZ, S. P. ; MEYER, M. R. ; PUEYO, L. ; ABSIL, O. ; AMARA, A. ; ANGLADA, G. ; AVENHAUS, H. ; GIRARD, J. H. ; CARRASCO GONZALEZ, C. ; GRAHAM, J. ; MAWET, D. ; MERU, F. ; MILLI, J. ; OSORIO, M. ; WOLFF, S. ; TORRELLES, J.-M.: Discovery of a Companion Candidate in the HD 169142 Transition Disk and the Possibility of Multiple Planet Formation. In: *ApJ* 792 (2014), September, S. L23
- [Rodriguez u. a. 2010] RODRIGUEZ, D. R. ; KASTNER, J. H. ; WILNER, D. ; QI, C.: Imaging the Molecular Disk Orbiting the Twin Young Suns of V4046 Sgr. In: *ApJ* 720 (2010), September, S. 1684–1690
- [Romero u. a. 2012] ROMERO, G. A. ; SCHREIBER, M. R. ; CIEZA, L. A. ; REBASSA-MANSERGAS, A. ; MERÍN, B. ; SMITH CASTELLI, A. V. ; ALLEN, L. E. ; MORRELL, N.: The Nature of Transition Circumstellar Disks. II. Southern Molecular Clouds. In: *ApJ* 749 (2012), April, S. 79
- [Ruge 2012] RUGE, J. P.: *Beobachtbarkeit von Planeten in zirkumstellaren Scheiben*, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Masterarbeit, 2012
- [Ruge u. a. 2013] RUGE, J. P. ; WOLF, S. ; URIBE, A. L. ; KLAHR, H. H.: Tracing large-scale structures in circumstellar disks with ALMA. In: *A&A* 549 (2013), Januar, S. A97

- [Ruge u. a. 2014] RUGE, J. P. ; WOLF, S. ; URIBE, A. L. ; KLAHR, H. H.: Planet-induced disk structures: A comparison between (sub)mm and infrared radiation. In: *A&A* 572 (2014), Dezember, S. L2
- [Sauter und Wolf 2011] SAUTER, J. ; WOLF, S.: Observing dust settling and coagulation in circumstellar discs. Selected constraints from high resolution imaging. In: *A&A* 527 (2011), März, S. A27
- [Sauter u. a. 2009] SAUTER, J. ; WOLF, S. ; LAUNHARDT, R. ; PADGETT, D. L. ; STAPELFELDT, K. R. ; PINTE, C. ; DUCHÊNE, G. ; MÉNARD, F. ; MCCABE, C.-E. ; PONTOPPIDAN, K. ; DUNHAM, M. ; BOURKE, T. L. ; CHEN, J.-H.: The circumstellar disc in the Bok globule CB 26. Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc and envelope. In: *A&A* 505 (2009), Oktober, S. 1167–1182
- [Savage und Mathis 1979] SAVAGE, B. D. ; MATHIS, J. S.: Observed properties of interstellar dust. In: *ARA&A* 17 (1979), S. 73–111
- [Schegerer u. a. 2006] SCHEGERER, A. ; WOLF, S. ; VOSHCHINNIKOV, N. V. ; PRZYGODDA, F. ; KESSLER-SILACCI, J. E.: Analysis of the dust evolution in the circumstellar disks of T Tauri stars. In: *A&A* 456 (2006), September, S. 535–548
- [Schnepf u. a. 2014] SCHNEPF, N. R. ; LOVELACE, R. V. E. ; ROMANOVA, M. ; AIRAPETIAN, V.: Stellar Wind Erosion of Protoplanetary Discs. In: *ArXiv e-prints* (2014), Mai
- [Schräpler und Blum 2011] SCHRÄPLER, R. ; BLUM, J.: The Physics of Protoplanetesimal Dust Agglomerates. VI. Erosion of Large Aggregates as a Source of Micrometer-sized Particles. In: *ApJ* 734 (2011), Juni, S. 108
- [Schräpler und Henning 2004] SCHRÄPLER, R. ; HENNING, T.: Dust Diffusion, Sedimentation, and Gravitational Instabilities in Protoplanetary Disks. In: *ApJ* 614 (2004), Oktober, S. 960–978
- [Schwab 1984] SCHWAB, F. R.: Relaxing the isoplanatism assumption in self-calibration; applications to low-frequency radio interferometry. In: *AJ* 89 (1984), Juli, S. 1076–1081
- [Semenov u. a. 2008] SEMENOV, D. ; PAVLYUCHENKOV, Y. ; HENNING, T. ; WOLF, S. ; LAUNHARDT, R.: Chemical and Thermal Structure of Protoplanetary Disks as Observed with ALMA. In: *ApJ* 673 (2008), Februar, S. L195–L198
- [Shakura und Sunyaev 1973] SHAKURA, N. I. ; SUNYAEV, R. A.: Black holes in binary systems. Observational appearance. In: *A&A* 24 (1973), S. 337–355
- [Shore 2007] SHORE, S. N.: *Astrophysical Hydrodynamics: An Introduction*. 2007
- [Shu u. a. 1987] SHU, F. H. ; ADAMS, F. C. ; LIZANO, S.: Star formation in molecular clouds - Observation and theory. In: *ARA&A* 25 (1987), S. 23–81
- [Simbad-Webseite 30.09.2011] SIMBAD-WEBSEITE: *Simbad-Datenbank*. 30.09.2011. – URL <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-fref>

