

Analyse von Magnetfeldern in astrophysikalischen Objekten

Dissertation

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

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

von
Niko Zielinski
Kiel, 2024

GUTACHTER:
Prof. Dr. Sebastian Wolf
Prof. Dr. Robert F. Wimmer-Schweingruber

TAG DER MÜNDLICHEN PRÜFUNG: 26. April 2024
ZUM DRUCK GENEHMIGT: 26. April 2024

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

Zusammenfassung

Eine Evaluation des Einflusses von Magnetfeldern auf den Sternentstehungsprozess ist eine bisher ungelöste Problematik in der Astrophysik. Zur Lösung dieser Aufgabe können unter anderem Magnetfeldeigenschaften mittels polarimetrischer Beobachtungen im ferninfraroten Wellenlängenbereich abgeleitet werden, falls die gemessene Polarisation durch an das Magnetfeld ausgerichtete nicht-sphärische Staubteilchen verursacht wird. Der Fokus in dieser Arbeit liegt daher auf der Untersuchung polarimetrischer Beobachtungen, welche mittels [SOFIA/HAWC+](#) durchgeführt wurden.

Hierzu werden in der ersten Studie die Magnetfeldeigenschaften von B335 im ferninfraroten Wellenlängenbereich mittels [SOFIA/HAWC+](#) bestimmt. Es kann zum ersten Mal gezeigt werden, dass Polarisationslöcher in Bok-Globulen auch im ferninfraroten Wellenlängenbereich auftreten können. Mittels einer Analyse des Staubkornausrichtungsprozesses in B335 kann gezeigt werden, dass eine Kombination aus dem interstellaren Strahlungsfeld und dem Einfluss des Zentralsterns die Abnahme des Polarisationsgrades in den äußeren Regionen erklären kann.

In der zweiten Studie werden die Magnetfeldeigenschaften des Filaments OMC-3 mittels [SOFIA/HAWC+](#) bei zwei Infrarotwellenlängen analysiert. Die Magnetfeldstruktur von OMC-3 ist für beide Wellenlängen einheitlich und senkrecht zum Filament ausgerichtet. Mittels eines Anpassungsprozesses können Informationen über die physikalischen Eigenschaften (Temperatur und Säulendichte) von OMC-3 gewonnen werden und der Zusammenhang zwischen diesen Eigenschaften und der beobachteten Polarisation beschrieben werden. Ein Polarisationsloch im dichtesten Bereich von OMC-3 kann mit Überlagerung von polarisierter Emission und dichroitischer Absorption, welche als gegenseitige Mechanismen wirken, erklärt werden.

Die dritte Studie befasst sich mit den Magnetfeldeigenschaften der Bok-Globule CB54, wobei polarimetrische Beobachtungen bei drei Infrarotwellenlängen untersucht werden. Es kann zum ersten Mal bei Bok-Globulen gezeigt werden, dass das Zusammenspiel von polarisierter Emission und dichroitischer Absorption eine Erklärung für die Abnahme des Polarisationsgrades sowie für die wellenlängenabhängige Ausrichtung der linearen Polarisation im Kern von CB54 liefert. Basierend auf den Polarisationsbeobachtungen können Einschränkungen hinsichtlich der Größe und des Achsenverhältnisses der Staubkörner abgeleitet werden, welche vergleichbar mit Literaturwerten sind.

In der vierten Studie wird der in der zweiten Studie verwendete Anpassungsprozess nähergehend untersucht. Mittels dieser Anpassungsmethode können unter anderem die Temperatur und Säulendichte von Sternentstehungsgebieten abgeleitet werden. Jedoch beruht diese Methode auf mehreren Annahmen. In dieser Studie werden daher die sich aus diesen Annahmen ergebenden grundlegenden Limitierungen dieser Methode überprüft und ihre Auswirkungen auf die abgeleiteten Größen bewertet. Das Ergebnis ist, dass unbekannte oder nur unzureichend eingeschränkte optische Eigenschaften des Staubes die größte Unsicherheit dieser Methode darstellt.

Abstract

An evaluation of the influence of magnetic fields on the star formation process is a hitherto unsolved question in astrophysics. In order to find an answer to this question, magnetic field properties can be derived by means of polarimetric observations in the far-infrared wavelength range, if the measured polarisation is caused by non-spherical dust grains aligned with respect to the magnetic field. The focus of this work is therefore on the investigation of polarimetric observations obtained with [SOFIA/HAWC+](#).

In the first study, the magnetic field properties of B335 are determined in the far-infrared wavelength range using [SOFIA/HAWC+](#). It can be shown for the first time that polarisation holes in Bok globules can also occur in the far-infrared wavelength range. By analysing the dust grain alignment in B335, it can be shown that a combination of the interstellar radiation field and the central star as radiation sources can explain the decrease in the degree of polarisation in the outer regions.

In the second study, the magnetic field properties of the filament OMC-3 are analysed using [SOFIA/HAWC+](#) at two infrared wavelengths. The magnetic field structure of OMC-3 is uniform and perpendicular to the filament for both wavelengths. Using a fitting process, information about the physical properties (temperature and column density) of OMC-3 can be obtained and the relationship between these properties and the observed polarisation can be described. A polarisation hole in the densest region of OMC-3 can be explained by superposition of polarised emission and dichroic extinction, which act as counteracting mechanisms.

The third study deals with the magnetic field properties of the Bok globule CB54, investigating polarimetric observations at three wavelengths. It can be shown for the first time in Bok globules that the interplay of polarised emission and dichroic absorption provides an explanation for the decrease of the degree of polarisation as well as for the wavelength-dependent orientation of the linear polarisation in the core of CB54. Based on the polarisation observations, constraints on the size and axis ratio of the dust grains can be derived, which are comparable to literature values.

In the fourth study, the fitting process used in the second study is examined in more detail. By means of this fitting method, among other things, the temperature and column density of star-forming regions can be derived. However, this method is based on several assumptions. This study therefore examines the fundamental limitations of this method resulting from these assumptions and assesses their impact on the derived quantities. The result is that unknown or insufficiently constrained optical properties of the dust represent the largest uncertainty of this method.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
I Grundlagen	3
2 Sternentstehung und Polarimetrie zur Untersuchung von Magnetfeldern	5
2.1 Prozess der Sternentstehung	5
2.1.1 Molekülwolken	6
2.1.2 Bok-Globulen	7
2.2 Möglichkeiten zur Untersuchung von Magnetfeldern	8
2.2.1 Polarisierte Strahlung	8
2.2.2 Ursachen von Polarisationslöchern	17
2.2.3 Weitere Informationsquellen in Bezug auf Magnetfelder	18
II Einschränkung der Magnetfeldeigenschaften der Bok-Globulen B335 und CB54 sowie der Molekülwolke OMC-3 mittels SOFIA/HAWC+ Beobachtungen	21
3 Einschränkung der Magnetfeldeigenschaften der Bok-Globule B335 mittels SOFIA/HAWC+	23
3.1 Einleitung	23
3.2 Beobachtung & Datenerfassung	23
3.2.1 Beschreibung der Quelle	24
3.2.2 Datenakquisition	24
3.3 Resultate	25
3.3.1 Polarisationskarte von B335 (bei 214 μ m)	25
3.3.2 Verteilung der Polarisationswinkel und des Polarisationsgrades	25
3.3.3 Modell von B335	26
3.3.4 Ursache der Polarisation bei 214 μ m: Bedeutung von Polarisation durch Selbststreuung im Kontext von Bok-Globulen	30
3.3.5 Ableitung der Magnetfeldstruktur- und stärke	31
3.3.6 Auswirkung der optischen Tiefe τ auf das Polarisationsmuster	33
3.3.7 Auswirkung der stellaren Strahlungsquelle und des interstellaren Strahlungsfeldes	36
3.4 Diskussion	37
3.4.1 Die SOFIA/HAWC+-Beobachtung von B335 im Kontext weiterer polarimetrischer Beobachtungen	37
3.4.2 Polarisationsloch in B335 bei 214 μ m	39
3.5 Schlussfolgerungen	40
4 Über die Magnetfeldstruktur von OMC-3	43
4.1 Einleitung	43

4.2	Beobachtung & Datenerfassung	44
4.2.1	Beschreibung der Quelle	44
4.2.2	Datenakquisition	44
4.3	Resultate	45
4.3.1	Polarisationskarten von OMC-3	45
4.3.2	Ableitung der Magnetfeldstärke und Magnetfeldstruktur	45
4.3.3	Korrelation zwischen der Magnetfeldstruktur und den Molekülwolkeneigenschaften	49
4.4	Magnetfeld von OMC-3 abgeleitet aus Beobachtungen bei verschiedenen Wellenlängen	56
4.5	Schlussfolgerungen	58
5	Über die Magnetfeldstruktur von CB54	61
5.1	Einleitung	61
5.2	Beobachtung & Datenerfassung	61
5.2.1	Beschreibung der Quelle	62
5.2.2	Datenakquisition	62
5.3	Resultate	63
5.3.1	Polarisationskarte von CB54	63
5.3.2	Magnetfeldstruktur von CB54	66
5.4	Magnetfeld von CB54 bei verschiedenen Wellenlängen und räumlichen Skalen	69
5.5	Schlussfolgerungen	71
III	Bestimmung von Molekülwolkeneigenschaften mittels eines Anpassungsprozesses	73
6	Über die Grenzen der Schwarzkörperanpassungsmethode zur Bestimmung von Molekülwolkeneigenschaften	75
6.1	Einleitung	75
6.2	Details über die modifizierte Schwarzkörperanpassungsmethode und den Modellraum	77
6.2.1	Beschreibung der Anpassungsmethode	77
6.2.2	Beschreibung des Modells	78
6.3	Ergebnisse I: Technische Aspekte und Grenzen	80
6.3.1	Einfluss der Staubeigenschaften	80
6.3.2	Auswirkung der unterschiedlichen Beobachtungswellenlängen auf die Anpassungsergebnisse	82
6.3.3	Relevanz von ALMA-Beobachtungen	83
6.4	Ergebnisse II: Auswirkungen von Charakteristika der Quelle	86
6.4.1	Einfluss der optischen Tiefe τ	86
6.4.2	Einfluss der verschiedenen Staubmodelle auf die Anpassungsergebnisse	87
6.4.3	Betrachtung von eingebetteten Heizquellen	94
6.5	Schlussfolgerungen	95
7	Zusammenfassung und Ausblick	97

A Anhang	101
A.1 Anhang zu Kapitel 3	101
A.1.1 Polarisationsmessungen von B335 mit SOFIA/HAWC+ Band E . .	101
A.1.2 Überblick: beobachtete und theoretische Flüsse für B335 bei ver- schiedenen Wellenlängen	102
A.2 Anhang zu Kapitel 4	103
A.2.1 Komplette Polarisationskarte von OMC-3	103
A.2.2 Karte von optischen Tiefen bei 154, 160, 214 und 850 μ m in OMC-3	104
A.3 Anhang zu Kapitel 5	105
A.3.1 Einschränkung der Staubeigenschaften in CB54 auf der Grundlage der gemessenen Polarisation	105
B Einheiten und Konstanten	115
Literaturverzeichnis	117
Abbildungsverzeichnis	141
Abkürzungsverzeichnis	149
Eidesstattliche Erklärung	151

Kapitel 1

Einleitung

Sterne entstehen in dichten Ansammlungen von interstellarem Staub und Gas. Unser Verständnis des Sternentstehungsprozesses, einschließlich der Rolle die verschiedene physikalische Prozesse während der Entwicklung einer kollabierenden Molekülwolke zu einem entwickelten Stern spielen, ist jedoch noch unvollständig. So ist vor allem die Rolle von Magnetfeldern bisher nicht exakt charakterisiert und noch Gegenstand laufender Diskussionen (z. B. [Matthews und Wilson, 2002](#); [Pudritz u. a., 2013](#); [Seifried und Walch, 2015](#)).

Der Ursprung und die Entwicklung von Magnetfeldern im Universum ist nach wie vor ein ungelöstes Problem der Astrophysik (z. B. [Grasso und Rubinstein, 2001](#); [Rees, 2005](#)). Magnetfelder in astrophysikalischen Objekten sind allgegenwärtig, treten sowohl in kleinem (z. B. Planeten und Sterne) als auch in großem Maßstab (z. B. Galaxien und Riesenmolekülwolken) auf und ihr Einfluss bei verschiedenen Prozessen ist nach wie vor kaum verstanden.

Beispielsweise werden Magnetfelder als ein Mechanismus angesehen, der die Kontraktion von Sternentstehungsgebieten und Filamenten verlangsamt, da das Magnetfeld dem Kollaps einer Molekülwolke, bewirkt durch Gravitation, entgegenwirkt, und somit eine mögliche Erklärung für die beobachteten niedrigen Sternentstehungsraten liefert (z. B. [Van Loo u. a., 2015](#); [Federrath, 2015](#)). Eine weitere Erklärung für dieses Phänomen ist Turbulenz, wobei es noch unklar ist, welcher der beiden Prozesse (Magnetfeld oder Turbulenz) der dominantere ist (z. B. [Crutcher, 2012](#); [Pillai u. a., 2015](#)). Außerdem wird erwartet, dass Magnetfelder die Kopplung der Gas- und Staubphase sowie die Form von Molekülwolkenfragmenten beeinflussen (z. B. [Wolf u. a., 2003a](#)).

Es ist daher essentiell, Messungen der Magnetfeldstärke und -struktur zu erhalten, um die verschiedenen Effekte bewerten zu können. Es existieren verschiedene direkte und indirekte Möglichkeiten, um Informationen über diese Größen zu gewinnen. Polarimetrische Beobachtungen der thermischen Reemissionsstrahlung von nicht-sphärischen Staubkörnern können zur indirekten Ableitung der Magnetfeldstruktur und -stärke in Sternentstehungsgebieten verwendet werden, wenn diese Staubteilchen an das Magnetfeld ausgerichtet sind. Es wurde eine Vielzahl von Beobachtungen durchgeführt, um diese polarisierte Strahlung nachzuweisen, z. B. mit [JCMT¹](#)/[SCUBA-2²](#) ([Holland u. a., 2013](#)), dem Planck-Satelliten ([Planck Collaboration u. a., 2011](#)) und [ALMA³](#) ([Wootten und Thompson, 2009](#)). In den letzten Jahren öffnete die High-resolution Airborne Wideband Camera Plus ([HAWC+](#)) an Bord des Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy ([SOFIA](#)) den Blick in den ferninfraroten Wellenlängenbereich für die Polarimetrie ([Harper u. a., 2018](#)). Mit [SOFIA/HAWC+](#) wurden Galaxien (z. B. [Jones u. a., 2020](#); [Lopez-Rodriguez u. a., 2020](#)), Bok-Globulen ([Zielinski u. a., 2021](#); [Zielinski u. a., 2023](#)), prästellare Kerne ([Redaelli u. a., 2019](#)) und Filamente (z. B. [Chuss u. a., 2019](#); [Zielinski und Wolf, 2022](#)) beobachtet.

¹James Clerk Maxwell Telescope

²Submillimetre Common User Bolometer Array-2

³Atacama Large Millimeter/submillimeter Array

Es existieren jedoch mehrere potentielle Unsicherheiten bei dieser Möglichkeit, Eigenschaften von Magnetfeldern zu erhalten. Zum einen zeigen viele polarimetrische Beobachtungen von Sternentstehungsregionen eine Abnahme des gemessenen Polarisationsgrad mit steigender Intensität (sogenanntes „Polarisationsloch“), ein Phänomen, welches bisher ungeklärt ist (z. B. [Leach u. a., 1991](#); [Minchin und Murray, 1994](#); [Wolf u. a., 2003a](#); [Zielinski u. a., 2021](#)). Zum anderen erfordert das verlässliche Ableiten von Magnetfeldeigenschaften, dass sichergestellt werden kann, dass die detektierte Polarisation durch an dem Magnetfeld ausgerichtete nicht-sphärische Staubteilchen verursacht wird. Gerade in den letzten Jahren wurden viele Fortschritte in dem Bereich der Staubkornausrichtungstheorie erreicht, wodurch es mittlerweile viele verschiedene potentielle Ursprünge der gemessenen Polarisation gibt (siehe z. B. [Lazarian, 2007](#); [Kataoka u. a., 2015](#); [Tazaki u. a., 2017](#); [Hoang u. a., 2018](#); [Kataoka u. a., 2019](#)). Vor der Deutung der Beobachtungsergebnisse muss daher der korrekte Polarisationsmechanismus identifiziert werden. Weitere Informationsquellen für Magnetfelder sind der Zeeman-Effekt ([Crutcher u. a., 1993](#); [Brauer u. a., 2017](#)), der Goldreich-Kylafis Effekt ([Goldreich und Kylafis, 1981](#)) oder die Geschwindigkeitsgradiententechnik ([González-Casanova und Lazarian, 2017](#)).

In der vorliegenden Arbeit liegt der Fokus auf der Analyse polarimetrischer Beobachtungen verschiedener Sternentstehungsgebiete. Es werden im Folgenden vier Studien vorgestellt, wobei sich die ersten drei mit polarimetrischen Beobachtungsmethoden befassen, mit denen der Einfluss von Magnetfeldern in Sternentstehungsgebieten untersucht werden kann. Die vierte Studie untersucht die Anwendbarkeit einer oft angewendeten Methode, mit welcher Molekülwolkeneigenschaften abgeschätzt werden können.

Zunächst wird eine Einführung in die aktuellen Kenntnisse der Sternentstehung sowie eine Erläuterung der Methode der Polarimetrie zur Untersuchung von Magnetfeldern geliefert (Kapitel 2).

Die erste Studie befasst sich mit der Untersuchung der Magnetfeldeigenschaften der Bok-Globule B335 (siehe Kapitel 3). Mittels der Beobachtung polarisierter Strahlung werden neben Einschränkungen hinsichtlich der Magnetfeldstärke- und -struktur auch eine Analyse bezüglich des Phänomens der „Polarisationslöcher“, sowie eine Abschätzung der Staubkornausrichtungseffizienz diskutiert.

Die zweite Studie setzt sich mit der [SOFIA/HAWC+](#) Beobachtung von OMC-3 bei zwei Wellenlängen auseinander (siehe Kapitel 4). Neben Erkenntnissen über die Magnetfeldeigenschaften liegt ein besondere Fokus auf der Untersuchung des Polarisationsspektrums und des Zusammenhangs zwischen Polarisation und Molekülwolkeneigenschaften.

In der dritten Studie werden die [SOFIA/HAWC+](#) sowie [JCMT/SCUBA](#) Beobachtungen der Bok-Globule CB54 bei drei Wellenlängen vorgestellt (siehe Kapitel 5). Hier liegt das Hauptaugenmerk auf der Analyse der Polarisation im inneren Bereich der Bok-Globule und der damit zusammenhängenden Diskussion über den Ursprung der beobachteten Abnahme des Polarisationsgrades mit steigender Intensität.

Die ersten drei Studien zielen darauf ab, die Rolle von Magnetfeldern in Sternentstehungsregionen besser zu verstehen. In der vierten Studie wird eine spezielle Methode, eine modifizierte Schwarzkörperfunktion, untersucht, mit welcher Molekülwolkeneigenschaften abgeleitet werden können (siehe Kapitel 6). Diese Methode beruht jedoch auf mehreren Annahmen. In diesem Kapitel werden daher die sich aus diesen Annahmen ergebenden grundlegenden Limitierungen dieser Methode überprüft und ihre Auswirkungen auf die abgeleiteten Größen bewertet.

Teil I

Grundlagen

Kapitel 2

Sternentstehung und Polarimetrie zur Untersuchung von Magnetfeldern

In den nachfolgenden Abschnitten werden die Grundlagen zur Sternentstehung (Abschnitt 2.1) und zur Untersuchung von Magnetfeldern mithilfe von Polarimetrie (Abschnitt 2.2) erläutert, die zum Verständnis dieser Arbeit notwendig sind.

2.1 Prozess der Sternentstehung

Überschreitet eine Molekülwolke eine kritische Masse – die sogenannte Jeans-Masse – können durch gravitativen Kollaps einer oder mehrere Sterne entstehen (Jeans, 1902; Shu u. a., 1987). Diese spezielle kritische Masse bestimmt sich aus einem Gleichgewicht zwischen dem nach außen gerichteten Gasdruck und dem nach innen gerichteten Gravitationsdruck. Unter der Annahme einer homogenen, sphärischen Molekülwolke und einem idealen Gas ist die Jeans-Masse (Unsöld und Baschek, 2005):

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

Hierbei bezeichnet ρ die Massendichte der Wolke, k_{B} die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur des Gases, G die Gravitationskonstante und μ die mittlere Masse eines Atoms oder Molkeküls. Hiermit zusammhängend ist die Jeans-Länge λ_{J} :

$$\lambda_{\text{J}} \approx \sqrt{\frac{5\pi k_{\text{B}} T}{3\mu G \rho}}. \quad (2.2)$$

Hinsichtlich eines Gravitationskollapses sind Ausdehnungen kleiner als die Jeans-Länge stabil, während Ausdehnungen größer als die Jeans-Länge instabil sind. Ein oder mehrere Ereignisse können eintreten, welche eine Molekülwolke komprimieren und so den gravitativen Kollaps auslösen können. Zum Beispiel kann dies geschehen durch Kollision zweier Molekülwolken oder durch eine nahe Supernova-Explosion, wodurch Materie mit hoher Geschwindigkeit in die Molekülwolke geschickt wird („triggered star formation“, Prialnik, 2000).

Ferner lässt sich abschätzen, wieviele Sterne entstehen. In Bezug hierauf ist die Sternentstehungseffizienz relevant. Unter der Annahme einer Gaswolke der Masse M , Volumen V , Freifallzeit t_{ff} (ausgewertet bei der mittleren Dichte $\rho = M/V$) und der Sternentstehungsrate \dot{M}_{\star} ergibt sich die Sternentstehungseffizienz ϵ_{ff} nach Krumholz und Federrath (2019) zu

$$\epsilon_{\text{ff}} = \frac{\dot{M}_{\star}}{M/t_{\text{ff}}}. \quad (2.3)$$

Die Effizienz ϵ_{ff} repräsentiert das Verhältnis zwischen der beobachteten Sternentstehungsrate in einer spezifischen Region zu der maximal zu erwartenden Rate, sollte das Gas im freien Fall ungehindert kollabieren. Durch verschiedene Methoden, wie z. B. durch Zählen junger stellarer Objekte (z. B. Krumholz u. a., 2012; Evans u. a., 2014; Heyer u. a., 2016), wurde ϵ_{ff} auf etwa 0,01 abgeschätzt. Dieser Befund wurde von kiloparsec-großen Galaxien bis hin zu einzelnen parsec-großen Molekülwolken bestätigt (Leroy u. a., 2017; Utomo u. a., 2018). Eine mögliche Erklärung für diese geringe Sternentstehungsrate sind Magnetfelder, von welchen angenommen wird, dass sie die Kontraktion von Sternentstehungsgebieten und Filamenten¹ verlangsamen (z. B. Van Loo u. a., 2015; Seifried und Walch, 2015). Andere Erklärungen sind Turbulenz oder stellare Rückkopplung (engl. stellar feedback, Federrath, 2015). Es ist noch unklar, welcher dieser genannten Prozesse am relevantesten ist beziehungsweise wie hoch deren relativer Beitrag ist. Um den Einfluss einzelner Effekte abschätzen zu können, sind Beobachtungsdaten von Sternentstehungsregionen notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit liegt der Fokus daher auf der Bestimmung und Abschätzung von Magnetfeldeigenschaften in Molekülwolken (siehe Abschnitt 2.1.1) und Bok-Globulen (siehe Abschnitt 2.1.2).

2.1.1 Molekülwolken

Molekülwolken sind interstellare Gaswolken, welche die dichteste Phase des **ISM** repräsentieren und hauptsächlich aus molekularem Wasserstoff bestehen. In Molekülwolken können aufgrund ihrer Größe ($\sim 2\text{--}20\text{ pc}$), Dichte ($\sim 10^2\text{--}10^3\text{ H}_2\text{ cm}^{-3}$) und Temperatur ($\sim 10\text{--}30\text{ K}$) Moleküle gebildet werden (Werte entnommen aus Klessen, 2011). Daher sind neben molekularem Wasserstoff auch weitere Moleküle wie CO, CN, OH und H₂O vertreten (z. B. Herbst und Klemperer, 1973).

Neben dem Gasanteil ist in Molekülwolken auch Staub mit Korngrößen im Nano- bis Mikrometerbereich vorhanden (Weingartner und Draine, 2001; Lefèvre u. a., 2014; Uehara u. a., 2021). Das Massenverhältnis von Gas zu Staub wird standardmäßig in 100:1 angegeben (z. B. Hildebrand, 1983; Sodroski u. a., 1997; Parkin u. a., 2012). Obgleich Festkörper lediglich einen geringen Anteil der Gesamtmasse ausmachen, ist die Gesamtoberfläche des Staubes groß genug, um damit wesentlich die optische Erscheinung von Molekülwolken und weiteren astrophysikalischen Objekten, wie z. B. protoplanetaren Scheiben, zu bestimmen. Deshalb wird in den nachfolgenden Abschnitten ein besonderes Augenmerk auf die Beschreibung der von solchen Objekten ausgehenden (thermischen) Strahlung gelegt (siehe beispielsweise Abschnitt 2.2.1).

Molekülwolken werden von Magnetfeldern durchzogen, deren Ursprung noch nicht abschließend geklärt ist (z. B. Rees, 2005; Ichiki u. a., 2006). Eine Theorie über den Ursprung dieser Magnetfelder basiert dabei auf großkaligen Dynamos und primordialen Magnetfeldern (Crutcher, 2012), welche durch den Biermann-Batterie-Effekt entstanden sind (Schlüter, 1950). In diesem Fall werden die Magnetfelder durch einen elektrischen Strom erzeugt, welcher durch die Rotation des Systems angetrieben wird (Biermann und Schlüter, 1951). Allerdings kann diese Theorie meist nur für kleine Skalen, wie in Sternen oder bei Supernovae, angewendet werden (Hanayama u. a., 2005). Ein anderer Erklärungsansatz besteht in einem kosmologischen Modell: Magnetfelder werden durch einen thermoelektrischen Mechanismus im frühen Universum erzeugt (z. B. Quashnock u. a., 1989). Eine

¹Als Filament wird üblicherweise jede Struktur im interstellaren Medium (**ISM**) definiert, welche ein Aspektverhältnis von 5 bis 10 aufweist und im Vergleich zu ihrer Umgebung dichter ist (André u. a., 2014)



Abbildung 2.1 Kompositbild (visueller und nahinfraroter Wellenlängenbereich) der Bok-Globule Barnard 68, aufgenommen mit dem 8,2-m-VLT-ANTU-Teleskop und dem Multimoden-Instrument **FORS1**. (Quelle: [ESO](#)).

weitere Erklärung hinsichtlich des Ursprung dieser Magnetfelder basiert auf Störungen in der Phase der Inflation ([Liddle und Lyth, 2000](#)). Obgleich diese Theorien Unterschiede aufweisen, so haben sie eines gemeinsam: Alle gehen davon aus, dass die Magnetfelder irgendwann im sehr jungen Universum entstanden sind.

2.1.2 Bok-Globulen

Benannt nach ihren Entdecker Bart Bok stellen Bok-Globulen eine spezielle Art von Molekülwolken dar ([Bok und Reilly, 1947](#); [Bok, 1977](#)). Sie sind relativ klein, isoliert und weisen großskalig häufig einfachste Strukturen auf (siehe zum Beispiel Abbildung 2.1). Die Massen von Bok-Globulen werden in einem Bereich von $2 M_{\odot}$ bis $100 M_{\odot}$ und ihre Ausdehnung in einem Bereich von 0,1 pc bis 2 pc abgeschätzt (z. B. [Bok, 1977](#); [Leung, 1985](#); [Clemens u. a., 1991](#); [Launhardt u. a., 2010](#)). Bok-Globulen repräsentieren Orte massearmer Sternentstehung (z. B. [Clemens und Barvainis, 1988](#); [Launhardt und Henning, 1997](#)). Aufgrund ihrer einfachen Strukturen sind Bok-Globulen ideale Objekte, um den Sternentstehungsprozess und die Einflüsse von bestimmten Effekten, wie z. B. Magnetfelder, zu studieren und abzuschätzen. Daher sind Bok-Globulen oft das Ziel von Beobachtungen (z. B. [Wolf u. a., 2003a](#); [Launhardt u. a., 2010](#); [Das u. a., 2016](#); [Pattle u. a., 2022a](#)) und zugehörigen Modellierungsansätzen sowie Simulationen (z. B. [Harvey u. a., 2001](#); [Kandori u. a., 2005](#); [Brauer u. a., 2016](#); [Kandori u. a., 2020](#); [Zielinski u. a., 2021](#)).

2.2 Möglichkeiten zur Untersuchung von Magnetfeldern

Um die Effekte von Magnetfeldern in Hinsicht auf den Sternentstehungsprozess bestimmen zu können, ist eine Abschätzung der Magnetfeldeigenschaften unabdingbar. Im Folgenden werden daher Möglichkeiten zur Untersuchung von Magnetfeldern eingehender vorgestellt. Die im Rahmen dieses Kapitels betrachteten theoretischen Grundlagen orientieren sich vornehmlich an [Krügel \(2008\)](#), [Brauer \(2017\)](#), [Trippe \(2014\)](#) und [Bertrang \(2015\)](#) sowie Referenzen in diesen Arbeiten.

2.2.1 Polarisierte Strahlung

Polarisation ist eine grundlegende Eigenschaft elektromagnetischer Wellen und beschreibt deren Schwingungsrichtung. Man betrachte eine ebene harmonische Welle, welche sich in z -Richtung eines kartesischen Koordinatensystems mit der Kreisfrequenz ω , der Wellenzahl k sowie dem elektrischen Feldvektor $\vec{E}(\vec{r}, t)$ bewegt:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} . \quad (2.4)$$

Die Amplitude \vec{E}_0 ist in der Regel komplex:

$$\vec{E}_0 = \vec{E}_1 + i \vec{E}_2 , \quad (2.5)$$

wobei \vec{E}_1 und \vec{E}_2 reell sind. Bei festem z dreht sich der Realteil des elektrischen Vektors \vec{E} mit der Frequenz ω und die Spitze des Vektors beschreibt in der (x, y) -Ebene, welche senkrecht zur z -Achse liegt, eine (Polarisations)Ellipse:

$$\text{Re}\{\vec{E}\} = \vec{E}_1 \cos \omega t + \vec{E}_2 \sin \omega t . \quad (2.6)$$

Die Rotationsrichtung ändert sich, wenn das Pluszeichen in Gleichung (2.6) in ein Minuszeichen umgewandelt wird, d. h. wenn \vec{E}_2 in die entgegengesetzte Richtung zeigt. Es lassen sich zwei Sonderfälle unterscheiden:

- Lineare Polarisation: Falls $\vec{E}_1 = \vec{0}$ oder $\vec{E}_2 = \vec{0}$ oder sollten \vec{E}_1 und \vec{E}_2 voneinander linear abhängig sind, entartet die Polarisationsellipse zu einer Geraden.
- Zirkulare Polarisation: Die Ellipse entspricht einem Kreis, falls die Vektoren gleich lang sind, d.h. $|\vec{E}_1| = |\vec{E}_2|$ und senkrecht zueinander stehen, d.h. $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = 0$.

Die Polarisationsellipse kann durch vier Parameter beschrieben werden, wobei diese unterschiedlich gewählt werden können. Eine mögliche Beschreibung der Polarisationsellipse ist durch ihre große und kleine Halbachse, a respektive b , einer Spezifikation zu ihrer Ausrichtung in der (xy) -Ebene sowie den Umlaufsinn (rechts- oder linksdrehend) gegeben. Die Spezifikation kann zum Beispiel der Winkel γ zwischen einer Referenzachse und der x -Koordinate sein. Anstelle dieser geometrischen Größen wird die Polarisation jedoch in der Praxis durch die Stokes-Parameter I, Q, U und V beschrieben ([Stokes, 1851](#)). Diese Parameter sind äquivalent zu den oben beschriebenen Größen, weisen aber den praktischen Vorteil auf, dass sie direkt gemessen werden können.

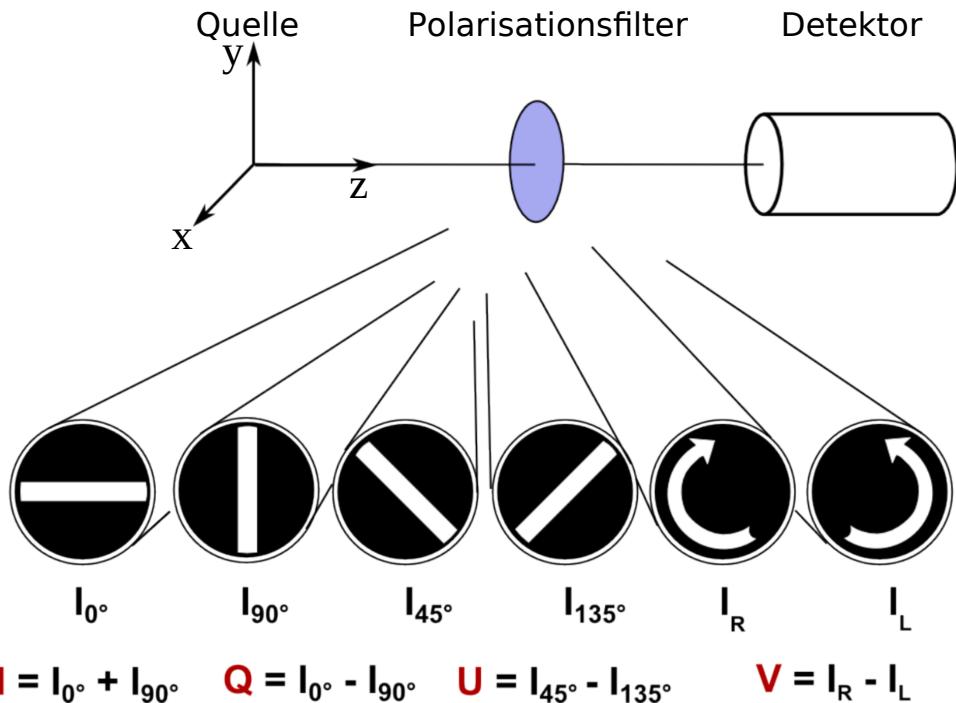


Abbildung 2.2 Bestimmung der Stokes-Parameter I, Q, U und V mittels Intensitätsmessungen und der Verwendung eines Polarisationsfilters. Adaptiert entnommen aus Fischer (1992).

Stokes-Formalismus

Elektromagnetische Strahlung und insbesondere ihr polarisierter Anteil wird im Allgemeinen unter Zuhilfenahme des Stokes-Formalismus beschrieben. Benutzt wird hierzu der Stokes-Vektor \vec{S} , welcher aus den vier Komponenten I, Q, U und V besteht: $\vec{S} = (I, Q, U, V)^T$. Alle Komponenten können hierbei mittels Intensitätsmessungen ermittelt werden (siehe Abbildung 2.2). Insgesamt werden sechs Einzelmessungen benötigt, wobei in jeder Messung ein anderer Polarisationsfilter verwendet wird. Ermittelt wird jede Komponente, indem die Intensität nach Passieren des jeweiligen Polarisationsfilters gemessen wird. Es gilt dann

$$\begin{aligned} I &= I_{0^\circ} + I_{90^\circ} \\ Q &= I_{0^\circ} - I_{90^\circ} \\ U &= I_{45^\circ} - I_{135^\circ} \\ V &= I_R - I_L. \end{aligned}$$

Hierbei beschreiben I_{0° , I_{90° , I_{45° und I_{135° die gemessenen Intensitäten nach Durchgang durch einen horizontalen (0°), vertikalen (90°), 45° und 135° orientierten idealen Polarisator. Die gemessene Intensität nach Durchgang durch zwei Polarisatoren, die den links- und rechtszirkularen Strahlungsanteil bestimmen, werden mit I_L beziehungsweise I_R bezeichnet. Die Stokes-Parameter Q und U charakterisieren folglich die lineare Polarisation und V die zirkulare Polarisation. Es lässt sich der Polarisationsgrad p als Verhältnis des polarisierten

Anteils I_p zu der Gesamtintensität I definieren:

$$p = \frac{I_p}{I} = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} . \quad (2.7)$$

Oft wird der Polarisationsgrad in den linearen (p_l) bzw. zirkularen (p_z) Anteil zerlegt:

$$p_l = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} , \quad (2.8)$$

$$p_z = \frac{V}{I} . \quad (2.9)$$

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist als Polarisationsgrad p ausschließlich der lineare Polarisationsgrad p_l gemeint. Für Beobachtungen mit z. B. [SOFIA/HAWC+](#) (siehe Abschnitt [SOFIA](#)) oder dem Submillimetres Common User Bolometer Array-2 ([SCUBA-2](#)) spielt der Stokes-Parameter V bzw. der zirkulare Polarisationsgrad p_z keine Rolle, da die Instrumente nur sensitiv für lineare Polarisation sind (siehe z. B. Polarimeter POL-2 für [SCUBA-2](#)). Mithilfe der Stokes-Parameter lässt sich zusätzlich der Polarisationswinkel θ definieren:

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{U}{Q} \right) + n \frac{\pi}{2} , \quad n = \begin{cases} 0 & \text{falls } Q > 0 \\ 1 & \text{falls } Q < 0 \end{cases} . \quad (2.10)$$

Die Stokes-Vektor-Komponenten werden meistens in Einheiten der Flussdichte angegeben. Üblicherweise ist diese Einheit Jansky [Jy]. Die Umrechnung in SI-Einheiten ist

$$1 \text{ Jy} = 10^{-26} \frac{\text{W}}{\text{Hz m}^2} .$$

Strahlungstransport

Um in der Lage zu sein, Beobachtungen korrekt zu interpretieren und Vorhersagen für künftige Untersuchungen durchzuführen sind Informationen über den in dem jeweiligen Objekt befindlichen Staub essentiell (z. B. Staubtemperatur und emittierter Fluss). Elektromagnetische Strahlung ist die bedeutendste für uns zugängliche Informationsquelle bei der Untersuchung von Objekten außerhalb unseres Sonnensystems. Betrachtet man Strahlung, welche sich in einem Medium ausbreitet, dann kann sie – abhängig von der Wellenlänge – absorbiert werden, gestreut werden oder das Medium ungehindert passieren. Die Beschreibung dieser Strahlungsausbreitung wird als Strahlungstransport bezeichnet. Im Folgenden wird der Strahlungstransport im optisch dünnen sowie optisch dicken Fall beschrieben. Teile dieses Abschnitts sind in Anlehnung an [Unsöld und Baschek \(2005\)](#), [Brauer \(2017\)](#) und [Brunngräber \(2018\)](#) sowie darin enthaltene Referenzen entstanden.

Die gesamte Energieabgabe eines isotrop strahlenden Volumenelements dV pro Zeiteinheit ist

$$4\pi \int_0^\infty j_\nu d\nu dV . \quad (2.11)$$

Hierbei beschreibt j_ν den Emissionskoeffizienten bei der Frequenz ν . Ein Strahl der Intensität I_ν erfährt einen Energieverlust durch Absorption bei dem Durchqueren einer Schicht der Dicke ds und dem Absorptionskoeffizienten κ_ν . Es gilt:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu . \quad (2.12)$$

Neben dem Fall der Absorption kann auch Streuung zu einem Energieverlust führen. Daher wird im allgemeinen Fall der Extinktionkoeffizient k_ν zur Beschreibung verwendet:

$$k_\nu = \kappa_\nu + \sigma_\nu , \quad (2.13)$$

wobei σ_ν den Streukoeffizienten beschreibt. Die Betrachtung der Gesamtintensitätsänderung eines Strahls beim Durchqueren einer Schicht der Dicke ds ergibt dann die Strahlungstransportgleichung:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -(\kappa_\nu + \sigma_\nu) I_\nu + j_\nu = -k_\nu I_\nu + j_\nu . \quad (2.14)$$

Unter Betrachtung des Umstandes, dass die zu durchquerende Schicht nicht emittierend ist (d.h. $j_\nu = 0$), folgt

$$\frac{dI_\nu}{I_\nu} = -k_\nu ds . \quad (2.15)$$

Die Intensität der Strahlung I_ν nach Durchqueren der Schicht ist verknüpft mit der Intensität der einfallenden Strahlung $I_{\nu,0}$:

$$I_\nu = I_{\nu,0} \cdot e^{-\tau_\nu} . \quad (2.16)$$

Hierbei bezeichnet τ_ν die optische Tiefe der Schicht mit Dicke s :

$$\tau_\nu = \int_0^s k_\nu ds' . \quad (2.17)$$

Bei einer optischen Tiefe $\tau_\nu \ll 1$ bezeichnet man ein Medium als optisch dünn, d.h. ein solches Medium lässt nahezu die gesamte Strahlung durch. Demgegenüber wird ein Medium als optisch dick bezeichnet, sofern die optische Tiefe $\tau_\nu \gg 1$ ist. Ein solches Medium lässt nahezu keine Strahlung hindurch.

Unter Verwendung des Kirchhoffschen Satzes (der Staub befindet sich in einem thermischen Gleichgewicht mit der Temperatur T_{Staub}) folgt:

$$j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T_{\text{Staub}}) . \quad (2.18)$$

Hierbei beschreibt $B_\nu(T)$ das Plancksche Strahlungsgesetz:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} . \quad (2.19)$$

Mit h wird hier das Plancksche Wirkungsquantum und mit c die Vakuumlichtgeschwindigkeit bezeichnet. Unter Anwendung des Kirchhoffschen Satzes sowie der Definition der optischen Tiefe (Gleichung 2.17) ergibt sich eine vereinfachte Form der Strahlungstransportgleichung:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + B_\nu(T) . \quad (2.20)$$

Für die Durchführung einer Simulation der Strahlung einer Staubwolke muss diese Gleichung entlang des Pfades der Photonen gelöst werden. Allerdings kann die Strahlungstransportgleichung lediglich in Spezialfällen analytisch gelöst werden. Daher werden für den allgemeinen Fall Methoden wie der Monte-Carlo-Algorithmus (z. B. Fischer, 1992;

Lucy, 1999) oder das Runge-Kutta-Fehlberg-Verfahren (z. B. Fehlberg, 1970) eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit wird hierzu das Strahlungstransportprogramm **POLARIS** benutzt.

POLARIS

Der POLArized RadIation Simulator (**POLARIS**², Reissl u. a., 2016) ist ein innerhalb der Arbeitsgruppe „Stern- und Planetenentstehung, Exoplaneten“ an der Universität Kiel entwickelter 3D Monte-Carlo Strahlungstransfercode. **POLARIS** wurde bereits für diverse astrophysikalische Szenarien erfolgreich angewendet (z. B. Brauer u. a., 2016; Pellegrini u. a., 2020; Brunngräber und Wolf, 2020; Zielinski u. a., 2021; Lietzow u. a., 2021; Bensberg und Wolf, 2022; Kobus u. a., 2022; Zielinski und Wolf, 2024).