- [Sotnikova 1996] SOTNIKOVA, N.: Simulation of large-scale gas structures formed in the interaction between galaxies. I. Method and preliminary results. In: *Astrophysics* 39 (1996), April, S. 141–152
- [Spitzer 1978] SPITZER, L.: *Physical processes in the interstellar medium*. 1978
- [Stephens u. a. 2014] STEPHENS, I. W. ; LOONEY, L. W. ; KWON, W. ; FERNÁNDEZ-LÓPEZ, M. ; HUGHES, A. M. ; MUNDY, L. G. ; CRUTCHER, R. M. ; LI, Z.-Y. ; RAO, R.: Spatially resolved magnetic field structure in the disk of a T Tauri star. In: *Nature* 514 (2014), Oktober, S. 597–599
- [Tambovtseva und Grinin 2008] TAMBOVTSEVA, L. V. ; GRININ, V. P.: Disc wind in the HH 30 binary models. In: *MNRAS* 387 (2008), Juli, S. 1313–1317
- [Terebey u. a. 1984] TEREBEY, S. ; SHU, F. H. ; CASSEN, P.: The collapse of the cores of slowly rotating isothermal clouds. In: *ApJ* 286 (1984), November, S. 529–551
- [Testi u. a. 2014] TESTI, L. ; BIRNSTIEL, T. ; RICCI, L. ; ANDREWS, S. ; BLUM, J. ; CARPENTER, J. ; DOMINIK, C. ; ISELLA, A. ; NATTA, A. ; WILLIAMS, J. P. ; WILNER, D. J.: Dust Evolution in Protoplanetary Disks. In: *Protostars and Planets VI* (2014), S. 339–361
- [Thomas u. a. 1984] THOMAS, J. H. ; RAU, R. L. ; SKELTON, R. T.: Half-life of ^{26}Al . In: *R. W. Physical Review C (Nuclear Physics)* 30 (1984), Juli, S. 385–387
- [Toomre 1964] TOOMRE, A.: On the gravitational stability of a disk of stars. In: *ApJ* 139 (1964), Mai, S. 1217–1238
- [Turner u. a. 2014] TURNER, N. J. ; FROMANG, S. ; GAMMIE, C. ; KLAHR, H. ; LESUR, G. ; WARDLE, M. ; BAI, X.-N.: Transport and Accretion in Planet-Forming Disks. In: *Protostars and Planets VI* (2014), S. 411–432
- [Turner u. a. 2007] TURNER, N. J. ; SANO, T. ; DZIOURKEVITCH, N.: Turbulent Mixing and the Dead Zone in Protostellar Disks. In: *ApJ* 659 (2007), April, S. 729–737
- [Ubach u. a. 2012] UBACH, C. ; MADDISON, S. T. ; WRIGHT, C. M. ; WILNER, D. J. ; LOMMEN, D. J. P. ; KORIBALSKI, B.: Grain growth signatures in the protoplanetary discs of Chamaeleon and Lupus. In: *MNRAS* 425 (2012), Oktober, S. 3137–3161
- [Umebayashi und Nakano 1981] UMEBAYASHI, T. ; NAKANO, T.: Fluxes of Energetic Particles and the Ionization Rate in Very Dense Interstellar Clouds. In: *PASJ* 33 (1981), S. 617
- [Umebayashi und Nakano 2009] UMEBAYASHI, T. ; NAKANO, T.: Effects of Radionuclides on the Ionization State of Protoplanetary Disks and Dense Cloud Cores. In: *ApJ* 690 (2009), Januar, S. 69–81
- [Unsöld und Baschek 2006] UNSÖLD, Albrecht ; BASCHEK, Bodo: *Der neue Kosmos: Einführung in die Astronomie und Astrophysik*. 7. A., korr. Nachdr. 2004. Springer, Berlin, 3 2006. – ISBN 9783540421771

- [Uribe u. a. 2011] URIBE, A. L. ; KLAHR, H. ; FLOCK, M. ; HENNING, T.: Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Planet Migration in Turbulent Stratified Disks. In: *ApJ* 736 (2011), August, S. 85
- [van den Ancker 1999] VAN DEN ANCKER, M.: *Circumstellar Material in Young Stellar Objects*, Astronomical Institute, University of Amsterdam, Dissertation, 1999
- [van den Ancker u. a. 1997] VAN DEN ANCKER, M. E. ; THE, P. S. ; TJIN A DJIE, H. R. E. ; CATALA, C. ; DE WINTER, D. ; BLONDEL, P. F. C. ; WATERS, L. B. F. M.: HIPPARCOS data on Herbig Ae/Be stars: an evolutionary scenario. In: *A&A* 324 (1997), August, S. L33–L36
- [van der Marel u. a. 2013] VAN DER MAREL, N. ; VAN DISHOECK, E. F. ; BRUDERER, S. ; BIRNSTIEL, T. ; PINILLA, P. ; DULLEMOND, C. P. ; VAN KEMPEN, T. A. ; SCHMALZL, M. ; BROWN, J. M. ; HERCZEG, G. J. ; MATHEWS, G. S. ; GEERS, V.: A Major Asymmetric Dust Trap in a Transition Disk. In: *Science* 340 (2013), Juni, S. 1199–1202
- [van Leeuwen 2007] VAN LEEUWEN, F.: Validation of the new Hipparcos reduction. In: *A&A* 474 (2007), November, S. 653–664
- [Varnière u. a. 2006] VARNIÈRE, P. ; BJORKMAN, J. E. ; FRANK, A. ; QUILLEN, A. C. ; CARCIOFI, A. C. ; WHITNEY, B. A. ; WOOD, K.: Observational Properties of Protoplanetary Disk Gaps. In: *ApJ* 637 (2006), Februar, S. L125–L128
- [Varnière und Tagger 2006] VARNIÈRE, P. ; TAGGER, M.: Reviving Dead Zones in accretion disks by Rossby vortices at their boundaries. In: *A&A* 446 (2006), Februar, S. L13–L16
- [Wakker und Schwarz 1988] WAKKER, B. P. ; SCHWARZ, U. J.: The Multi-Resolution CLEAN and its application to the short-spacing problem in interferometry. In: *A&A* 200 (1988), Juli, S. 312–322
- [Walsh u. a. 2014] WALSH, C. ; JUHÁSZ, A. ; PINILLA, P. ; HARSONO, D. ; MATHEWS, G. S. ; DENT, W. R. F. ; HOGERHEIJDE, M. R. ; BIRNSTIEL, T. ; MEEUS, G. ; NOMURA, H. ; AIKAWA, Y. ; MILLAR, T. J. ; SANDELL, G.: ALMA Hints at the Presence of two Companions in the Disk around HD 100546. In: *ApJ* 791 (2014), August, S. L6
- [Ward 1997] WARD, W. R.: Protoplanet Migration by Nebula Tides. In: *Icarus* 126 (1997), April, S. 261–281
- [Web-Datenbank (Burrows) 07.05.2013] WEB-DATENBANK (BURROWS): *Datenbank von Entwicklungsspuren junger Planeten*. 07.05.2013. – URL <http://www.astro.princeton.edu/~simburrows/>
- [Wehrse u. a. 2000] WEHRSE, R. ; BASCHEK, B. ; VON WALDENFELS, W.: The diffusion of radiation in moving media. I. Basic assumptions and formulae. In: *A&A* 359 (2000), Juli, S. 780–787
- [Weidenschilling 1977] WEIDENSCHILLING, S. J.: The distribution of mass in the planetary system and solar nebula. In: *Ap&SS* 51 (1977), September, S. 153–158