Mittels **POLARIS** kann die Beobachtbarkeit charakteristischer physikalischer Größen diverser astrophysikalischer Modelle analysiert werden. **POLARIS** kann unter anderem die direkte sowie gestreute thermische reemittierte Strahlung von Staubkörnern und direkte respektive gestreute Strahlung von Sternen behandeln. Ein zentrales wichtiges Merkmal von **POLARIS** ist zudem die Berücksichtigung von Magnetfeldern. Mittels der Implementierung diverser verschiedener Staubkornausrichtungsmechanismen (siehe Abschnitt [Ursachen polarisierter Strahlung](#)), wie z. B. der Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente, können Vorhersagen über Magnetfelder getätigt werden. Synthetische Beobachtungsdaten können auf der Basis einer Vielzahl physikalischer Größen – z. B. verschiedene Strahlungsquellen, Staubtemperatur- und dichte oder Magnetfeldeigenschaften – erzeugt werden. Zudem können mittels **POLARIS** Spektrallinien verschiedener Gasspezies und Synchrotronstrahlung untersucht werden. Diese zuletzt genannten Themen sind jedoch in der vorliegenden Arbeit nicht von Bedeutung.

POLARIS wurde in der vorliegenden Arbeit unter anderem dazu verwendet synthetische Beobachtungsdaten basierend auf der jeweiligen Temperatur- sowie Dichtestruktur des Staubes zu erzeugen (siehe Kapitel 3 und 6) und Eigenschaften polarisierter Strahlung unter Zuhilfenahme von Staubkornausrichtungsmechanismen sowie des Phänomens der Selbststreuung³ zu analysieren (siehe Kapitel 3). Die synthetischen Beobachtungsdaten werden unter anderem für die Interpretation von **SOFIA/HAWC+** Beobachtungen benötigt. Für eine detaillierte Beschreibung des Programms sei auf Reissl (2016) und Reissl u. a. (2016) verwiesen.

SOFIA

Das Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy (**SOFIA**, Temi u. a., 2018) – eine umgebaute Boeing 747SP – war das größte flugzeuggestützte Observatorium der Welt und zwischen Februar 2014 und September 2022 im Einsatz. Dieses Projekt entstand aus der Zusammenarbeit zwischen der National Aeronautics and Space Administration (**NASA**) und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (**DLR**), wobei die Kosten 80/20 aufgeteilt wurden. **SOFIA** war das Nachfolgeprojekt des Kuiper Airborne Observatory (**KAO**, Cameron, 1976), mit welchem unter anderem die Uranus Ringe entdeckt wurden (Elliot u. a., 1977). Weitere flugzeuggestützte Messungen wurden vorher mit der Ames Convair 990 „Galileo“ (z. B. Sellers u. a., 1976), mit welchem unter anderem die Nahinfrarotspektren der Venus untersucht wurden, dem Learjet Observatory und der U-2 Aircraft durchgeführt.

²<https://portia.astrophysik.uni-kiel.de/polaris/>

³Unter Selbststreuung versteht man den Prozess, dass reemittierte thermische Strahlung des Staubs an Staubkörnern gestreut und dadurch polarisiert wird.

[SOFIA](#) konnte mittels fünf austauschbaren wissenschaftlichen Instrumenten einen Wellenlängenbereich zwischen 4,5 μm ([EXES](#)) und etwa 600 μm ([GREAT](#)) abdecken und füllte damit den Bereich zwischen dem [JWST](#) (0,6 μm –28,3 μm , [Gardner u. a., 2006; Jakobsen u. a., 2022](#)) und [ALMA](#) (350 μm –3 mm, [ALMA Partnership u. a., 2015; Cortes u. a., 2021](#)). Folgende Instrumente waren in Bezug auf [SOFIA](#) im Betrieb: Echelon-Cross-Echelle Spectrograph ([EXES](#), [Richter u. a., 2018](#)), Far Infrared Field-Imaging Line Spectrometer ([FIFI-LS](#), [Colditz u. a., 2018; Fischer u. a., 2018](#)), Focal Plane Imager Plus ([FPI+](#), [Pfüller u. a., 2018](#)), German REceiver for Astronomy at Terahertz Frequencies ([GREAT](#), [Risacher u. a., 2018](#)), Faint Object infraRed CAmera for the SOFIA Telescope ([FORCAST](#), [Herter u. a., 2018](#)) und High-resolution Airborne Wideband Camera Plus ([HAWC+](#), [Harper u. a., 2018](#)). Im Rahmen dieser Arbeit werden Polarisationsbeobachtungen mittels [SOFIA/HAWC+](#) ausgewertet, weshalb im Folgenden [HAWC+](#) detaillierter beschrieben wird.

High-resolution Airborne Wideband Camera Plus

[HAWC+](#) ([Harper u. a., 2018](#)) war eine Erweiterung der High-resolution Airborne Wideband Camera ([HAWC](#), [Harper u. a., 2000](#)), wobei vor allem das Sichtfeld (engl. field-of-view) verbessert wurde und eine Funktion für differentielle Polarimetrie hinzugefügt wurde. Erstmals flog [HAWC+](#) im April 2016 auf [SOFIA](#) mit. Im Oktober 2016 begannen die wissenschaftlichen Beobachtungen und endeten Ende 2022. Mittels [HAWC+](#) konnten polarimetrische und photometrische Beobachtungen in fünf Bändern (von 53 μm bis 214 μm) durchgeführt werden. Die räumlichen Auflösungen reichten von 4,8" (Band A, 53 μm) bis 18,2" (Band E, 214 μm).



Abbildung 2.3 [SOFIA](#) über der südkalifornischen Hochwüste.
Credit: NASA/Jim Ross.

In Sternentstehungsgebieten wie z. B. Molekülwolken findet man Temperaturen im Bereich von ungefähr 10 bis 50 K (siehe z. B. [Santos u. a., 2019; Chuss u. a., 2019](#)). Nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz ([Wien, 1896](#)) entspricht dies einem Maximum der Strahlungsintensität bei einer Wellenlänge von etwa 50 bis 300 μm . Daher eignet [HAWC+](#) sich speziell, um die Strahlung dieser Objekte zu messen.

Die wissenschaftlichen Ziele von [HAWC+](#) waren die Messungen der durch ausgerichtete Staubkörner hervorgerufene Polarisation (siehe Abschnitt [Ursachen polarisierter Strahlung](#)), um dadurch Magnetfelder und ihre Auswirkung im Hinblick auf den Sternentstehungsprozess zu analysieren. Im Zuge meines Promotionsvorhabens wurden mehrere erfolgreiche Beobachtungsanträge für [HAWC+](#) gestellt, wobei insgesamt eine Beobachtungszeit von 7,7 Stunden bewilligt worden ist.

Im Rahmen dieser Dissertation wurden mehrere [SOFIA/HAWC+](#)-Beobachtungen ausgewertet (siehe Kapitel 3, 4 und 5).

Ursachen polarisierter Strahlung

Dieser Abschnitt richtet sich nach Ausführungen in [Andersson u. a. \(2015\)](#), [Pattle u. a. \(2021\)](#) und [Le Gouellec u. a. \(2023\)](#) sowie Referenzen in diesen Arbeiten.

Die Polarisation des Sternenlichts wurde vor über 50 Jahren entdeckt ([Hall, 1949](#); [Hiltner, 1949a](#)) und sehr schnell als Folge von dichroitischer Extinktion durch ausgerichtete nicht-sphärische Staubkörnern erkannt ([Hiltner, 1949b](#)). Dass auch emittierte thermische Strahlung eine mögliche Ursache für gemessene Polarisation sein kann, wurde durch [Stein \(1966\)](#) vorhergesagt und erstmals durch [Cudlip u. a. \(1982\)](#) im ferninfraroten Wellenlängenbereich beobachtet. Im Laufe der Jahre wurden viele Theorien als potentielle Ausrichtungsmechanismen für den Staub entwickelt. Nennenswert sind die paramagnetische Relaxation ([Davis und Greenstein, 1951](#)), mechanische Ausrichtung ([Gold, 1952](#)), Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente ([RATs](#), z. B. [Lazarian, 2007](#)) und durch mechanische Drehmomente ([MATS, Lazarian und Hoang, 2007b](#); [Hoang u. a., 2018](#)). Letzteres wird unterteilt in **B-MATS** (Staubteilchen werden senkrecht zur Magnetfeldrichtung ausgerichtet, [Hoang u. a., 2018](#)) und **v-MATS** (Staubteilchen werden senkrecht zur Gas/Staub-Driftrichtung ausgerichtet, [Hoang u. a., 2018; Kataoka u. a., 2019](#)). Die Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente wird zudem unterteilt in **B-RATs** (Ausrichtung senkrecht zur Magnetfeldrichtung, [Dolginov und Mitrofanov, 1976](#); [Lazarian und Hoang, 2007a](#)) und **k-RATs** (Ausrichtung senkrecht zum lokalen Strahlungsgradienten, z. B. [Tazaki u. a., 2017](#)). Unabhängig von Ausrichtungsmechanismen ist die Streuung der thermischen Reemissionsstrahlung an Staubkörnern eine weitere potentielle Ursache von polarisierter Strahlung (sogenannte „Selbststreuung“, [Kataoka u. a., 2015](#)).

Obgleich eine große Bandbreite an potentiellen Ursachen existiert, hat sich für Sternentstehungsregionen wie Molekülwolken(kerne) die Staubkornausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente ([RATs](#)) als vielversprechendste Theorie herausgestellt. Polarisation durch Selbststreuung ist effektiv, wenn die Staubkorngröße in der gleichen Größenordnung wie die Beobachtungswellenlänge ist ([Kataoka u. a., 2015](#)). Jedoch ist ein Staubkornwachstum auf mehrere Mikrometer bis Millimeter unwahrscheinlich in Molekülwolken(kernen)⁴ und daher ist Selbststreuung vernachlässigbar (z. B. [Zielinski u. a., 2021](#), siehe Kapitel 3). Mechanische Ausrichtung nach [Gold \(1952\)](#) ist ebenfalls zu vernachlässigen, da für diesen Prozess Überschallgeschwindigkeiten der Gasteilchen erforderlich sind, welche nicht in Molekülwolken erwartet werden ([Larson, 1981](#)). Paramagnetische Relaxation ist gegenüber der Ausrichtung durch [RATs](#) nebensächlich, da durch diesen Prozess keine Staubkörner kleiner als 0,1 μm ausgerichtet werden ([Lazarian u. a., 2015](#)). Ausrichtung durch [MATS](#) ist nur in bestimmten Umgebungen effektiv, in welchen Gas/Staub Drift auftritt, und geschieht auf Zeitskalen, welche typischerweise zu lang sind, um die Ursache von Polarisation in Molekülwolken(kernen) sein zu können (z. B. [Hoang u. a., 2018; Pattle u. a., 2021](#)). Daher ist die Ausrichtung mittels [RATs](#) der aussichtsvollste Mechanismus und wird im Folgenden detaillierter beschrieben.

Die Ausrichtung von Staubkörnern aufgrund von [RATs](#) resultiert aus unterschiedlichen Extinktionsquerschnitten für linke und rechte Komponenten der zirkularen Polarisation von Strahlung, welche auf ein nicht-sphärisches Staubkorn trifft. Diese Asymmetrie führt zu Drehmomenten am Staubkorn, welche zu einem erhöhten Drehimpuls führen. Eine innere Nettomagnetisierung entsteht durch den Barnett-Effekt ([Barnett, 1915](#)), wenn

⁴Zum Beispiel leiteten [Vaillancourt u. a. \(2020\)](#) eine maximale Staubkorngröße von 0,7 μm für die Taurus-Molekülwolke, [Zielinski u. a. \(2021\)](#) eine Größe von 2 μm für die Bok-Globule B335 (siehe Kapitel 3) und [Steinacker u. a. \(2015\)](#) eine Größe von 1,5 μm für mehrere Objekte mithilfe Spitzer-Beobachtungen ab.

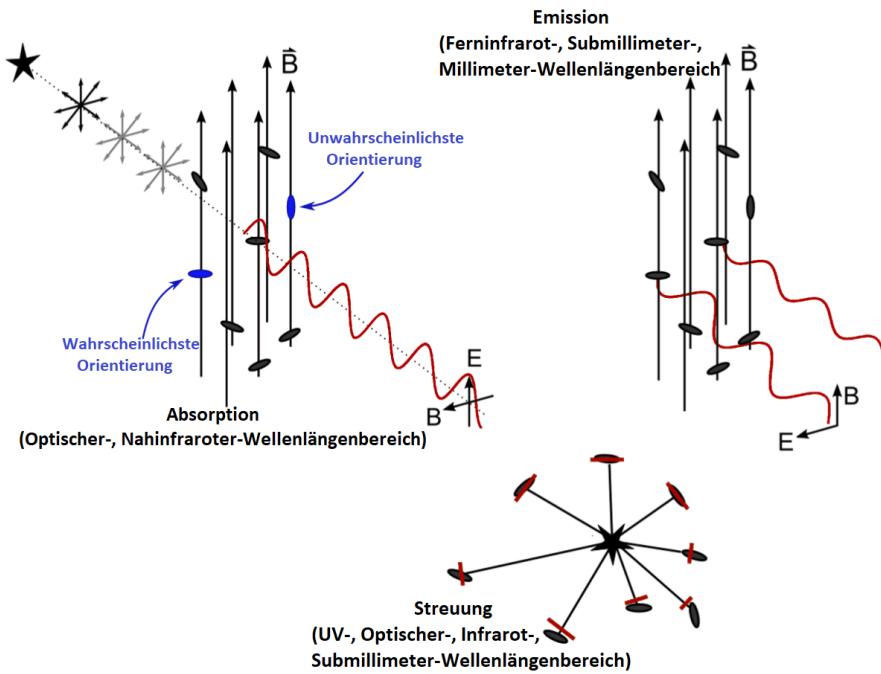


Abbildung 2.4 Ursachen polarisierter Strahlung: Absorption, Emission und (Selbst-)Streuung.
Adaptiert übernommen aus [Weintraub u. a. \(2000\)](#).

die Staubkörner aus paramagnetischem Material bestehen. Bei dem Vorhandensein eines äußeren Magnetfeldes präzessiert das magnetisierte Staubkorn um die Magnetfeldrichtung (Draine und Weingartner, 1996; Lazarian, 2007; Hoang und Lazarian, 2009; Andersson u. a., 2015). Die Ausrichtung des Staubkorns mit der langen Achse senkrecht zur Magnetfeldrichtung (siehe Abbildung 2.4) ist dabei die wahrscheinlichste Ausrichtung und auf den Einfluss von Strahlungsmomenten während der Präzessionsperiode zurückzuführen, die den Drehimpuls des Staubkorns an das Magnetfeld ausrichten (Andersson u. a., 2015). Durch Kollisionen mit Gasteilchen wird diese Ausrichtung abgeschwächt.

Es sei an dieser Stelle noch angemerkt, dass für den Fall eines ausreichend starken und anisotropen Strahlungsfeldes anstelle der Magnetfeldrichtung der Strahlungsanisotropievektor die Präzessionsachse sein kann (Tazaki u. a., 2017). Dieser Effekt wurde jedoch bisher nur für einzelne protostellare Scheiben beobachtet (z. B. Stephens u. a., 2017; Kataoka u. a., 2017). Jedoch kann ein möglicher Einfluss von k-RATs für eine spezifische Region der Orion-Molekülwolke (Orion Bar) nicht ausgeschlossen werden (Chuss u. a., 2019).

Ableitung der Magnetfeldstruktur

Die emittierte thermische Strahlung eines nicht-sphärischen Staubteilchens ist intrinsisch polarisiert, da die emittierte Lichtwelle aus unterschiedlich großen elektrischen Feldvektorkomponenten besteht. Unter der Annahme, dass dieses nicht-sphärische Staubteilchen mit der langen Achse senkrecht zur Magnetfeldrichtung ausgerichtet ist (siehe Abbildung 2.4), kann die Magnetfeldstruktur durch eine 90° Drehung des Polarisationswinkels abgeleitet werden, da die thermische Staubemission senkrecht zur Magnetfeldlinie polarisiert ist. Die unpolarisierte Strahlung eines Hintergrundsterns kann polarisiert werden, wenn zwischen dem Stern und Beobachter eine Staubpopulation vorhanden ist. Trifft eine Lichtwelle auf ein nicht-sphärisches Staubkorn, dann absorbiert das Staubkorn die Wellenkompo-

nenten der Strahlung in Abhängigkeit von seiner Form in der Ebene des elektrischen Feldvektors der Welle. Hierbei werden die Vektorkomponenten unterschiedlich stark abgeschwächt. Unter der Annahme, dass das Staubkorn mit seiner langen Achse senkrecht zur Magnetfeldrichtung ausgerichtet ist, ist aufgrund der Tatsache, dass die Lichtwelle stärker entlang der langen Achse des Staubkorns abgeschwächt wird, die Lichtwelle parallel zur Magnetfeldrichtung polarisiert bzw. senkrecht zur langen Achse des Staubkorns.

Emissionspolarimetrie wird typischerweise im (Sub-)Millimeter-Wellenlängenbereich und im ferninfraroten Wellenlängenbereich durchgeführt (z. B. [Wolf u. a., 2003a](#); [Santos u. a., 2019](#); [Chuss u. a., 2019](#); [Zielinski und Wolf, 2022](#)), während Absorptionspolarimetrie im optischen bzw. nahinfraroten Wellenlängenbereich (z. B. [Bertrang u. a., 2014](#); [Sen u. a., 2021](#); [Choudhury u. a., 2022](#)) Anwendung findet.

Berechnung der Magnetfeldstärke

Die Davis-Chandrasekhar-Fermi-Methode ([DCF](#)-Methode, [Davis, 1951](#); [Chandrasekhar und Fermi, 1953](#)) bietet einen indirekten Weg zur Abschätzung der Magnetfeldstärke aus der Statistik der Polarisationswinkelmessungen. Der grundlegende Gedanke der [DCF](#)-Methode besteht darin, die Ausbreitung von Alfvén-Wellen entlang eines ursprünglich einheitlichen Magnetfeldes zu betrachten. Man nimmt nun an, dass jede Verzerrung der Feldlinien direkt mit den Gasbewegungen korreliert ist. Durch eine Messung der Feldverzerrung mittels der Dispersion der Polarisationswinkel sowie der Turbulenzstärke durch die Linienbreite kann dann die Magnetfeldstärke berechnet werden. Nach [Crutcher u. a. \(2004\)](#) erfolgt die Berechnung der Magnetfeldstärke B mittels:

$$B = Q \sqrt{4\pi\rho} \frac{\sigma_v}{\sigma_\theta} \approx 9,3 \frac{\sqrt{n(\text{H}_2)\Delta v}}{\sigma_\theta} \mu\text{G}. \quad (2.21)$$

Hierbei beschreibt ρ die Gasdichte, σ_v die Geschwindigkeitsdispersion, σ_θ die Dispersion der Polarisationswinkel, Q einen Korrekturfaktor, $n(\text{H}_2)$ die molekulare Wasserstoffdichte und Δv die Geschwindigkeitsdispersion in km/s. In den meisten Fällen wird ein Korrekturfaktor von $Q=0,5$ angenommen⁵ ([Ostriker u. a., 2001](#); [Heitsch u. a., 2001](#)), neue theoretische Studien verweisen jedoch auf einen niedrigeren Wert (0,28, [Liu u. a., 2021a](#); b). Die [DCF](#)-Methode sollte nur dann angewendet werden, wenn die Dispersion der Polarisationswinkel kleiner als 25° ist ([Heitsch u. a., 2001](#)).

Bei der [DCF](#)-Methode wird hierbei von mehreren Annahmen ausgegangen, insbesondere davon, dass die Turbulenz sub-alfvenisch ist, aber auch davon, dass die zugrundeliegende Magnetfeldgeometrie linear ist. Nichtsdestoweniger liefert sie eine Schätzung der Magnetfeldstärke anhand der Staubpolarisation und wird daher trotz langjähriger theoretischer Bedenken (z. B. [Zweibel, 1990](#); [Myers und Goodman, 1991](#); [Houde u. a., 2009](#); [Chen u. a., 2022](#)) häufig angewendet.

Um zu untersuchen, inwiefern das Magnetfeld in der Lage dazu ist, den Gravitationskollaps zu verhindern, und so eine Erklärungsmöglichkeit für die geringe Sternentstehungseffizienz darstellt, berechnet man das Masse-zu-Fluss-Verhältnis (M/Φ). Nach [Crutcher u. a. \(2004\)](#) und [Pattle u. a. \(2022a\)](#) ergibt sich dieses Verhältnis ξ vom beobachteten Masse-zu-Fluss-Verhältnis (M/Φ)_{beobachtet} zum kritischen Masse-zu-Fluss-Verhältnis (M/Φ)_{kritisch} zu

$$\xi = \frac{(M/\Phi)_{\text{beobachtet}}}{(M/\Phi)_{\text{kritisch}}} = 2\pi\sqrt{G} \mu m_H = 7,6 \times 10^{-21} \frac{N(\text{H}_2)}{B} \cdot \frac{\mu\text{G}}{\text{cm}^2}. \quad (2.22)$$

⁵In einigen Fällen wird auch $\sqrt{1/3} \approx 0,58$ verwendet (z. B. [Henning u. a., 2001](#); [Wolf u. a., 2003a](#)).

Hierbei bezeichnet $N(\text{H}_2)$ die Säulendichte, G die Gravitationskonstante, μ das mittlere Molekulargewicht, m_{H} die Atommasse von Wasserstoff und B die Magnetfeldstärke. Für einen Wert $\xi > 1$ spricht man davon, dass die betreffende Region magnetisch superkritisch ist (d.h. das Magnetfeld kann den Gravitationskollaps nicht verhindern) und für einen Wert $\xi < 1$, dass die Region magnetisch subkritisch ist (d.h. magnetisch unterstützt).