- [Weingartner und Draine 2001] WEINGARTNER, J. C. ; DRAINE, B. T.: Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud. In: *ApJ* 548 (2001), Februar, S. 296–309
- [Weiprecht 2004] WEIPRECHT, Jürgen: *Database of Optical Constants for Cosmic Dust*. Website. 2004. – Online erhältlich unter <http://www.astro.uni-jena.de/Laboratory/OCDB/>.
- [Wenger u. a. 2000] WENGER, M. ; OCHSENBEIN, F. ; EGRET, D. ; DUBOIS, P. ; BONNAREL, F. ; BORDE, S. ; GENOVA, F. ; JASNIEWICZ, G. ; LALOË, S. ; LESTEVEN, S. ; MONIER, R.: The SIMBAD astronomical database. The CDS reference database for astronomical objects. In: *A&AS* 143 (2000), April, S. 9–22
- [Wilking 1989] WILKING, B. A.: The formation of low-mass stars. In: *PASP* 101 (1989), März, S. 229–243
- [Williams und Cieza 2011] WILLIAMS, J. P. ; CIEZA, L. A.: Protoplanetary Disks and Their Evolution. In: *ARA&A* 49 (2011), September, S. 67–117
- [Woitas u. a. 2001] WOITAS, J. ; LEINERT, C. ; KÖHLER, R.: Mass ratios of the components in T Tauri binary systems and implications for multiple star formation. In: *A&A* 376 (2001), September, S. 982–996
- [Wolf 2003] WOLF, S.: MC3D-3D continuum radiative transfer, Version 2. In: *Computer Physics Communications* 150 (2003), Februar, S. 99–115
- [Wolf und D’Angelo 2005] WOLF, S. ; D’ANGELO, G.: On the Observability of Giant Protoplanets in Circumstellar Disks. In: *ApJ* 619 (2005), Februar, S. 1114–1122
- [Wolf u. a. 2002] WOLF, S. ; GUETH, F. ; HENNING, T. ; KLEY, W.: Detecting Planets in Protoplanetary Disks: A Prospective Study. In: *ApJ* 566 (2002), Februar, S. L97–L99
- [Wolf u. a. 1999] WOLF, S. ; HENNING, T. ; STECKLUM, B.: Multidimensional self-consistent radiative transfer simulations based on the Monte-Carlo method. In: *Astronomy and Astrophysics* 349 (1999), September, S. 839–850
- [Wolf und Klahr 2002] WOLF, S. ; KLAHR, H.: Large-Scale Vortices in Protoplanetary Disks: On the Observability of Possible Early Stages of Planet Formation. In: *ApJ* 578 (2002), Oktober, S. L79–L82
- [Wolf u. a. 2009] WOLF, S. ; LOPEZ, B. ; JAFFE, W. ; WEIGELT, G. ; AUGEREAU, J.-C. ; BERRUYER, N. ; CHESNEAU, O. ; DANCHI, W. C. ; DELBO, M. ; DEMYK, K. ; DOMICIANO, A. ; HENNING, T. ; HOFMANN, K.-H. ; KRAUS, S. ; LEINERT, C. ; LINZ, H. ; MATHIAS, P. ; MEISENHEIMER, K. ; MENUT, J.-L. ; MILLOUR, F. ; MOSONI, L. ; NIEDZIELSKI, A. ; PETROV, R. ; RATZKA, T. ; STECKLUM, B. ; THIEBAUT, E. ; VAKILI, F. ; WATERS, L. B. F. M. ; ABSIL, O. ; HRON, J. ; LAGARDE, S. ; MATTER, A. ; NARDETTO, N. ; OLOFSSON, J. ; VALAT, B. ; VANNIER, M.: MATISSE Science Cases. In: MOORWOOD, A. (Hrsg.): *Science with the VLT in the ELT Era*, 2009, S. 359
- [Wolf u. a. 2012] WOLF, S. ; MALBET, F. ; ALEXANDER, R. ; BERGER, J.-P. ; CREECH-EAKMAN, M. ; DUCHÊNE, G. ; DUTREY, A. ; MORDASINI, C. ; PANTIN, E. ; PONT,