2.2.2 Ursachen von Polarisationslöchern

Polarimetrische Beobachtungen von Molekülwolken und Bok-Globulen zeigen ein interessantes Verhalten ihres Polarisationsmusters: In vielen Beobachtungen zeigte sich bei diesen Objekten eine Abnahme des Polarisationsgrades in Richtung der zentralen, dichteren Regionen („Polarisationslöcher“, z. B. Leach u. a., 1991; Minchin und Murray, 1994; Henning u. a., 2001; Wolf u. a., 2003a; Zielinski u. a., 2021; Zielinski und Wolf, 2022; Zielinski u. a., 2023, siehe z. B. Abbildung 3.1). Es wurden zwar mehrere Mechanismen zur Erklärung dieses Phänomens vorgeschlagen, eine allumfassende, eindeutige Erklärung wurde jedoch noch nicht gefunden. Im Folgenden werden potentielle Ursachen für das Auftreten von solchen Polarisationslöchern vorgestellt:

- Eine zunehmende Abnahme der Ausrichtungseffizienz der Staubkörner in den zentralen Bereichen aufgrund höherer Dichte und Temperatur (Goodman u. a., 1992; 1995; Creese u. a., 1995) oder bei hohen visuellen Extinktionen A_V (Whittet u. a., 2008) führt zu einer Abnahme der Polarisierung.
- Potentiell komplexere kleinskalige Magnetfeldstrukturen werden möglicherweise wegen einer zu geringen Auflösung des Beobachtungsinstrumentes nicht detektiert (z. B. Shu u. a., 1987; Wolf u. a., 2004). Durch Mittelung innerhalb eines Auflösungselementes nimmt der gemessene Polarisationsgrad ab (Glenn u. a., 1999; Matthews, 2005).
- Auf der Grundlage der Zentrifugalkraft können große Staubkörner in kleinere Bestandteile zerlegt werden („radiative torque disruption“, RATD; Hoang u. a., 2019; Hoang, 2019). Mittels des RATD-Mechanismus, welcher besonders effizient in der Nähe von Protosternen ist (Hoang, 2020), konnte gezeigt werden, dass der Polarisationsgrad mit zunehmenden Strahlungsfeld abnimmt (Lee u. a., 2020; Hoang u. a., 2021).
- In vielen Studien wird eine Staubzusammensetzung angenommen, welche aus Astro-silikat⁶ und Graphit besteht (z. B. Wolf u. a., 2003b; Sauter u. a., 2009; Das u. a., 2010; Reissl u. a., 2014; Siebenmorgen u. a., 2014; Guillet u. a., 2018; Valdivia u. a., 2019; Kobus u. a., 2020; Le Gouellec u. a., 2020; Brunngräber und Wolf, 2020; Lee u. a., 2020; Zielinski u. a., 2021; Li u. a., 2022; Fanciullo u. a., 2022; Chastenet u. a., 2022). Ob sich Graphitstaubkörner am Magnetfeld ausrichten oder nicht, ist eine noch offene Fragestellung in der Literatur (z. B. Hildebrand u. a., 1999; Chiar u. a., 2006; Hoang u. a., 2015; Lazarian, 2020; Andersson u. a., 2022). Unter der Annahme, dass Graphit sich nicht am Magnetfeld ausrichtet, würde eine Zunahme der Graphithäufigkeit im Zentrum eine Abnahme des Polarisationsgrades bewirken.

⁶Astro-silikat ist ein künstliches Material und wurde aus Labor- und Beobachtungsdaten abgeleitet, um damit die interstellare Extinktion reproduzieren zu können (Draine und Lee, 1984; Laor und Draine, 1993). In der vorliegenden Arbeit ist mit Silikat immer astronomisches Silikat gemeint.

- Der Polarisationsgrad der thermischen Strahlung ist von den Absorptionsquerschnitten der langen (\perp) und kurzen (\parallel) Achse der Staubkörner abhängig ($C_{\text{abs},\perp} - C_{\text{abs},\parallel}$, z. B. [Li, 2008](#); [Draine und Fraisse, 2009](#)). Daher würden weniger elongierte Staubkörner im Zentrum der Objekte zu einer Abnahme des Polarisationsgrades führen.
- Eine ausreichend hohe optische Tiefe bei der Wellenlänge der Polarisationsmessung bietet ebenfalls eine Erklärung für dieses Phänomen ([Brauer u. a., 2016](#)). In diesen Fall wird die beobachtete Abnahme des Polarisationsgrades in Richtung dichterer Regionen auf dichroitische Absorption zurückgeführt. Wenn die dichroitische Absorption die polarisierte Emission übersteigt, kehrt sich die Polarisationsrichtung um 90° um ([Brauer u. a., 2016](#); [Reissl u. a., 2014](#)). Dieser Effekt wurde bei den jungen stellaren Objekten NGC1333 IRAS4A ([Ko u. a., 2020](#)) und IRAM 04191 ([Soam u. a., 2015](#)), der Bok-Globule CB54 ([Zielinski u. a., 2023](#), siehe Kapitel 5)⁷ sowie der Molekülwolke OMC-3 ([Liu u. a., 2021a](#)) als Ursache für die Abnahme des Polarisationsgrades vorgeschlagen.

Ein besseres Verständnis bezüglich des Auftretens von Polarisationslöchern ist von entscheidender Bedeutung, um die Zuverlässigkeit der Polarimetrie im ferninfraroten und (Sub-)Millimeter-Wellenlängenbereich für das Ableiten von Magnetfeldstrukturen in Sternentstehungsgebieten zu quantifizieren. Daher liegt ein besonderer Fokus bei den in dieser Arbeit vorgestellten Studien auf die nähergehene Untersuchung von Polarisationslöchern (siehe Abschnitt 3.4.2, 4.3.3 und 5.3.1).

2.2.3 Weitere Informationsquellen in Bezug auf Magnetfelder

Dieser folgende Abschnitt richtet sich nach Ausführungen in [Pattle u. a. \(2022a\)](#), [Zhao u. a. \(2022\)](#) und [Pattle u. a. \(2021\)](#) sowie Referenzen in diesen Arbeiten.

Zeeman-Effekt

Magnetische Feldstärken entlang der Sichtlinie können durch Zeeman-Aufspaltung der Spektrallinien paramagnetischer Spezies gemessen werden, die entweder in Absorption oder Emission beobachtet werden⁸. Bei Spezies mit einem ungepaarten Elektron verschieben sich die Linien durch den Zeeman-Effekt. Der Zeeman-Effekt wurde in ausgedehntem Gas in HI, OH und CN nachgewiesen (z. B. [Heiles und Troland, 2004](#); [Crutcher u. a., 2010](#)). Der Zeeman-Effekt kann im Prinzip sowohl Informationen über die Sichtlinien- (LOS, line-of-sight) als auch über die Himmelsebenen-Komponente (POS, plane-of-sky) des Magnetfelds liefern (B_{LOS} bzw. B_{POS}). Eine Messung der magnetischen Feldstärke mittels des Zeeman-Effekts ist sehr aufwändig im Bezug auf die notwendige Beobachtungszeit und erfordert eine sehr gute Charakterisierung der instrumentellen Stokes-V-Polarisation. Daher gab es in den letzten Jahren im Verhältnis zur Anzahl an Messungen der thermischen Emission nur wenige Zeeman-Messungen der Magnetfeldstärke (z. B. [Thompson u. a., 2019](#); [Ching u. a., 2022](#)).

⁷Es sei anzumerken, dass in dem Fall von IRAM 04191 und CB54 die Datenanalyse auf der Grundlage von Daten durchgeführt wurde, die ein geringeres Signal-Rausch-Verhältnis als bei der Analyse vergleichbarer Polarisationsbeobachtungen üblich aufwiesen.

⁸An dieser Stelle soll keine exakte Beschreibung des Zeeman-Effektes erfolgen. Für eine genaue Erklärung siehe z. B. [Crutcher u. a. \(1993\)](#) oder [Crutcher und Kemball \(2019\)](#).

Faraday Rotation

Eine weitere Möglichkeit, Informationen über die Magnetfeldstärke zu erhalten, ist die Faraday-Rotation. Unter Faraday-Rotation versteht man die Drehung der Polarisationsebene einer linear polarisierten elektromagnetischen Welle bei Durchgang durch ein ionisiertes magnetisiertes Material bzw. durch ein Material, welches von einem Magnetfeld durchsetzt ist. Die Faraday-Rotation tritt auf, weil das [ISM](#) in Gegenwart von Magnetfeldern und freien Elektronen wie ein doppelbrechendes Medium wirkt, was zu unterschiedlichen Brechungsindizes für rechts- und links-zirkular polarisierten elektromagnetischen Wellen führt. Die Faraday-Rotation liefert Informationen über die Komponente des Magnetfelds entlang der Sichtlinie. Traditionell wurde der Effekt der Faraday-Rotation von linear polarisierter Emission von Pulsaren und extragalaktischen kompakten Quellen verwendet, um galaktische Magnetfelder (z. B. [Brown u. a., 2007](#); [Van Eck u. a., 2011](#)) oder das Magnetfeld stark ionisierter Regionen innerhalb der Galaxie ([Harvey-Smith u. a., 2011](#)) zu untersuchen.

Goldreich-Kylafis Effekt

Die Polarisierung von Emissionslinien kann durch den Goldreich-Kylafis Effekt ([GK, Goldreich und Kylafis, 1981](#)) entstehen, bei dem die Moleküllinienemission entweder parallel oder senkrecht zum Magnetfeld der Himmelsebene linear polarisiert sein kann. Der [GK](#)-Effekt wurde in Ausflüssen ([Girart u. a., 1999](#); [Ching u. a., 2017](#)) und in der massereichenen Sternentstehungsregion NGC6334I(N) mittels des Atacama Large Millimeter/submillimeter Array ([ALMA](#)) nachgewiesen ([Cortes u. a., 2021](#)). Allerdings besteht bei diesem Effekt eine Unsicherheit hinsichtlich der Polarisationsrichtung, wodurch die Interpretation der Beobachtungen erschwert wird. Die Fähigkeit von [ALMA](#) sowohl die Linien- als auch die Kontinuumspolarisation in einem einzigen Spektralaufbau zu messen, wird der Schlüssel zum Verständnis sein, unter welchen Bedingungen der [GK](#)-Effekt eine parallele oder senkrechte Ausrichtung erzeugt (z. B. [Cortes u. a., 2021](#)).

Geschwindigkeitsgradiententechnik (Velocity Gradient Technique)

Die „Velocity Gradient Technique“ ([VGT, González-Casanova und Lazarian, 2017](#)) ist eine Methode zur Ableitung von Magnetfeldmorphologien im [ISM](#) mit geringer Dichte. Die [VGT](#) nutzt die Ausdehnung turbulenter Wirbel im [ISM](#) entlang der lokalen Magnetfeldrichtung unter der Annahme, dass eine schnelle turbulente magnetische Rekonnexion durch diese Wirbel dazu führt, dass turbulente Fluidbewegungen bevorzugt senkrecht zum Magnetfeld verlaufen. Mittels dieser Methode wurde die großkalige Magnetfeldmorphologie von nahen Molekülwolken mit hinreichender Genauigkeit reproduziert ([Hu u. a., 2019](#)). Zum Beispiel wurde die [VGT](#) angewendet, um das Magnetfeld in Orion A zu studieren ([Zhao u. a., 2022](#)). Die ermittelten Magnetfeldstärken mittels [VGT](#) sind ähnlich zu denen, welche mittels Staubpolarisation und [DCF](#)-Methode berechnet wurden (z. B. sind die [VGT](#)-Ergebnisse konsistent mit denen in [Zielinski und Wolf, 2022](#), bzw. Kapitel 4).

Teil II

Einschränkung der
Magnetfeldeigenschaften der Bok-Globulen
B335 und CB54 sowie der Molekülwolke
OMC-3 mittels SOFIA/HAWC+
Beobachtungen

Kapitel 3

Einschränkung der Magnetfeldeigenschaften der Bok-Globule B335 mittels SOFIA/HAWC+

*Die im Folgenden vorgestellte Studie basiert auf der wissenschaftlichen Arbeit Zielinski u. a. (2021), welche im Fachmagazin *Astronomy & Astrophysics* veröffentlicht wurde. Sofern nicht anders angegeben, wurden die Abbildungen dieses Kapitels der genannten Veröffentlichung mit Erlaubnis des Fachmagazins entnommen.*

Credit: Zielinski et al., A&A, 645, A125, 2021, reproduced with permission © ESO.

3.1 Einleitung

Polarimetrische Beobachtungen von Sternentstehungsregionen zeigen ein besonderes Phänomen, nämlich die Abnahme der gemessenen Polarisation mit steigender Intensität („Polarisationsloch“, z. B. Leach u. a., 1991; Vallée u. a., 2003; Zielinski u. a., 2021). Bislang konnte keine umfassende Erklärung hierfür gefunden werden (für nähere Informationen siehe Abschnitt 2.2.2). Speziell bei der Bok-Globule B335 wurde ein solches Phänomen in früheren Studien gefunden (Wolf u. a., 2003a; Davidson u. a., 2011).

Ziel dieses Studie ist es die Magnetfeldeigenschaften von B335 zu bestimmen und, basierend auf Beobachtungen mit SOFIA/HAWC+, ein Modell (Dichtestruktur sowie Staubeigenschaften) für B335 zu entwickeln. Aufbauend auf diesem Modell werden Ursachen der gemessenen Polarisation (siehe hierzu auch Abschnitt Ursachen polarisierter Strahlung) diskutiert und der Einfluss der optischen Tiefe auf die Abnahme der Polarisation zum Zentrum von B335 hin untersucht. Zusätzlich wird unter Annahme der Staubkornausrichtung mittels RATs die Auswirkung der Strahlung des Zentralsterns und des interstellaren Strahlungsfeldes auf das Polarisationsloch in B335 analysiert.

Die Studie ist wie folgt gegliedert: In Abschnitt 3.2.2 wird die Datenerfassung und Datenreduktion beschrieben sowie die Auswahlkriterien, die zur Eingrenzung der Polarisationsdaten verwendet werden, vorgestellt. In Abschnitt 3.3.1 werden die Polarisationskarte von B335, die Analyse und das entsprechende entwickelte Modell präsentiert. Es wird der Ursprung der beobachteten Polarisation diskutiert und die abgeleitete Magnetfeldstruktur und -stärke von B335 vorgestellt (Abschnitt 3.3.4 und folgende). Außerdem wird in Abschnitt 3.4.1 kurz die Ergebnisse zur Magnetfeldstruktur im Zusammenhang mit anderen polarimetrischen Beobachtungen des Objektes diskutiert. Des Weiteren werden mögliche Gründe für das beobachtete Polarisationsloch in B335 (Abschnitt 3.4.2) erörtert. Abschließend werden die Ergebnisse in Abschnitt 3.5 zusammengefasst.

3.2 Beobachtung & Datenerfassung

Im Folgenden wird die Quelle B335 sowie die Akquisition der zugehörigen Daten beschrieben.

3.2.1 Beschreibung der Quelle

B335, eine 100 pc entfernte Bok-Globule (Olofsson und Olofsson, 2009), ist einer der am besten untersuchten Molekülwolkenkerne. Mit B335 assoziiert ist ein in West-Ost Richtung elongierter Molekül ausfluss mit einem dynamischen Alter von ca. $3 \cdot 10^4$ Jahren (z. B. Chandler und Sargent, 1993), welcher von Hirano u. a. (1988) beobachtet wurde. Der Kern von B335 rotiert langsam (Kurono u. a., 2013) und ist ca. 0,1 pc groß (Motte und André, 2001; Shirley u. a., 2002). Die Masse des Protosterns wurde auf ca. $0,4 M_\odot$ geschätzt (Zhou u. a., 1993; Choi u. a., 1995). Wolf u. a. (2003a) leiteten mittels JCMT/SCUBA Beobachtungen innerhalb von $1,5 \cdot 10^4$ au eine totale Masse von ca. $5 M_\odot$ für B335 ab. Durch interferometrische Beobachtungen wurden Einfallbewegungen festgestellt (Zhou u. a., 1993; Kurono u. a., 2013). Die einfache sphärische Struktur des Objekts (z. B. Wolf u. a., 2003a; Davidson u. a., 2011) macht es zu einem perfekten Kandidaten, um die Auswirkungen von Magnetfeldern in kollabierenden dichten Kernen zu studieren.

3.2.2 Datenakquisition

Die SOFIA/HAWC+-Band-E-Beobachtung von B335 wurden am 17. Oktober 2017 während des SOFIA-Beobachtungszyklus 5 (Antrag 05_0189) durchgeführt. Band E weist eine Auflösung von $18,2''$ bei einer Zentralwellenlänge von $214 \mu\text{m}$ auf. Der Detektor besteht aus zwei 64x40-Arrays, welche jeweils aus zwei 32x40-Sub-Arrays bestehen (Harper u. a., 2018). Die Beobachtungen wurden mit dem sogenannten Chop-Nod-Verfahren¹ mit einer Chopping-Frequenz von 10,2 Hz ausgeführt.

Die Rohdaten wurden von dem HAWC+ Instrumententeam mittels der Reduktionspipeline (Version 1.3.0) reduziert. Innerhalb dieser Pipeline werden verschiedene Datenverarbeitungsschritte durchgeführt, wie z. B. Korrekturen für fehlerhafte Pixel und intrinsischer Instrument- sowie Teleskop-Polarisation (für eine kurze Beschreibung aller Schritte siehe Santos u. a., 2019). Das Endprodukt sind dann „Level 4“ Daten (Daten in wissenschaftlicher Qualität). Diese Daten beinhalten „Flexible Image Transport System“ (FITS) Dateien der totalen Intensität (Stokes I), des Polarisationsgrades p , Polarisationswinkels θ , Stokes Q , Stokes U sowie allen zugehörigen Unsicherheiten. Der Polarisationsgrad p wird über Gleichung (2.8) und der Polarisationswinkel θ über Gleichung (2.10) berechnet. Um die Zuverlässigkeit der nachfolgenden Analyse zu erhöhen, werden zudem zwei zusätzliche Kriterien für die zu berücksichtigenden Daten angewendet:

$$\frac{I}{\sigma_I} > 100, \quad (3.1)$$

$$\frac{p}{\sigma_p} > 2,5, \quad (3.2)$$

wobei mit σ_I und σ_p die Standardabweichungen von I und p bezeichnet werden. Insgesamt erfüllen 19 Datenpunkte diese zusätzlichen Kriterien (für eine Übersicht siehe Tabelle A.1).

¹Bei einer Chopping- und Nodding-Strategie werden die Himmelspositionen von den Quellenpositionen subtrahiert, um Hintergrundstrahlung zu entfernen. Für weitere Informationen sei auf Burtscher u. a. (2020) und Clarke u. a. (2022) verwiesen.

3.3 Resultate

Im Folgenden werden die Resultate der polarimetrischen [SOFIA/HAWC+](#)-Beobachtung von B335 erläutert.

3.3.1 Polarisationskarte von B335 (bei 214 µm)

In Abbildung 3.1 ist die resultierende 214 µm Polarisationskarte von B335 gezeigt, die mit der entsprechenden Intensitätskarte überlagert ist. Die maximale Intensität beträgt 0,14 Jy arcsec⁻². In jenen Regionen, in denen die Kriterien (3.1) und (3.2) erfüllt sind (siehe Abschnitt 3.2.2) nimmt der Polarisationsgrad von ~5 % in den äußeren Bereichen auf ~0,5 % zum Zentrum hin ab. Diese Abnahme des Polarisationsgrades in Richtung des Zentrums wurde bereits in früheren Studien zu Bok-Globulen beobachtet (z. B. [Vallée u. a., 2003](#); [Wolf u. a., 2003a](#)). Trotz des zunehmenden Flusses in Richtung der zentralen Region, erfüllen die Daten im nordöstlichen Bereich der Zentralregion das Kriterium (3.2) nicht. Allerdings liefert dieser Befund damit eine obere Grenze für den Polarisationsgrad von 0,25 % in dieser bestimmten Region. Diese Beobachtung zeigt zum ersten Mal, dass Polarisationslöcher in Bok-Globulen ebenfalls im ferninfraroten Wellenlängenbereich auftreten können. Die Orientierung der Polarisationsvektoren weist ein sehr gleichmäßiges Muster mit einem mittleren Polarisationswinkel von 48° ± 26° auf.

3.3.2 Verteilung der Polarisationswinkel und des Polarisationsgrades

Abbildung 3.2 (oben) zeigt die beobachtete Verteilung der Polarisationswinkel θ . Gefunden werden meistens Polarisationswinkel im Bereich von 20° bis 80° mit einer deutlicher Prädominanz um 60°. Die Verteilung des Polarisationsgrades p ist in Abbildung 3.2 (unten) dargestellt. Der Polarisationsgrad variiert zwischen 5 % und ~0,5 %.

Im Folgenden wird $p(I)$ analysiert, wobei die Intensität auf die maximale Intensität I_{\max} normiert wird (siehe Abbildung 3.3). Unter der Annahme einer optisch dünnen Emission ist die Beziehung zwischen dem Polarisationsgrad p und der Intensität I äquivalent zu der Beziehung zwischen p und der entsprechenden Säulendichte $N(\text{H}_2)$. Zunächst waren es [Davis u. a. \(2000\)](#), welche unter Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate auf polarimetrische Beobachtungen der Serpens-Molekülwolke eine Korrelation zwischen der gemessenen Polarisation und Intensität gefunden haben. Dies motivierte die Arbeit von [Henning u. a. \(2001\)](#), in welcher ebenfalls diese Korrelation bei den beiden Bok-Globulen CB54 sowie DC253-1.6 untersucht wurde. Hierbei wurde die Abnahme des Polarisationsgrades als Funktion der Intensität beschrieben:

$$p = a_0 + a_1 \cdot \left(\frac{I}{I_{\max}} \right)^{a_2}, \quad (3.3)$$

wobei a_0 , a_1 und a_2 Anpassungsparameter darstellen. Für die vorliegende 214 µm Beobachtung wird $a_0 = -0,85$, $a_1 = 0,99$ und $a_2 = -0,55$ ermittelt. [Wolf u. a. \(2003a\)](#) führten diese Untersuchung für die Bok-Globulen B335, CB230 und CB244 bei einer Beobachtungswellenlänge von 850 µm durch und berechneten die gemittelten Parameter $a_0 = -1,7$, $a_1 = 3,96$ und $a_2 = -0,43$. Somit ist der Parameter a_2 , welcher die Steigung des Polarisationsgrades beschreibt, bei beiden Wellenlängen ähnlich.

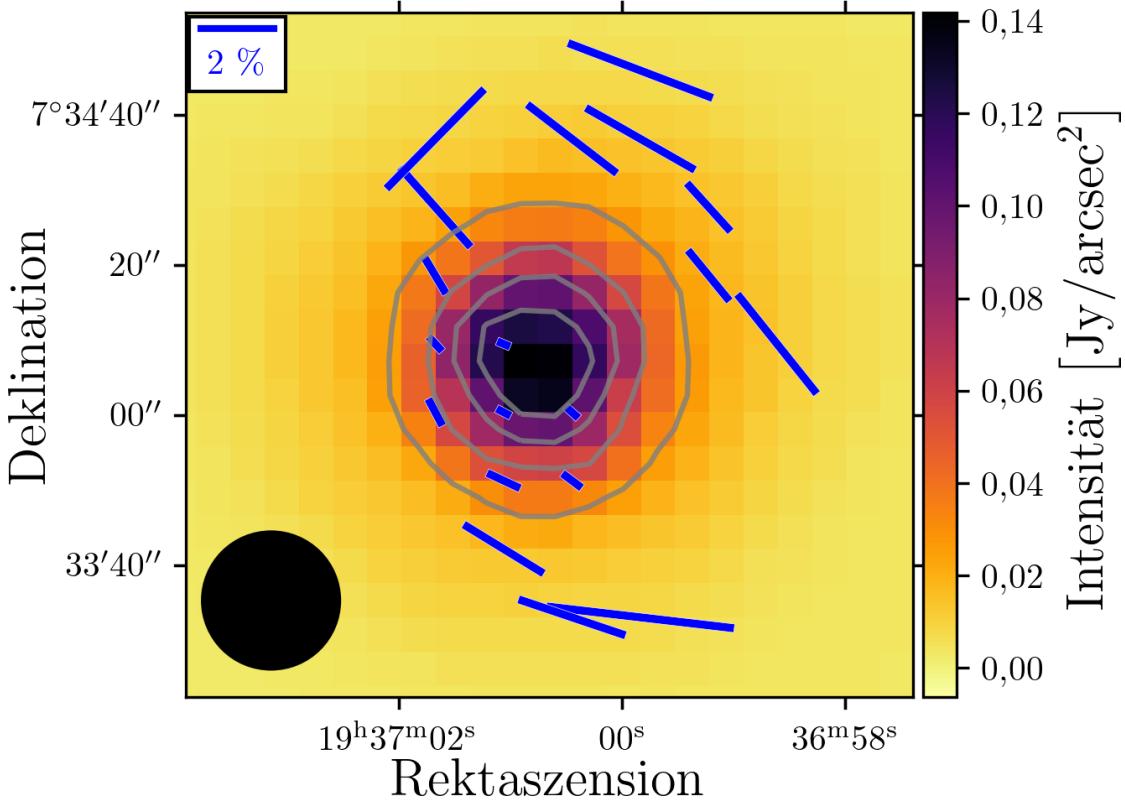


Abbildung 3.1 SOFIA/HAWC+ Band-E (214 μm)-Polarisationskarte von B335. Gezeigt ist die Gesamtintensität mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau. Die Länge der Vektoren ist proportional zu dem Polarisationsgrad und die Richtung gibt die Orientierung der linearen Polarisation an. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Es werden nur die Vektoren betrachtet, welche $I > 100 \sigma_I$ und $p > 2,5 \sigma_p$ erfüllen. Das räumliche Auflösungselement von 18,2'' (definiert durch die FWHM) ist unten links dargestellt.

3.3.3 Modell von B335

Um eine Grundlage für eine umfassende Analyse der Polarisationskarte zu schaffen, werden im Folgenden Randbedingungen für die Struktur, Masse sowie Staubeigenschaften der Bok-Globule B335 bestimmt. Zu diesem Zweck wird ein Modell verwendet, welches auf der sogenannten Bonnor-Ebert-DichteVerteilung basiert, die durch die eher einfache kugelförmige Form des Objekts motiviert ist. Aus dem gleichen Grund wird diese DichteVerteilung häufig in Modellierungsstudien in Bezug auf Bok-Globulen verwendet (z. B. [Harvey u. a., 2001](#); [Kandori u. a., 2005; 2020](#); [Brauer u. a., 2016](#)). Die Bonnor-Ebert-DichteVerteilung ist gegeben durch:

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 \cdot R_0^{-2}, & \text{falls } r \leq R_0 \\ \rho_0 \cdot r^{-2}, & \text{falls } R_0 < r \leq R_a \\ 0, & \text{falls } r > R_a. \end{cases} \quad (3.4)$$

Die Dichtestruktur ist durch den Abschneideradius R_0 charakterisiert, welcher einen inneren Bereich mit konstanter Dichte ρ_0 definiert. Der Abschneideradius ist ein freier Parameter und wird bestimmt, indem das radiale Helligkeitsprofil von B335 angepasst

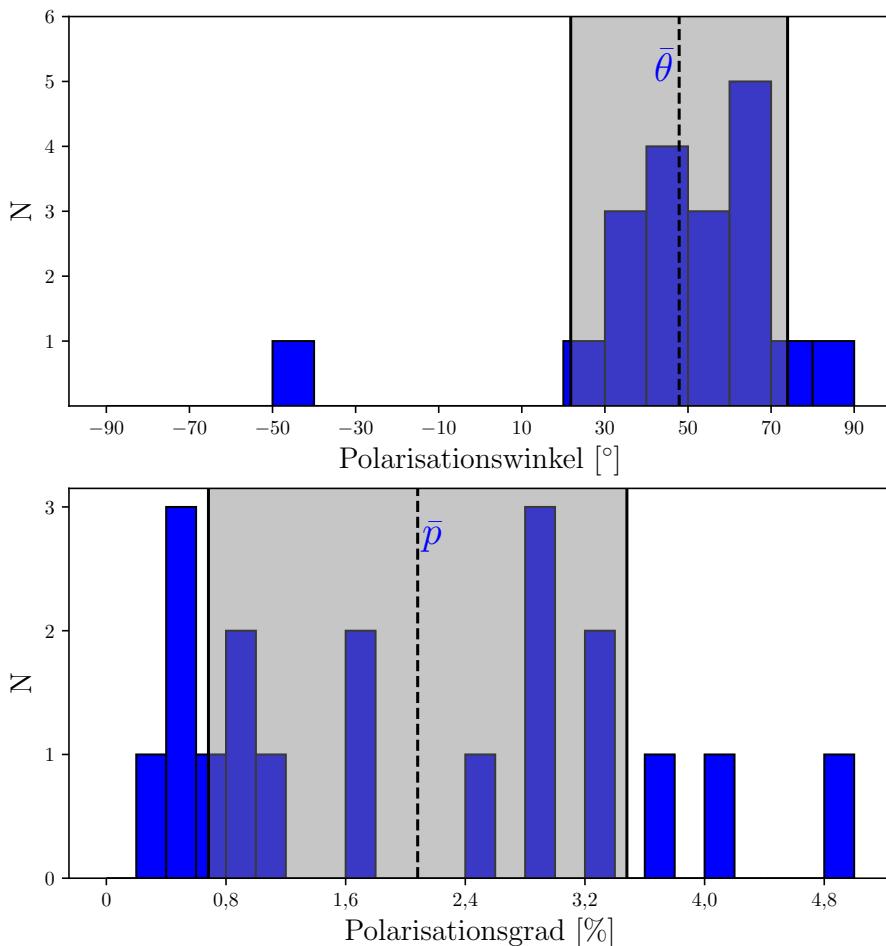


Abbildung 3.2 Histogramme, welche die Verteilung des Polarisationswinkels (oben) und des Polarisationsgrades (unten) im ferninfraroten Wellenlängenbereich zeigen, welche mit [SOFIA/HAWC+](#) beobachtet wurden. Die gestrichelten Linien repräsentieren den mittleren Polarisationswinkel $\bar{\theta} = 48^\circ$ bzw. den mittleren Polarisationsgrad $\bar{p} = 2,1\%$. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die entsprechenden 1σ -Niveaus, 26° bzw. $1,4\%$.

wird. Außerhalb dieses Bereichs nimmt die Dichte zum Außenradius R_a hin ab. Nach [Kandori u. a. \(2020\)](#) wird ein Wert von $R_a = 13\,100\text{ au}$ verwendet. Für die zentrale stellare Quelle wird ein Vor-Hauptreihenstern (T-Tauri-Stern) mit einer Leuchtkraft von $L_\star = 1,5\,L_\odot$ und einem Radius von $R_\star = 1,5\,R_\odot$ angenommen. Diese Werte wurden von [Evans u. a. \(2015\)](#) verwendet, um die Masseneinfallsrate von B335 zu ermitteln.

Es werden kompakte, homogene und sphärische Staubkörner aus Silikat und Graphit ([Olofsson und Olofsson, 2011](#)) mit einem Massenhäufigkeitsverhältnis von 62,5 % Silikat und 37,5 % Graphit² verwendet. Es wird das kanonische Gas-Staub-Massenverhältnis von 100:1 (z. B. [Hildebrand, 1983](#)) angewendet und angenommen, dass die Korngrößenverteilung ähnlich der Potenzgesetzverteilung des [ISM](#) ist:

$$dn(a) \propto a^{-3,5} da, \quad a_{\min} < a < a_{\max}, \quad (3.5)$$

²Graphit ist hoch anisotrop, daher wird die häufig angewendete 1/3 - 2/3 Approximation ([Draine und Lee, 1984; Draine und Malhotra, 1993](#)) verwendet.

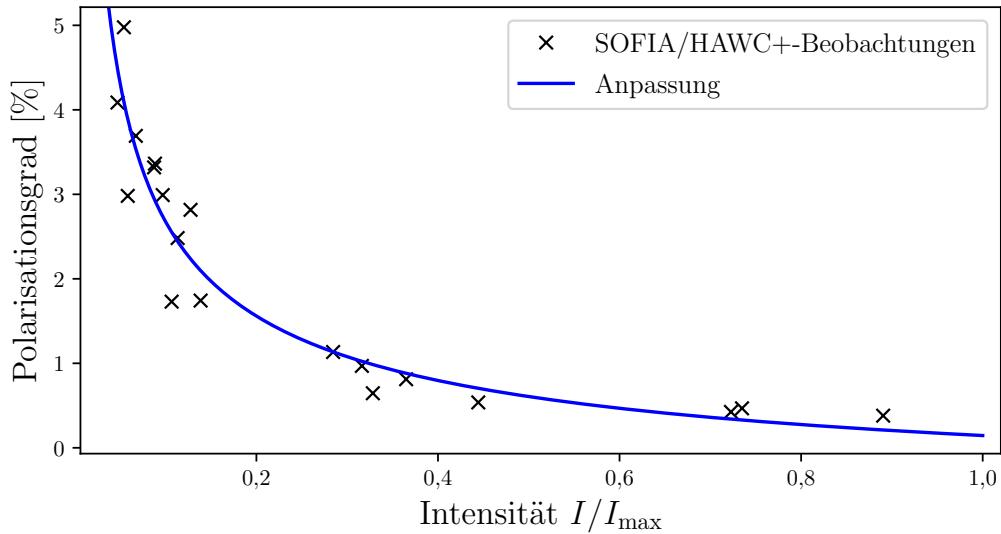


Abbildung 3.3 Korrelation zwischen dem Polarisationsgrad p und der Intensität I , welche auf die Maximalintensität normiert wurde. Die Anpassungsgleichung ist Gleichung (3.3).

wobei $dn(a)$ die Anzahl der Staubkörner mit einem Radius im Bereich $[a, a + da]$ darstellt (Mathis u. a., 1977). Während die minimale Staubkorngröße auf $a_{\min} = 5 \text{ nm}$ gesetzt wird, wie es oft für die Beschreibung der Staubphase des ISM verwendet wird, ist es fraglich, ob dasselbe Argument für die maximale Korngröße anwendbar ist ($a_{\max} = 250 \text{ nm}$ für das ISM; Mathis u. a., 1977). Einerseits repräsentieren Bok-Globulen ein frühes Stadium der Sternentstehung mit Dichten, welche – im Gegensatz zu den Bedingungen in protoplanetaren Scheiben – für das Staubkornwachstum nachteilig ausfallen. Andererseits haben Yen u. a. (2020), basierend auf ALMA-Beobachtungen bei $870 \mu\text{m}$, das Vorhandensein von größeren Staubkörnern mit Größen von einigen zehn Mikrometern in B335 postuliert. Allerdings geschah dies auf einer Größenskala von $\sim 100 \text{ au}$, d.h. auf deutlich kleineren Skalen als für diese SOFIA-Beobachtung repräsentativ. Angesichts dieser Unsicherheit werden daher maximale Staubkorngrößen im Bereich von $250 \text{ nm}–50 \mu\text{m}$ für dieses Modell betrachtet. Eine Übersicht über die berücksichtigten Parameter sowie der gewählten Werte für das Modell ist in Tabelle 3.1 gegeben.

Im Folgenden wird die Masse von B335 sowie die maximale Staubkorngröße eingeschränkt, indem das beobachtete radiale Helligkeitsprofil bei $\lambda = 214 \mu\text{m}$ angepasst wird. Zu diesem Zweck werden Strahlungstransportsimulationen mit dem Strahlungstransportprogramm POLARIS (Reissl u. a., 2016, siehe Abschnitt 2.2.1) durchgeführt. Ein Abschneideradius von $R_0 = 1000 \text{ au}$ liefert die beste Übereinstimmung zwischen der Form des abgeleiteten und des beobachteten radialen Helligkeitsprofils (siehe Abbildung 3.5). Zunächst wird das Temperaturprofil von B335 auf Basis der eingebetteten Strahlungsquelle sowie der Staubverteilung selbstkonsistent berechnet. Anschließend werden die Reemissionskarten basierend auf den Temperaturkarten ermittelt. Das Verfahren ist wie folgt: Für eine gegebene maximale Staubkorngröße wird die Masse der Bok-Globule an die beobachtete Maximalemission angepasst. Daher ist in diesem Fall die Masse der Bok-Globule eng mit der maximalen Staubkorngröße verbunden. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Kombinationen von maximalen Staubkorngrößen und Massen der Bok-Globule. Eingeschränkt durch den Bereich der möglichen maximalen Staubkornradien $a_{\max} \in [250 \text{ nm}, 50 \mu\text{m}]$, ist der entsprechende Bereich der Masse der Bok-Globule $M_{\text{gas}} \in [1, 5] M_{\odot}$. Um

Tabelle 3.1: Übersicht über die Parameter, welche in dem Bok-Globulen-Modell für B335 berücksichtigt wurden. Freie Parameter sind mit dem Symbol „ \uparrow “ markiert.

Parameter	Symbol	Wert
Globulenstruktur		
Außenradius	R_a ^a	13 100 au
Abschneideradius	R_0 (\uparrow)	1 000 au
Gasmasse	M_{gas} (\uparrow)	1-5 M_{\odot}
Zentralstern		
Leuchtkraft	L_{\star} ^b	1,5 L_{\odot}
Radius	R_{\star} ^b	1,5 R_{\odot}
Staubeigenschaften		
Minimale Staubkorngröße	a_{\min}	5 nm
Maximale Staubkorngröße	a_{\max} (\uparrow)	250 nm - 50 μm

Anmerkung: ^aKandori u. a. (2020); ^bEvans u. a. (2015)

die Parameter a_{\max} und M_{gas} weiter einzugrenzen, werden die numerisch abgeleiteten Flüsse mit Beobachtungsergebnissen in einem breiten Wellenlängenbereich verglichen, die mit Einzelspiegelteleskopen mit einer Auflösung ähnlich der von [SOFIA/HAWC+](#) ermittelt wurden. Insbesondere wurde B335 mit dem 15-m-James-Clerk-Maxwell-Teleskop bei 450, 600, 800, 850, 1100 und 1300 μm beobachtet ([Chandler u. a., 1990](#); [Launhardt u. a., 2010](#)). Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.4 sowie Tabelle A.2 dargestellt. Das Modell mit einer maximalen Staubkorngröße von $a_{\max} = 2 \mu\text{m}$ und einer entsprechenden Masse von $M_{\text{gas}} = 4,6 M_{\odot}$ passt am besten zu den Beobachtungen ($\chi^2_{\text{red}} = 1,65$, siehe Tabelle A.2 und Abbildung 3.5 für das entsprechende radiale Helligkeitsprofil). Das resultierende Modell der besten Anpassung hat zum Zentrum der Bok-Globule hin eine optische Tiefe von lediglich $\tau_{214 \mu\text{m}} \approx 0,1$. Ein alternativer und häufig verwendeter Ansatz zur Ableitung der Masse interstellarer Wolken beruht auf der Annahme einer optisch dünnen Staubemission und einer konstanten Temperatur ([Hildebrand, 1983](#)). Hier berechnet man die Wasserstoffgasmasse M_{H} anhand der gemessenen Flussdichte durch

$$M_{\text{H}} = M_{\text{Staub}} X = \frac{S_{\nu} D^2}{\kappa_S(\nu) B_{\nu}(\nu, T_{\text{S}})} X, \quad (3.6)$$

wobei X dem Massenverhältnis von Wasserstoff zu Staub entspricht (hier: $X = 100$); M_{Staub} bezeichnet die Staubmasse, S_{ν} die beobachtete Gesamtflussdichte, D den Abstand zum Objekt, $\kappa_S(\nu)$ die Staubopazität, $B_{\nu}(\nu, T_{\text{S}})$ die Planck-Funktion (siehe Gleichung 2.19), ν die Frequenz und T_{S} die Staubtemperatur. Unter Verwendung des vorher abgeleiteten Modells der besten Anpassung erhält man eine mittlere Staubtemperatur von $T_{\text{S}} \sim 14 \text{ K}$, indem die Temperaturkartensimulation innerhalb eines Kreises um den Maximalwert mit einem Radius von 3σ ³ gemittelt wird. Die abgeleitete Temperatur entspricht Literaturwerten für B335 (10-14 K, siehe [Wolf u. a., 2003a](#)). Für das betrachtete Staubmodell (mit $a_{\max} = 2 \mu\text{m}$) beträgt die Staubopazität $\kappa_S(214 \mu\text{m}) = 0,99 \text{ m}^2 \text{ kg}^{-1}$. Daraus ergibt sich eine Wasserstoffmasse von etwa $3,5 M_{\odot}$. Unter Berücksichtigung von Helium

³Der Wert für σ (Standardabweichung) wird durch das Anpassen einer Gauß-Kurve an das radiale Helligkeitsprofil von B335 berechnet.

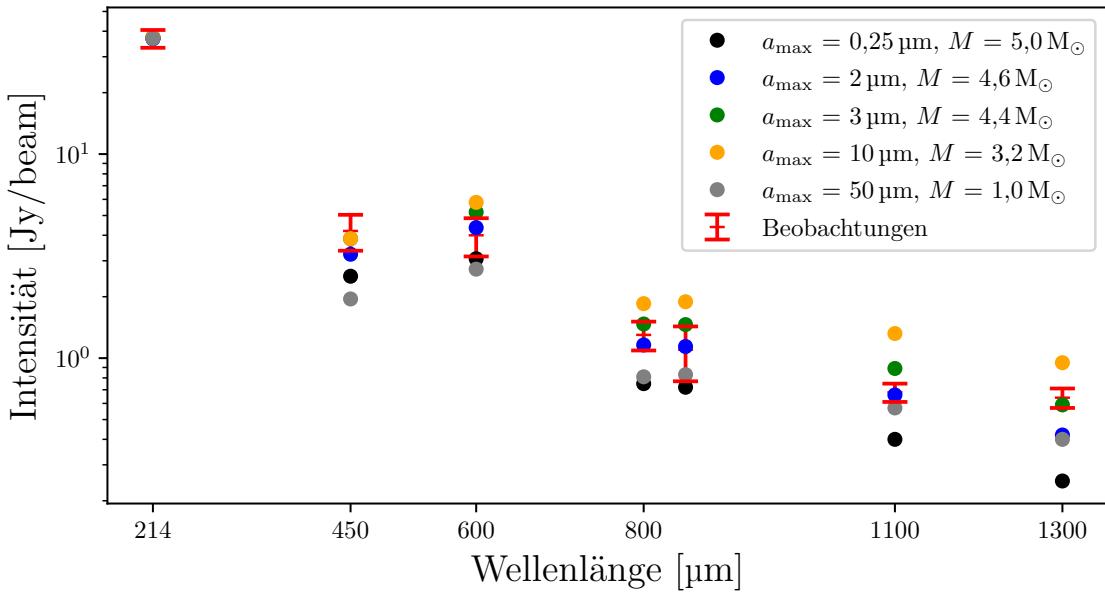


Abbildung 3.4 Übersicht der beobachteten Intensitäten (Chandler u. a., 1990; Launhardt u. a., 2010) sowie der entsprechenden Intensitäten, welche aus **POLARIS**-Simulationen ermittelt wurden, für verschiedene Kombinationen aus maximalen Staubkorngrößen $a_{\max} \in [0,25; 50] \mu\text{m}$ und Bok-Globulenmassen $M_{\text{gas}} \in [1,0; 5,0] M_{\odot}$.

sowie schweren Elementen beträgt dann die Gesamtgasmasse $M_{\text{Gas}} \approx 1,36 M_H \approx 4,7 M_{\odot}$, was dem abgeleiteten Wert ohne den zusätzlichen Vereinfachungen sehr nahe kommt. Abschließend lässt sich festhalten, dass die abgeleitete Masse basierend auf der 214-μm-**SOFIA/HAWC+**-Beobachtung vergleichbar ist mit Werten, die in früheren Studien zu B335 veröffentlicht wurden ($\approx 3,5 - 5 M_{\odot}$; Wolf u. a., 2003a; Kandori u. a., 2020).