- F. ; POTT, J.-U. ; TATULLI, E. ; TESTI, L.: Circumstellar disks and planets. Science cases for next-generation optical/infrared long-baseline interferometers. In: *A&A Rev.* 20 (2012), März, S. 52
- [Wolf u. a. 2003] WOLF, S. ; PADGETT, D. L. ; STAPELFELDT, K. R.: The Circumstellar Disk of the Butterfly Star in Taurus. In: *ApJ* 588 (2003), Mai, S. 373–386
- [Wolf und Voshchinnikov 2004] WOLF, S. ; VOSHCHINNIKOV, N. V.: Mie scattering by ensembles of particles with very large size parameters. In: *Computer Physics Communications* 162 (2004), September, S. 113–123
- [Wood u. a. 2000] WOOD, K. ; WOLK, S. J. ; STANEK, K. Z. ; LEUSSIS, G. ; STASSUN, K. ; WOLFF, M. ; WHITNEY, B.: Optical Variability of the T Tauri Star HH 30 IRS. In: *ApJ* 542 (2000), Oktober, S. L21–L24
- [Zhang u. a. 2014] ZHANG, K. ; ISELLA, A. ; CARPENTER, J. M. ; BLAKE, G. A.: Comparison of the Dust and Gas Radial Structure in the Transition Disk [PZ99] J160421.7-213028. In: *ApJ* 791 (2014), August, S. 42
- [Zsom u. a. 2010] ZSOM, A. ; ORMEL, C. W. ; GÜTTLER, C. ; BLUM, J. ; DULLEMOND, C. P.: The outcome of protoplanetary dust growth: pebbles, boulders, or planetesimals? II. Introducing the bouncing barrier. In: *A&A* 513 (2010), April, S. A57

Danksagung

Die Möglichkeit in der Astrophysik zu arbeiten, hat mir einzigartige Eindrücke in die Natur gewährt. Diese besonderen Erfahrungen sind mir durch meinen Betreuer Herrn Professor Sebastian Wolf ermöglicht worden. Für das mir von ihm entgegengebrachte, langjährige Vertrauen bin ich Herrn Professor Dr. Sebastian Wolf aufrichtig dankbar.

An einer solchen Arbeit sind auch viele Personen beteiligt, deren kritische Anmerkungen und Fragen mir eine außerordentliche Hilfe waren. Ich danke Gesa Bertrang, Prof. Dr. Wolfgang Duschl, Dr. Steve Ertel, Dr. Christian Gräfe, Dr. Tobias Illenseer, Manuel Jung, Thorben Kewitz, Florian Kirchschrager, Florian Ober und Peter Scicluna für so manche gewinnbringende Diskussion.

Für ihre unentbehrliche und immerwährende Hilfe danke ich Frau Brigitte Kuhr und Herrn Holger Boll.

Ein besonderer Dank gilt auch allen Korrekturen, sie bewahrten mich vor vielen Fehlern.

Meiner Familien, vor allem Johanna und meinen Eltern, möchte ich für ihre stete Unterstützung auf meinem Weg danken. Dabei sind es zum einen die kleinen, lästigen Alltagspflichten, die mir erleichtert wurden, zum anderen aber auch das Allgemeine, das große Ganze, das mir diesen Weg erst eröffnet und vielerorts erleichtert hat.

Herzlichen Dank.

Erklärung

Ich erkläre hiermit an Eides statt,

1. dass die Abhandlung – abgesehen von der Beratung durch meinen Betreuer – nach Inhalt und Form meine eigene Arbeit ist,
2. dass ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe,
3. dass die Abhandlung keiner anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorliegt oder vorgelegen hat,
4. dass Teile der Arbeit unter den Referenzen Ruge u. a. (2013), Köhler u. a. (2014), Ruge u. a. (2014) und Flock u. a. (2015) veröffentlicht wurden und
5. dass die Abhandlung unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden ist.

Kiel, den _____

Jan Philipp Ruge