3.3.4 Ursache der Polarisation bei 214 μm: Bedeutung von Polarisation durch Selbststreuung im Kontext von Bok-Globulen

Bis vor einigen Jahren war es allgemein akzeptiert, dass die in Bok-Globulen beobachtete (Sub-)Millimeter-Polarisation durch die Emission oder Absorption von an das Magnetfeld ausgerichteten, nicht-sphärischen Staubkörnern verursacht wird⁴. Es hat sich jedoch gezeigt, dass räumlich aufgelöste Polarisationskarten ausgewählter zirkumstellarer Scheiben (z. B. HL Tau, Stephens u. a., 2017) im ähnlichen Wellenlängenbereich am besten durch den Prozess der Selbststreuung erklärt werden können. Daher bleibt zu untersuchen, ob dieser Prozess der Selbststreuung auch im Fall der Bok-Globulen eine Rolle spielen könnte. Die Beantwortung dieser Frage ist äußerst relevant, da lediglich die Polarisation durch dichroitische Emission oder Absorption von an das Magnetfeld ausgerichteten Staubkörnern Rückschlüsse auf die zugrundeliegende Magnetfeldstruktur zulässt. Hingegen kann die Polarisation durch Streuung in erster Linie Informationen über die Größe und Verteilung der Staubkörner liefern (z. B. Brunngräber und Wolf, 2019).

In diesem Zusammenhang sei zudem angemerkt, dass das Polarisationsmuster allein kein eindeutiger Indikator für den zugrundeliegenden Polarisationsmechanismus ist, da Polarisation durch Streuung Polarisationsmuster erzeugen kann, die solchen ähneln, welche

⁴Für nähergehende Informationen, siehe Abschnitt Ursachen polarisierter Strahlung.

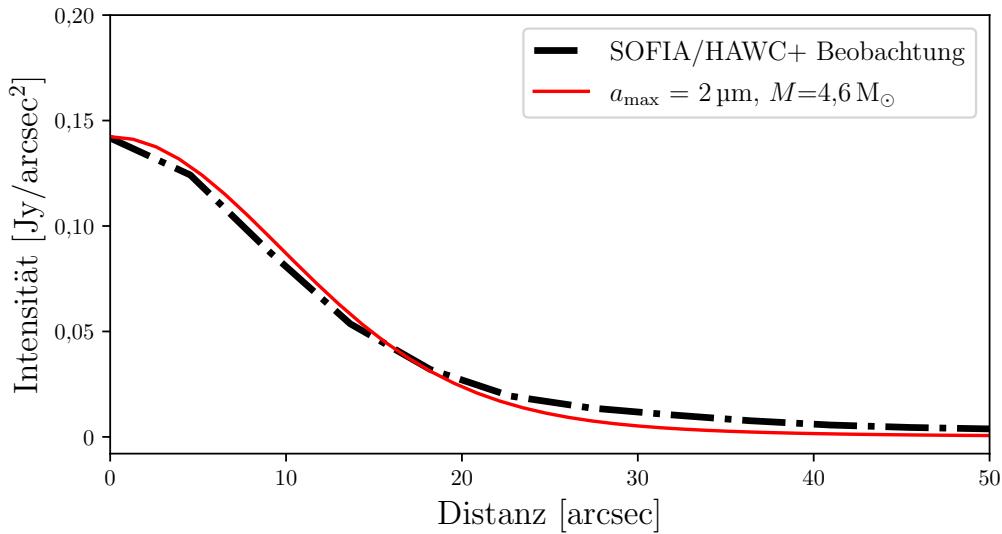


Abbildung 3.5 Vergleich des radialen Profils, welches aus [POLARIS](#)-Simulationen für $a_{\max} = 2 \mu\text{m}$ und $M_{\text{gas}} = 4,6 M_{\odot}$ ermittelt wurde, mit dem beobachteten Profil bei $214 \mu\text{m}$.

durch ein toroidales oder poloidales Magnetfeld erzeugt werden können ([Yang u. a., 2016](#); [Brunngräber und Wolf, 2019](#)).

Während frühere numerische Studien zur Selbststreuung meist auf zirkumstellare Scheiben fokussiert waren (z. B. [Yang u. a., 2017](#); [Brunngräber und Wolf, 2020](#)), wurde Selbststreuung sowie ihre Rolle im Fall von Bok-Globulen bisher nicht untersucht. Eine vollständige Analyse der Selbststreuung in Bok-Globulen liegt jedoch außerhalb des Rahmens, welcher in dieser Studie behandelt werden soll. Stattdessen wird sich darauf beschränkt, zu untersuchen, ob Selbststreuung im Fall von B335 bei einer Wellenlänge von $214 \mu\text{m}$ relevant ist. Für die Analyse wird die Selbststreuung an sphärischen Staubkörnern auf der Grundlage des Temperaturprofils des Staubes simuliert und es werden die am besten passenden Modellparameterwerte für den Staub und die Struktur von B335 berücksichtigt, welche in Abschnitt 3.3.3 ermittelt wurden.

Das aufgrund von Selbststreuung resultierende Polarisationsmuster zeigt ein zentrale-symmetrisches Muster (siehe Abbildung 3.6) und unterscheidet sich qualitativ von dem beobachteten Muster in Abbildung 3.1. Außerdem führen zum einen die geringe optische Tiefe ($\tau_{\max, 214\mu\text{m}} \approx 0,1$, siehe Abschnitt 3.3.3), als auch die kleine Staubkorngröße (im Vergleich zur Beobachtungswellenlänge) sowohl zu einer geringen Streueffizienz, als auch zu einem geringen Polarisationsgrad des gestreuten Lichts ([Kataoka u. a., 2015](#)). Folglich ist der durch Selbststreuung verursachte Polarisationsgrad um mehrere Größenordnungen geringer als der beobachtete Polarisationsgrad. Daher kann ein signifikanter Beitrag des Effekts der Selbststreuung als Erklärung für das beobachtete Polarisationsmuster und den Polarisationsgrad ausgeschlossen werden und es lässt sich schlussfolgern, dass die detektierte Polarisierung durch die emittierte thermische Strahlung von nicht-sphärischen, an das Magnetfeld ausgerichteten Staubkörnern verursacht wird.

3.3.5 Ableitung der Magnetfeldstruktur- und stärke

Wie in Abschnitt 3.3.4 beschrieben, wird die gemessene Polarisierung durch die emittierte thermische Strahlung von nicht sphärischen, an das Magnetfeld ausgerichteten Staubkör-

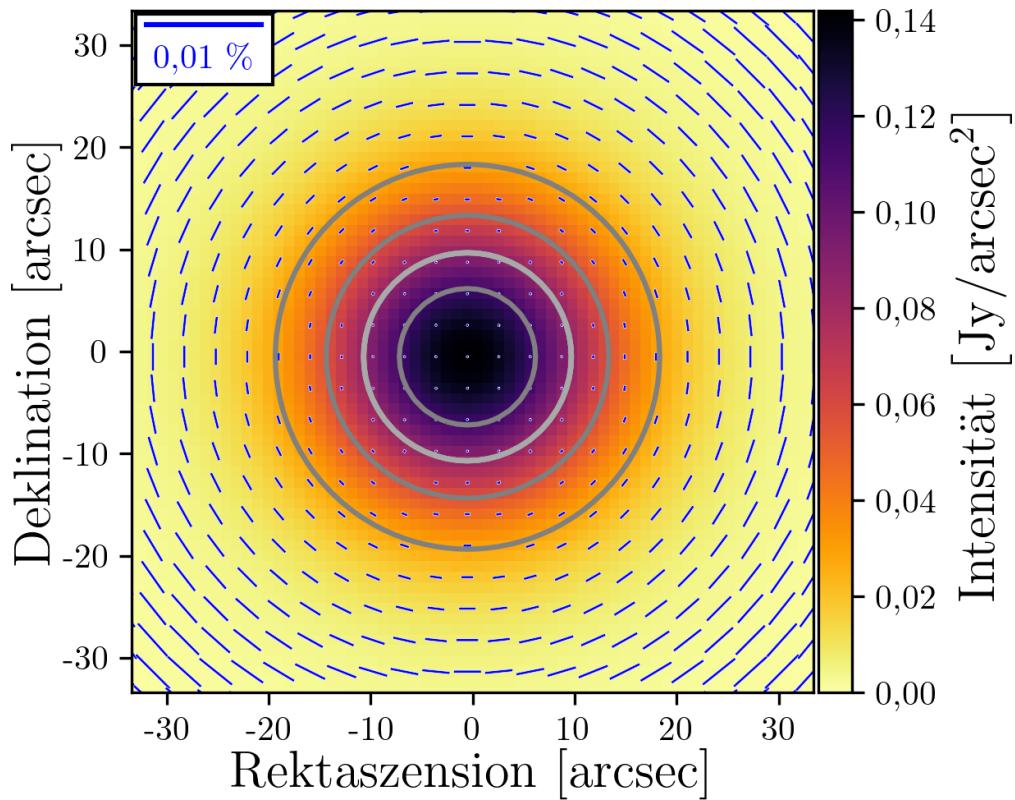


Abbildung 3.6 Synthetische Polarisationskarte von B335 bei einer Wellenlänge von 214 μm , abgeleitet unter der Annahme von Selbststreuung. Gezeigt wird die Gesamtintensität (Reemission und gestreutes Licht) mit überlagerten Polarisationsvektoren in blau. Polarisation aufgrund von Selbststreuung verursacht ein zentrale symmetrisches Polarisationsmuster für das entwickelte Modell. Die resultierenden Polarisationsgrade für das Selbststreuungsmodell sind sehr niedrig (siehe Referenzvektor in der oberen linken Ecke der Polarisationskarte). Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Das Bild wurde mit einem Gaußschen Profil mit einer FWHM von 18,2" gefaltet.

nern verursacht. In diesem Fall zeigen die um 90° gedrehten Polarisationsvektoren die projizierte Magnetfeldrichtung von B335 an (siehe Abbildung 3.7). Durch den Umstand, dass die Polarisationsvektoren ein einheitliches Muster aufweisen, ist auch die resultierende Magnetfeldstruktur auf den von der [SOFIA/HAWC+](#)-Beobachtung aufgelösten Skalen⁵ einheitlich.

Um eine Abschätzung der Magnetfeldstärke B von B335 zu erhalten, wird die Davis-Chandrasekhar-Fermi-Methode angewendet ([Davis, 1951](#); [Chandrasekhar und Fermi, 1953](#)), siehe Gleichung (2.21). In diesem Fall wird ein Korrekturfaktor von $Q = \sqrt{1/3}$ verwendet. Zur Berechnung der magnetischen Feldstärke B wird die Gasdichte ρ_{gas} , die Geschwindigkeitsdispersion σ_v und die Standardabweichung $\sigma_{\bar{\theta}}$ des mittleren Polarisationswinkels $\bar{\theta}$ benötigt, siehe Gleichung (2.21). Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass das Magnetfeld im idealen Fall als Funktion des Abstands zum Zentrum abgeschätzt werden sollte, da die Dichte zum Kern hin zunimmt. Aufgrund einer unzureichenden Anzahl von Polarisationsvektoren wird die Magnetfeldstärke jedoch auf der Grundlage des Mittelwerts

⁵[SOFIA/HAWC+](#)-Band-E hat eine Auflösung von 18,2", was in diesem Fall 1820 au entspricht.

abgeschätzt, wobei die Gasdichte des Modells der besten Anpassung (gemittelt über den 3σ -Bereich) $\rho_{\text{gas}} = 5,41 \cdot 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$ berücksichtigt wird. Der Wert für $\sigma_{\bar{\theta}} = 26,8^{+12,9}_{-6,5}$ Grad wird unter Verwendung des 95%-Konfidenzintervalls für die Standardabweichung ermittelt. Es wird eine Geschwindigkeitsdispersion von $0,14 \text{ km s}^{-1}$ (Frerking u. a., 1987) verwendet und daraus eine magnetische Feldstärke von $142 \pm 46 \text{ }\mu\text{G}$ bei einer Wellenlänge von $214 \text{ }\mu\text{m}$ berechnet.

Die ermittelte Magnetfeldstärke von B335 liegt in dem gleichen Wertebereich wie die für andere Bok-Globulen abgeleiteten Werte ($\sim 100\text{--}300 \text{ }\mu\text{G}$, siehe z. B. Wolf u. a., 2003a). Für B335 berichten Wolf u. a. (2003a) eine magnetische Feldstärke von $134^{+46}_{-39} \text{ }\mu\text{G}$ bei einer Beobachtungswellenlänge von $850 \text{ }\mu\text{m}$. Dadurch, dass das Polarisationsmuster bei $214 \text{ }\mu\text{m}$ gleichförmiger ist als bei $850 \text{ }\mu\text{m}$ (siehe Abbildung 1 in Wolf u. a., 2003a), ist die Magnetfeldstärke, welche aus den Ferninfrarot-Daten berechnet wurde, etwas höher.

Auf der Grundlage der abgeleiteten Magnetfeldstärke kann das Masse-zu-Fluss-Verhältnis $\xi = M/\Phi$ berechnet werden. Dieses Verhältnis ist ein Indikator dafür, ob sich der Kern im Kollaps oder im Gleichgewicht befindet. Der Arbeit von Crutcher u. a. (2004) folgend wird das beobachtete Masse-zu-Fluss-Verhältnis (M/Φ)_{beobachtet} zum kritischen Masse-zu-Fluss-Verhältnis (M/Φ)_{kritisch} mittels Gleichung (2.22) berechnet. Es wird der Wert für $N(\text{H}_2)$ verwendet, der aus dem Modell der besten Anpassung resultiert (siehe Abschnitt 3.3.3). Betrachtet wird der Durchschnittswert der Säulendichte innerhalb eines Kreises um den Maximalwert mit einem Radius von 3σ . Als Resultat folgt $N(\text{H}_2) \approx 6,28 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Daraus ergibt sich ein Masse-zu-Fluss-Verhältnis von $\xi = 3,4$, was darauf hindeutet, dass das Magnetfeld zu schwach ist, um allein durch magnetischen Druck gegen die Schwerkraft zu unterstützen; mit anderen Worten, der Kern ist leicht überkritisch.

3.3.6 Auswirkung der optischen Tiefe τ auf das Polarisationsmuster

Es gibt verschiedene Hypothesen, die versuchen die Abnahme des Polarisationsgrades zum Zentrum der Bok-Globulen hin zu erklären. Eine davon basiert auf dem potentiellen Einfluss der dichroitischen Absorption zusätzlich zur dichroitischen Emission (Brauer u. a., 2016). Aus diesem Grund, und weil diese Theorie relativ einfach zu verifizieren ist, wird im Folgenden der Einfluss der optischen Tiefe auf das Polarisationsmuster, basierend auf dem Modell der besten Anpassung, welches in Abschnitt 3.3.3 abgeleitet wurde, analysiert. Um Polarisationskarten auf der Grundlage des Modells zu erstellen, wird, zur Vermeidung von ungewollten Einflüssen aufgrund höherer Komplexität, ein konstantes und homogenes Magnetfeld verwendet, wobei von perfekt an das Magnetfeld ausgerichteten Staubkörnern ausgegangen wird. Die Richtung des Magnetfelds basiert auf der SOFIA/HAWC+-Beobachtung (siehe Abbildung 3.7). Betrachtet wird die gleiche Staubmischung wie in Abschnitt 3.3.3, jedoch mit oblaten Staubkörnern mit einem Achsenverhältnis $a/b = 2$. Der Radius eines oblaten Staubkorns ist hier durch den Radius einer Kugel gleichen Volumens gegeben. Die optischen Eigenschaften wurden mit einem Programm von N. Voshchinnikov⁶ auf der Grundlage von Voshchinnikov und Farafonov (1993) berechnet. Abbildung 3.8 (unten) zeigt die resultierende Polarisationskarte basierend auf dem Modell der besten Anpassung, wobei die Abbildung mit einem Gaußschen Profil mit der FWHM von SOFIA/HAWC+-Band-E ($18,2''$) gefaltet wurde.

Aufgrund der Tatsache, dass die abgeleitete optische Tiefe für das Modell zum Zentrum hin nur in der Größenordnung von $\tau_{214\text{ }\mu\text{m}} \approx 0,1$ liegt, hat die dichroitische Extinktion wenig Einfluss auf die Nettopolarisation von B335. Genauer gesagt nimmt der Polarisa-

⁶http://www.astro.spbu.ru/DOP/6-SOFT/SPHEROID/1-SPH_new/

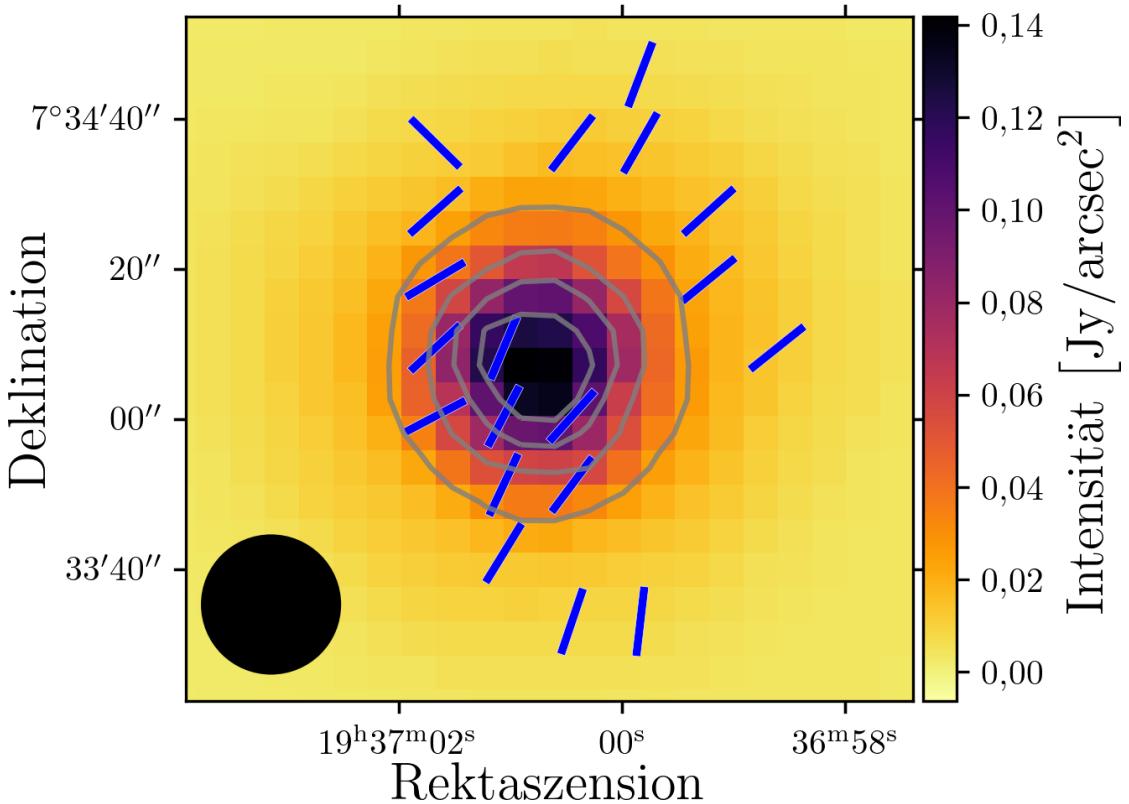


Abbildung 3.7 Intensitätskarte von B335 mit um 90° gedrehten Polarisationsvektoren, welche die projizierte lokale Magnetfeldrichtung anzeigen. Die Länge der Vektoren ist willkürlich und konstant und zeigt nicht die Stärke des Magnetfelds an. Das räumliche Auflösungselement von $18,2''$ ist unten links dargestellt.

tionsgrad von den äußeren Regionen zum Kern hin nur um einen Faktor von $\sim 0,95$ ab (siehe Abbildung 3.8 links). Der Effekt der optischen Tiefe kann daher ausgeschlossen werden, um die Abnahme des Polarisationsgrades in Richtung der dichteren Regionen von B335 zu erklären. Jedoch kann dieser Effekt für andere Bok-Globulen nicht generell exkludiert werden. Es muss daher weitergehend untersucht werden, ob die optische Tiefe einen Einfluss auf die Bildung von Polarisationslöchern haben könnte, zumal dieser Effekt bereits bei dem jungen stellaren Objekt NGC 1333 IRAS4A (Ko u. a., 2020) sowie bei der Molekülwolke OMC-3 (Liu, 2021, siehe Kapitel 4) beobachtet wurde.

Der Polarisationsgrad, welcher sich in diesem einfachen Modell ergibt, ist zu hoch. Dieser Aspekt wird im folgenden Abschnitt berücksichtigt.

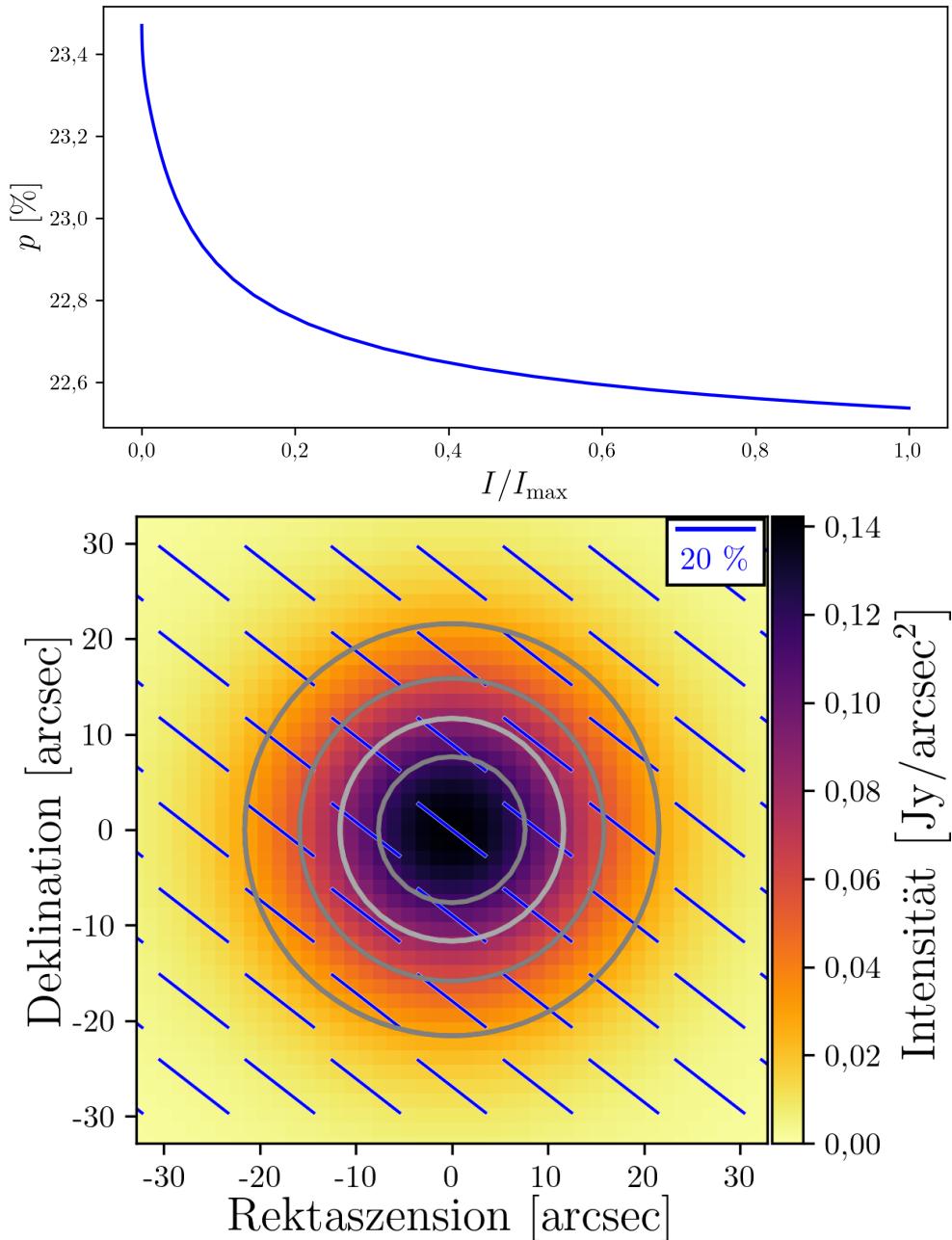


Abbildung 3.8 Korrelation zwischen Polarisationsgrad p und normierter Intensität I/I_{\max} (oben) und entsprechende synthetische Intensitätskarte (unten) mit überlagerten Polarisationsvektoren für eine Bok-Globule mit $M = 4,6 M_{\odot}$ bei der Wellenlänge $\lambda = 214 \mu\text{m}$. Es werden perfekt an das Magnetfeld ausgerichtete Staubkörner angenommen. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Das Bild wurde mit einem Gaußschen Profil mit einer **FWHM** von $18,2''$ gefaltet.

3.3.7 Auswirkung der stellaren Strahlungsquelle und des interstellaren Strahlungsfeldes

Der abgeleitete Polarisationsgrad auf der Grundlage des einfachen Modells in Abschnitt 3.3.6 ist deutlich höher als der beobachtete Polarisationsgrad. Daher wird das Modell im Folgenden im Hinblick auf die Ausrichtung der Staubkörner erweitert. Ein signifikanter Beitrag der Selbststreuung zur beobachteten Polarisierung in B335 bei 214 µm kann ausgeschlossen werden (siehe Abschnitt 3.3.4). Der verbleibende Mechanismus ist die emittierte thermische Strahlung von an das Magnetfeld ausgerichteten, nicht sphärischen Staubkörnern⁷. Es existieren mehrere Theorien zur Staubkornausrichtung, von denen die vielversprechendste auf strahlungsinduzierten Drehmomenten (RATs, z. B. Lazarian, 2007; Hoang und Lazarian, 2009) beruht, welche im Folgenden betrachtet werden. Hier richten sich nicht-sphärische Staubkörner in Gegenwart eines Strahlungsfeldes, z. B. eines Zentralsterns, aus. Für einen Überblick darüber, wie die RAT-Theorie in POLARIS implementiert ist, siehe z. B. Reissl u. a. (2016) und Reissl u. a. (2020).

Für die Analyse der Staubkornausrichtung im Fall von B335 werden sowohl der Zentralstern als auch das allgegenwärtige interstellare Strahlungsfeld (ISRF) berücksichtigt. Benutzt wird die Beschreibung des ISRF von Mathis u. a. (1983), wobei ein Skalierungsfaktor von 1,47 angewendet wird (Seifried u. a., 2020). Im Rahmen der RAT-Theorie wird der Polarisationsgrad durch mehrere Parameter beeinflusst. Die RAT-Effizienz Q_Γ , definiert als

$$Q_\Gamma = \begin{cases} Q_\Gamma^{\text{ref}} & \text{falls } \lambda \leq 1,8a, \\ Q_\Gamma^{\text{ref}} \cdot \left(\frac{\lambda}{1,8a}\right)^{\alpha_Q} & \text{sonst,} \end{cases} \quad (3.7)$$

ist dabei besonders wichtig (Draine und Weingartner, 1996; Hoang und Lazarian, 2014). Hierbei bezeichnet a den Staubkornradius und λ die Wellenlänge. Die erforderlichen Variablen Q_Γ^{ref} und α_Q hängen sowohl von der Staubkornform als auch von dem Material ab, wurden bisher jedoch nicht exakt bestimmt. Die Größe α_Q liegt in dem Wertebereich von -2,6 bis -4 (Lazarian, 2007; Herranen u. a., 2019; Reissl u. a., 2020). Der Parameter α_Q wird auf einen Durchschnittswert von -3 gesetzt, während die Größe Q_Γ^{ref} derart anpasst wird, dass sie zu den Beobachtungen passt. Es wird generell angenommen, dass die Werte für Q_Γ^{ref} zwischen 0,01 und 0,4 liegen (Lazarian, 2007; Reissl u. a., 2020). Im Folgenden werden die Strahlungsfelder der nachfolgenden Quellen getrennt betrachtet:

- a) Zentralstern,
- b) ISRF und
- c) Zentralstern und ISRF kombiniert.

Es wird das Modell der besten Anpassung benutzt, welches in Abschnitt 3.3.3 abgeleitet wurde. Die Temperaturkarte von B335 wird selbstkonsistent auf der Grundlage der oben genannten Strahlungsquelle(n) und der Staubverteilung ermittelt. Anschließend werden auf der Basis der Temperaturkarten die Reemissionskarten berechnet. Im letzten Schritt werden gleichvolumige, oblate Staubkörner mit einem Achsenverhältnis von 2:1 betrachtet. Abbildung 3.9 zeigt die Korrelation zwischen dem Polarisationsgrad sowie der normalisierten Intensität für vier verschiedene Werte von $Q_\Gamma^{\text{ref}} \in (0,1; 0,2; 0,3; 0,4)$.

Es lässt sich feststellen, dass das ISRF die Ausrichtung der Staubkörner in den äußeren

⁷Unter der Annahme, dass das vorherrschende Strahlungsfeld in B335 nicht stark und anisotrop genug ist, dass k-RATs relevant sein könnten (für mehr Details siehe Abschnitt Ursachen polarisierter Strahlung).

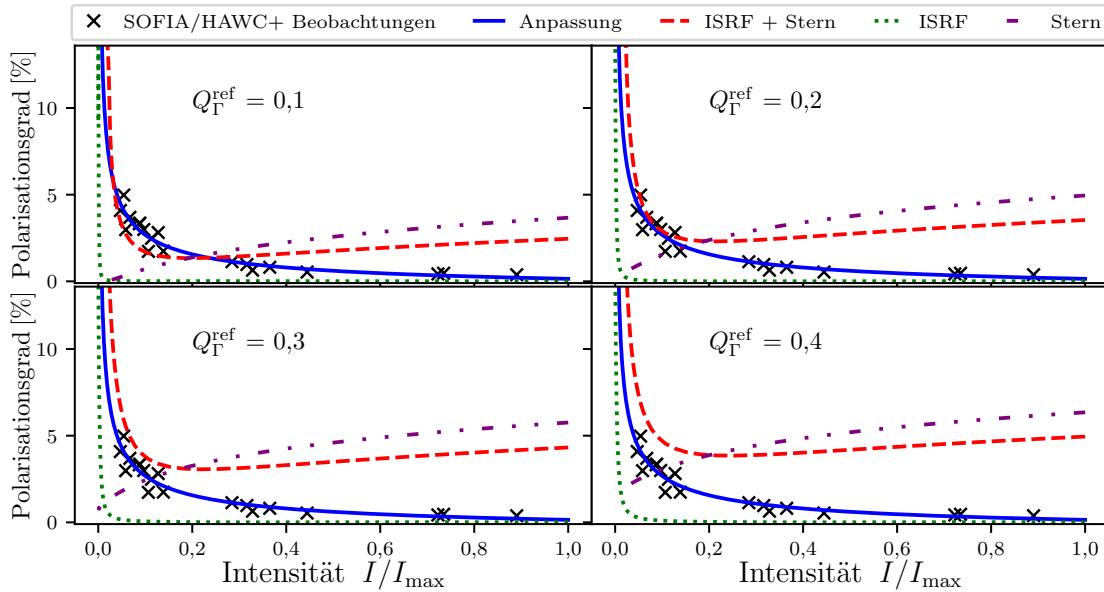


Abbildung 3.9 Korrelation zwischen Polarisationsgrad p und normierter Intensität I/I_{\max} für drei verschiedene Fälle von Strahlungsquellen. Zusätzlich dargestellt ist die [SOFIA/HAWC+](#)-Beobachtung von B335 bei $214\text{ }\mu\text{m}$. Grün: Ergebnisse für ein Strahlungsfeld, welches auf dem [ISRF](#) basiert; lila: Ergebnisse für ein Strahlungsfeld, welches auf dem Stern basiert; rot: Ergebnisse für ein Strahlungsfeld basierend auf Stern und [ISRF](#); blau: Beste Anpassung an die Beobachtung (siehe Abbildung 3.3 und Gleichung 3.3).

Regionen der Bok-Globule gewährleistet, jedoch nicht in der inneren Region, da die Strahlung nicht tief genug eindringt. Dies ist auf eine zu große optische Tiefe für den stellaren Beitrag des [ISRF](#) zurückzuführen ($\lambda \leq 5\text{ }\mu\text{m}$, $\tau_{1\mu\text{m},\text{Kern}} \sim 120$), welcher für die Ausrichtung der Staubkörner relevant ist.

Das [ISRF](#) allein kann allerdings die beobachtete Abnahme des Polarisationsgrades nicht erklären, da hierdurch eine deutlich steilere Kurve erreicht wird. Die hohe Anisotropie und Stärke der Strahlung des Zentralsterns in der Kernregion bewirkt einen Anstieg des Polarisationsgrades zum Zentrum hin, was den Beobachtungen von Polarisationslöchern widerspricht.

Die Kombination von [ISRF](#) und Stern führt in der äußeren Region zu einer ähnlichen Steigung wie bei der Beobachtung. Das Resultat ist, dass eine RAT-Effizienz von $Q_{\Gamma}^{\text{ref}} \sim 0,1\text{--}0,2$ zu einem Ergebnis führt, das mit den Beobachtungen im äußeren Bereich des Objektes übereinstimmt. Diese Werte liegen sehr nahe bei dem Wert, welchen [Reissl u. a. \(2020\)](#) in einer Studie zur Staubkornausrichtung im diffusen [ISM](#) ermittelt haben ($Q_{\Gamma}^{\text{ref}} = 0,14$). Die Abnahme des Polarisationsgrades zum Zentrum hin kann jedoch nicht auf der Grundlage des Modells erklärt werden.

3.4 Diskussion

3.4.1 Die [SOFIA/HAWC+](#)-Beobachtung von B335 im Kontext weiterer polarimetrischer Beobachtungen

B335 ist eine der am häufigsten beobachteten Sternentstehungsregionen und wurde besonders mittels polarimetrischen Beobachtungen untersucht, die vom nahinfraroten

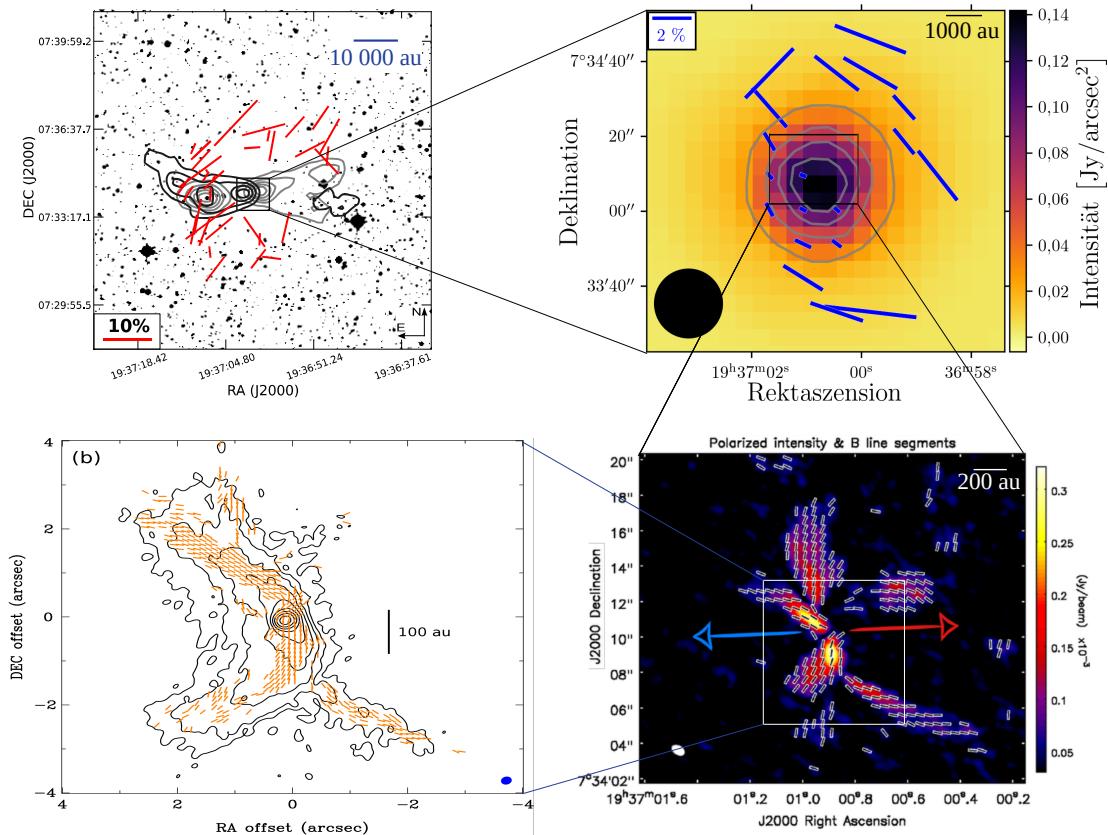


Abbildung 3.10 Polarisationskarten sowie entsprechende Magnetfeldstrukturen von B335. *Oben links:* Polarisationskarte von B335 im nahinfraroten Wellenlängenbereich (Js-Band, $1,24 \mu\text{m}$, überlagert auf einer DSS-Intensitätskarte; [Bertrang u. a., 2014](#)), beobachtet mit [SOFI/NTT](#). (Credit: Bertrang u. a., A&A, 565, A94, 2014, © ESO). *Oben rechts:* Polarisationskarte von B335 bei $214 \mu\text{m}$ (überlagert auf der [SOFIA/HAWC+](#)-Intensitätskarte; [Zielinski u. a., 2021](#)). *Unten rechts:* Polarisationskarte von B335 bei $1300 \mu\text{m}$ (überlagert auf der [ALMA](#)-Intensitätskarte; Wiederverwendung von Abb. 1 in [Maury u. a., 2018](#)). Dargestellt ist die abgeleitete Magnetfeldrichtung. Die Pfeile zeigen die Ausflussrichtung an. *Unten links:* Polarisationskarte von B335 bei $870 \mu\text{m}$ (überlagert auf der [ALMA](#)-Konturkarte; [Yen u. a., 2020](#), ©AAS). Dargestellt ist die abgeleitete Magnetfeldrichtung.

Wellenlängenbereich bis hin zu Submillimeter/Millimeter-Wellenlängen reichen (siehe Abbildung 3.10). Jedoch fehlten bisher noch polarimetrische Ergebnisse im ferninfraroten Wellenlängenbereich. Im Folgenden wird hierzu ein kurzer Überblick über ausgewählte Beobachtungen im Zusammenhang mit der hier vorgestellten Beobachtung gegeben.

Polarisationskarte im nahinfraroten Wellenlängenbereich ($1,24 \mu\text{m}$, Js Band)

[Bertrang u. a. \(2014\)](#) berichten von einem weitgehend geordneten Polarisationsmuster (siehe Abbildung 3.10 oben links) im nahinfraroten Wellenlängenbereich ($\bar{\theta} = 103,94^\circ \pm 5,01^\circ$) auf großen Skalen ($\approx 10^4 - 10^5 \text{ au}$). Für den Vergleich der Magnetfeldrichtung wird für die Ergebnisse im nahinfraroten Wellenlängenbereich angenommen, dass die Polarisationsvektoren parallel zum Magnetfeld verlaufen (dichroitische Absorption). Damit liegt

die Magnetfeldrichtung in einem vergleichbaren Bereich wie die hier gezeigten Ergebnisse ($\bar{\theta}_{B,214\mu\text{m}} \approx 140^\circ \pm 26^\circ$, Abbildung 3.7). Die magnetische Feldstärke, welche basierend auf den Daten im nahinfraroten Wellenlängenbereich ermittelt wurde (12-40 μG , Bertrang u. a., 2014), ist um einen Faktor 5–15 kleiner als die Magnetfeldstärke, welche basierend auf den Daten im ferninfraroten Wellenlängenbereich berechnet wurde ($\sim 142 \mu\text{G}$). Dadurch, dass die Gasdichte auf größeren Skalen, bei welchen das Magnetfeld durch Beobachtungen bei Nahinfrarotwellenlängen ermittelt wird, deutlich geringer ist, kann dieses Ergebnis auf die Abhängigkeit der Magnetfeldstärke von der Gasdichte in der Flussgefriergrenze⁸ zurückgeführt werden (Heitsch, 2005).

Polarisationskarten im (Sub-)Millimeter-Wellenlängenbereich (870 μm und 1,3 mm)

Maury u. a. (2018) berichten, dass die Magnetfeldstruktur bei 1,3 mm eine geordnete Topologie innerhalb der inneren Hülle zeigt, mit einem Übergang von einem großräumigen poloidalen Magnetfeld in Richtung des Ausflusses zu einem zusammengedrückten Magnetfeld in äquatorialer Richtung (Abbildung 3.10 unten rechts). In Übereinstimmung mit den 1,3-mm-Beobachtungen stellen Yen u. a. (2020) fest, dass das Magnetfeld bei 870 μm (Abbildung 3.10 unten links) innerhalb der inneren 100 au von B335 von geordneten zu komplexeren und asymmetrischen Strukturen übergeht. Die Variation des Polarisationswinkels ist bei 870 μm und 1,3 mm deutlich höher als bei 214 μm . Allerdings ist hierbei zu bedenken, dass eine möglicherweise komplexere Struktur bei 214 μm aufgrund der geringeren Auflösung von SOFIA/HAWC+ nicht aufgelöst wird. Die beobachteten Polarisationsgrade bei den Wellenlängen 870 μm und 1,3 mm liegen im Bereich von $\sim 1\text{--}11\%$, während bei 214 μm (HAWC+) der Polarisationsgrad zwischen $\sim 0,5$ und 5 % variiert. Die abgeleitete magnetische Feldstärke auf Basis der 1,3 mm Daten ist höher (300 bis 3000 μG) als das SOFIA/HAWC+-Ergebnis.

3.4.2 Polarisationsloch in B335 bei 214 μm

Die SOFIA/HAWC+-Beobachtung in Band E (214 μm) zeigt eine Abnahme des Polarisationsgrades in Richtung des Zentrums von B335 („Polarisationsloch“, siehe Abbildung 3.3). Das entwickelte Modell kann das Verhalten des Polarisationsgrades (p vs. I) in den äußeren Regionen von B335 erklären, nicht jedoch in der Kernregion. Im Folgenden werden die verschiedenen möglichen Gründe für das Auftreten dieses Polarisationslochs in Bezug auf B335 evaluiert:

- Das Modell basiert auf RATs und einem homogenen Magnetfeld. Die Annahme eines einfachen homogenen Magnetfelds auf großen Skalen, die auf der SOFIA/HAWC+-Beobachtung beruht, ist zwar durch das recht homogene Polarisationsmuster auf dieser Skala motiviert, lässt sich aber auf kleineren Skalen ($\leq 1000 \text{ au}$) nicht anwenden. Hochauflösende ALMA-Beobachtungen von B335 zeigen, dass das Magnetfeld innerhalb der inneren $\sim 100 \text{ au}$ von einer homogenen Struktur zu einer komplexeren asymmetrischen Struktur wechselt (siehe Abbildung 3.10 unten links und unten rechts, Maury u. a., 2018; Yen u. a., 2020). SOFIA/HAWC+ kann diese komplexe Substrukturen nicht auflösen. Das „Verschmieren“ innerhalb eines Auflösungselementes⁹

⁸Eine der Grundannahmen der DCF-Methode ist, dass das Magnetfeld perfekt in der (Gesamt-)Gasdichte eingefroren ist. Für weitere Informationen siehe z. B. Heitsch (2005) oder Chen u. a. (2022).

⁹englisch: „beam-averaging“

(aufgrund der geringeren [HAWC+-Auflösung](#)) über diese komplexen Magnetfeldregionen würde zu einer Abnahme des Polarisationsgrades führen (z. B. [Glenn u. a., 1999](#); [Matthews, 2005](#)).

- ii) Wäre die optische Tiefe höher als in dem Modellierungsansatz (siehe Abschnitt [3.3.3](#)) ermittelt, würde der erhöhte Einfluss der dichroitischen Extinktion auch die Abnahme des Polarisationsgrades erklären können ([Brauer u. a., 2016](#)).
- iii) Das Modell besteht aus einer Mischung aus Silikat- und Graphitstaubkörnern, welche homogen über die Bok-Globule verteilt sind. Für die Simulationen wird angenommen, dass sich die Graphitkörner nicht an das Magnetfeld ausrichten (z. B. [Hildebrand u. a., 1999](#); [Hoang u. a., 2015](#)). Ob diese Annahme gerechtfertigt ist, ist jedoch derzeit noch umstritten (z. B. [Chiar u. a., 2006](#); [Lazarian, 2020](#)). Sollte sich diese Annahme bewahrheiten, würde eine Zunahme der Graphithäufigkeit zum Zentrum hin, wie von [Olofsson und Olofsson \(2011\)](#) für B335 angenommen, den Polarisationsgrad verringern. Um einen Polarisationsgrad von $\approx 0,5\%$ im Zentrum von B335 für das Modell zu erreichen, müsste jedoch eine unrealistisch hohe Abundanz von Graphit ($>80\%$) angenommen werden.
- iv) Darüber hinaus könnte die Abnahme des Polarisationsgrades zum Zentrum hin auch mit weniger stark ausgerichteten Staubkörnern im Kern erklärt werden ([Goodman u. a., 1992](#); [Creese u. a., 1995](#)). Bei einer Ausrichtungseffizienz von $Q_T^{\text{ref}} = 0,01$ (kleinster realistischer Wert gemäß der Literatur; [Lazarian, 2007](#); [Reissl u. a., 2020](#), siehe Abschnitt [3.3.7](#) für Details) beträgt der Polarisationsgrad im Kern von B335 etwa 0,5 %. Das Polarisationsloch in B335 könnte daher durch eine Abnahme der Ausrichtungseffizienz um eine Größenordnung zum Zentrum hin erklärt werden.
- v) Der Polarisationsgrad der thermischen Strahlung hängt von den Absorptionsquerschnitten der langen (\perp) und kurzen (\parallel) Achse der Staubkörner ab ($C_{\text{abs},\perp} - C_{\text{abs},\parallel}$, z. B. [Li, 2008](#); [Draine und Fraisse, 2009](#)). Daher würden weniger elongierte Staubkörner mit einem Achsenverhältnis $a/b \ll 2$ im Kern der Bok-Globule zu einer Abnahme des Polarisationsgrades führen.
- vi) Vor wenigen Jahren wurde ein neuer, potentiell vielversprechender Mechanismus vorgeschlagen: Strahlungsrehmomentdisruption ([RATD](#), [Hoang u. a., 2019](#); [Hoang, 2019](#)). Hier werden große Staubkörner durch die Zentrifugalkraft in kleinere Fragmente zerlegt. Es wurde gezeigt, dass dieser Effekt zu einer Abnahme des Polarisationsgrades mit zunehmendem Strahlungsfeld führen kann, was das Auftreten von Polarisationslöchern in der Nähe von Protosternen erklärt ([Hoang u. a., 2021](#)).

Die Tatsache, dass hochauflösende Beobachtungen eine komplexere Magnetfeld-Substruktur gezeigt haben, lässt vermuten, dass dies der Hauptfaktor für die Depolarisierung in den inneren Regionen von B335 ist.

3.5 Schlussfolgerungen

Es wurde über die Analyse der polarimetrischen Beobachtung der Bok-Globule B335 bei $214\text{ }\mu\text{m}$, aufgenommen mittels [SOFIA/HAWC+](#), berichtet.

1. Zum ersten Mal konnte gezeigt werden, dass Polarisationslöcher in Bok-Globulen auch im ferninfraroten Wellenlängenbereich auftreten können. Der Polarisationsgrad

sinkt von $\sim 5\%$ in den äußereren Regionen (Abstand von $\sim 50''$, d.h. 5000 au vom Kern) auf $\sim 0,5\%$ im Kern (Auflösung der Polarisationskarte: $18,2''$).

2. Die Polarisationsvektoren zeigen ein sehr gleichmäßiges Muster mit einem mittleren Polarisationswinkel von $48^\circ \pm 26^\circ$. Die Magnetfeldstärke wird zu $142 \pm 46 \mu\text{G}$ bestimmt, was in Übereinstimmung mit anderen Berechnungen der Magnetfeldstärke von Bok-Globulen ist.
3. Die Masse von B335 wird zu $\sim 4,6 \text{ M}_\odot$ bestimmt und eine maximale Staubkorngröße von $a_{\text{max}} = 2 \mu\text{m}$ ermittelt. Die entsprechende optische Tiefe ist nicht hoch genug, um das beobachtete Polarisationsloch mittels des Effektes der dichroitischen Extinktion erklären zu können ($\tau_{214 \mu\text{m}} \approx 0,1$ im Zentrum).
4. Die Erkenntnisse für das Polarisationsmuster und die abgeleiteten Magnetfeldrichtungen auf großen Skalen sind konsistent zu den Ergebnissen im nahinfraroten Wellenlängenbereich. Der Polarisationsgrad bei Submillimeter/Millimeter- und Nahinfrarot-Wellenlängen ($\sim 1\text{-}10\%$) ist höher als im ferninfraroten Wellenlängenbereich ($\sim 0,5\text{ - }5\%$). Von großen Skalen ($10^3\text{-}10^5$ au) bis hin zu kleinen Skalen ($\sim 10^2$ au) ändert sich die Struktur des Magnetfeldes von einer weitgehend einheitlichen zu einer komplexeren Struktur.
5. Eine Kombination aus dem interstellaren Strahlungsfeld und dem Zentralstern als Strahlungsquellen kann die Abnahme des Polarisationsgrades in den äußereren Regionen ($\approx 10^4$ au vom Kern) von B335 erklären. Allerdings kann das Modell den geringen Polarisationsgrad innerhalb der inneren 5 000 au nicht erklären. Eine komplexe Magnetfeldstruktur, wie sie mittels [ALMA](#) gezeigt wurde ([Maury u. a., 2018](#); [Yen u. a., 2020](#)), aber mit [SOFIA/HAWC+](#) nicht aufgelöst werden konnte, bietet eine mögliche Erklärung für die Abnahme des Polarisationsgrades in der inneren Region.

Kapitel 4

Über die Magnetfeldstruktur von OMC-3

*Die im Folgenden vorgestellte Studie basiert auf der wissenschaftlichen Arbeit [Zielinski und Wolf \(2022\)](#), welche im Fachmagazin *Astronomy & Astrophysics* veröffentlicht wurde. Sofern nicht anders angegeben, wurden die Abbildungen dieses Kapitels der genannten Veröffentlichung mit Erlaubnis des Fachmagazins entnommen.*

Credit: Zielinski and Wolf, A&A, 659, A22, 2022, reproduced with permission © ESO.

4.1 Einleitung

Im Zusammenhang mit der Entstehung massereicher Sterne sind hochgradig überkritische Filamente von besonderem Interesse. Mit Hilfe des Herschel Space Observatory ([Pilbratt u. a., 2010](#)) wurden filamentäre Strukturen im interstellaren Medium nachgewiesen (z. B. [André u. a., 2010](#); [Schisano u. a., 2020](#)). Diese Beobachtungsergebnisse stimmen mit den Vorhersagen aus numerischen Studien überein, die zeigen, dass das [ISM](#) auf allen Skalen stark filamentär sein sollte und die Sternentstehung mit selbstgravitierenden Filamenten verbunden ist (für eine Übersicht zu diesem Thema siehe [André u. a., 2014](#)). Das Verständnis der physikalischen Eigenschaften von Filamenten ist daher von entscheidender Bedeutung für ein tiefgreifendes Verständnis der Sternentstehung auf galaktischen Skalen. Dadurch, dass der Orion-Molekülwolkenkomplex die nächstgelegene Region ist, in welcher eine massive Sternentstehung stattfindet, wurde diese Region intensiv untersucht. Hochauflösende polarimetrische Beobachtungen im fernen infraroten Wellenlängenbereich ermöglichen Einschränkungen der Eigenschaften des Magnetfelds und des Staubs, zum Beispiel durch die Untersuchung des Polarisationsspektrums. Das Polarisationsspektrum, d.h. der Polarisationsgrad als Funktion der Wellenlänge, wurde erstmals im fernen infraroten Wellenlängenbereich von [Hildebrand u. a. \(1999\)](#) mit dem Kuiper Airborne Observatory ([KAO](#)) gemessen. Seitdem wurde eine Vielzahl von Untersuchungen auf der Grundlage von Beobachtungen (z. B. [Vaillancourt u. a., 2008](#); [Vaillancourt und Matthews, 2012](#); [Gandilo u. a., 2016](#)) und theoretischen Arbeiten (z. B. [Bethell u. a., 2007](#); [Draine und Fraisse, 2009](#); [Guillet u. a., 2018](#)) durchgeführt, um diese Größe zu verstehen und zu interpretieren. Mit dem [SOFIA/HAWC+](#) Polarimeter war es möglich, das Polarisationsspektrum mit höherer Auflösung und Empfindlichkeit zu untersuchen (z. B. [Santos u. a., 2019](#); [Chuss u. a., 2019](#)). In dieser Studie wird über die polarimetrischen Beobachtungen von OMC-3 bei 154 und 214 μm berichtet, die mit [SOFIA/HAWC+](#) gewonnen wurden und weitere Erkenntnisse über die Magnetfeldeigenschaften und das Polarisationsspektrum im fernen infraroten Wellenlängenbereich in dieser interessanten Region liefern.

Dieses Kapitel ist wie folgt aufgebaut. Eine nähergehende Beschreibung von OMC-3 erfolgt in Abschnitt 4.2.1. In Abschnitt 4.2.2 werden die Datenerfassung und -reduktion sowie die Auswahlkriterien beschrieben, die zur Eingrenzung der Daten angewendet werden. In Abschnitt 4.3.1 werden die Polarisationskarten von OMC-3 und die entsprechende Analyse vorgestellt. Die Magnetfeldstruktur und -stärke von OMC-3 wird in Abschnitt

4.3.2 bestimmt. Die Beziehung zwischen dem Polarisationsgrad und den Molekülwolke-neigenschaften wird in Abschnitt 4.3.3 diskutiert. Zusätzlich wird in Abschnitt 4.4 eine kurze Diskussion der Erkenntnisse über die Magnetfeldstruktur im Zusammenhang mit ergänzenden polarimetrischen Beobachtungen dieser Quelle vorgestellt. Schließlich werden die Ergebnisse in Abschnitt 4.5 zusammengefasst.

4.2 Beobachtung & Datenerfassung

Im Folgenden wird eine Beschreibung der Quelle OMC-3 erfolgen sowie Informationen über die Akquisition der zugehörigen Daten dargelegt.

4.2.1 Beschreibung der Quelle

Präsentiert werden polarimetrische Beobachtungen von OMC-3, einer Sternentstehungsregion in einer Entfernung von 388 pc (Kounkel u. a., 2017), die Teil eines Filaments der Orion-Molekülwolke ist. Mehrere prestellare und protostellare Quellen wurden in OMC-3 identifiziert (Chini u. a., 1997). Zu den protostellaren Quellen in dieser Region gehören Protosterne der Klassen 0 und I (z. B. Chini u. a., 1997; Nielbock u. a., 2003). MMS6 ist die hellste Quelle in OMC-3 mit einer mindestens um den Faktor fünf höheren Flussdichte bei (Sub-)Millimeter-Wellenlängen im Vergleich zu allen anderen OMC-2/3-Quellen (Matthews, 2005; Takahashi u. a., 2009). MMS6 hat eine bolometrische Leuchtkraft von $L_{\text{bol}} < 60 L_{\odot}$ und eine Kernmasse von $M_{\text{Kern}} = 30 M_{\odot}$ (Chini u. a., 1997). Darüber hinaus wurden mehrere Radiojets, molekulare Ausströmungen und schock-angeregte H₂-Emission entdeckt (Yu u. a., 1997; Reipurth u. a., 1999; Aso u. a., 2000; Stanke u. a., 2002; Matthews, 2005). Insbesondere OMC-3 ist eine oft untersuchte Region mit polarimetrischen Beobachtungen vom ferninfraroten Wellenlängenbereich bis hin zu Submillimeter- und Millimeter-Wellenlängen (z. B. Matthews u. a., 2001; Houde u. a., 2004; Takahashi u. a., 2019; Liu u. a., 2021a). SCUBA- und polarimetrische Hertz-Beobachtungen haben für OMC-3 ein stark geordnetes, großskaliges Magnetfeld senkrecht zum Filament offenbart. Takahashi u. a. (2019) und Liu u. a. (2021a) zeigten jedoch mit Hilfe von JVLA- und ALMA-Beobachtungen, dass das kleinskalige Magnetfeld komplexere Strukturen aufweist.

4.2.2 Datenakquisition

Die [SOFIA/HAWC+](#)-Beobachtungen von OMC-3 in den Bändern D und E wurden am 1. Oktober 2019 als Teil des [SOFIA](#)-Zyklus 7 (Antrag 07_0026) durchgeführt. Die Bänder D und E bieten eine Auflösung von 13,6" bzw. 18,2" Halbwertsbreite (FWHM) bei einer Zentralwellenlänge von 154 bzw. 214 μm . Das Detektorformat besteht aus zwei 64×40 Arrays, die jeweils zwei 32×40 Subarrays umfassen (Harper u. a., 2018). Die Beobachtungen wurden nach dem Chop-Nod-Verfahren mit einer Chopping-Frequenz von 10,2 Hz durchgeführt. Die Rohdaten wurden von dem [HAWC+](#) Instrumententeam mittels der Datenreduktionspipeline Version 2.3.0 verarbeitet. Diese Pipeline besteht aus verschiedenen Datenverarbeitungsschritten, einschließlich Korrekturen für fehlerhafte Pixel und der intrinsischen Polarisation des Instruments sowie des Teleskops (für eine kurze Beschreibung aller Schritte siehe z. B. Santos u. a., 2019), was zu „Level 4“-Daten (wissenschaftliche Qualität) führt. Dazu gehören [FITS](#)-Bilder der Gesamtintensität (Stokes *I*), des Polarisationsgrads *p*, des Polarisationswinkels θ , von Stokes *Q* und Stokes *U* sowie aller damit verbundenen Unsicherheiten. Der Polarisationsgrad *p* wird über Gleichung (2.8) und der Polarisationswinkel θ über Gleichung (2.10) berechnet.

Um die Zuverlässigkeit der Ergebnisse zu erhöhen, werden außerdem zwei zusätzliche Kriterien für die Datenauswahl angewendet, die in der nachfolgenden Analyse berücksichtigt werden:

$$\frac{I}{\sigma_I} > 100, \quad (4.1)$$

$$\frac{p}{\sigma_p} > 3, \quad (4.2)$$

wobei σ_I und σ_p die Standardabweichungen von I bzw. p sind. Insgesamt ergeben sich 1299 und 1710 Datenpunkte bei 154 bzw. 214 μm , welche die Kriterien (4.1) und (4.2) erfüllen.

4.3 Resultate

Im Folgenden werden die Polarisationskarten von OMC-3 (siehe Abschnitt 4.3.1) und die Magnetfeldstruktur sowie -stärke (siehe Abschnitt 4.3.2) vorgestellt. Zusätzlich wird die Korrelation zwischen der Magnetfeldstruktur und den Molekülwolkeneigenschaften von OMC-3 präsentiert (siehe Abschnitt 4.3.3).

4.3.1 Polarisationskarten von OMC-3

Die [SOFIA/HAWC+](#)-Bänder D und E haben unterschiedliche Sichtfelder, nämlich $3,70' \times 4,60'$ bzw. $4,20' \times 6,20'$ für die Bänder D und E ([Harper u. a., 2018](#)). Daher beschränkt sich die folgende Auswertung auf eine Region mit gültigen Polarisationsdaten für beide Bänder, d.h. auf Polarisationsdaten, welche die Kriterien der Gleichungen (4.1) und (4.2) erfüllen. Abbildung 4.1 zeigt die resultierenden Polarisationskarten der Bänder D (154 μm , links) und E (214 μm , rechts) von OMC-3. Die vollständigen Polarisationskarten für beide Wellenlängen sind im Anhang in Abbildung A.1 zu finden.

Abbildung 4.2 zeigt die Verteilung der Polarisationswinkel θ von OMC-3 für [SOFIA/HAWC+](#) 154 μm (oben) und 214 μm (unten). Die meisten Polarisationswinkel liegen zwischen -50° und -10° , wobei bei beiden Wellenlängen ein deutlicher Schwerpunkt bei -30° liegt. In Abbildung 4.3 ist die Verteilung des Polarisationsgrades p dargestellt. Für beide Wellenlängen schwankt der Polarisationsgrad zwischen 0,5 und $\sim 15\%$. Der Polarisationsgrad ist im Durchschnitt bei 154 μm ($\overline{p}_{154\mu\text{m}} = 4,8\% \pm 2,7\%$) höher als bei 214 μm ($\overline{p}_{214\mu\text{m}} = 3,8\% \pm 2,0\%$). Ein höherer Polarisationsgrad bei kürzerer Wellenlänge ist nicht zu erwarten, lässt sich aber dadurch erklären, dass viele Polarisationsvektoren bei 154 μm in Bereichen höherer Intensität (niedrigerer Polarisationsgrad) die Bedingungen der Gleichungen (4.1) und (4.2) nicht erfüllen. Infolgedessen befinden sich die meisten Polarisationsvektoren in Regionen mit niedriger Intensität (höherem Polarisationsgrad). Betrachtet man nur die Regionen mit höherer Intensität (z. B. $I > 0,2 I_{\max}$), dann ist der Polarisationsgrad bei 154 μm geringer als bei 214 μm ($\overline{p}_{154\mu\text{m}, I > 0,2I_{\max}} = 2,3\% \pm 1,0\%$, $\overline{p}_{154\mu\text{m}, I > 0,2I_{\max}} = 2,5\% \pm 1,0\%$).

4.3.2 Ableitung der Magnetfeldstärke und Magnetfeldstruktur

Unter der Annahme, dass die gemessene Polarisierung durch die emittierte thermische Strahlung von an der Magnetfeldrichtung ausgerichteten, nicht-sphärischen Staubkörnern verursacht wird, können die Polarisationswinkel um 90° gedreht werden, um die Projektion der Richtung des Magnetfeldes integriert entlang der Sichtlinie zu erhalten (im

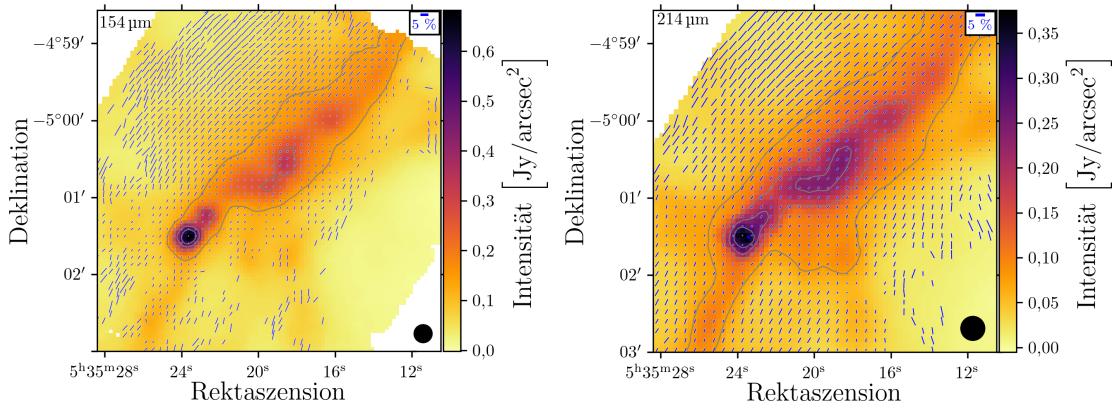


Abbildung 4.1 [SOFIA/HAWC+](#) Band D (154 μm, links) und E (214 μm, rechts) Polarisationskarten von OMC-3. Dargestellt ist die Gesamtintensität, wobei die Polarisationsvektoren überlagert in Blau dargestellt sind. Die Länge der Vektoren ist proportional zu dem Polarisationsgrad und die Richtung gibt die Orientierung der linearen Polarisation an. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Laut den Kriterien (4.1) und (4.2) werden nur Vektoren mit $I > 100\sigma_I$ und $p > 3\sigma_p$ berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.2.2). Die räumlichen Auflösungselemente von 13,6'' für 154 μm und 18,2'' für 214 μm (definiert durch FWHM) sind in den unteren rechten Ecken der entsprechenden Abbildungen angegeben.

Folgenden: die Magnetfeldrichtung). Das Magnetfeld von OMC-3 wird mit der Technik der Linienintegralfaltung ([LIC](#), [Cabral und Leedom](#), 1993, siehe Abbildung 4.4) dargestellt. Die Intensität ist farbcodiert dargestellt, während die [LIC](#)-Texturen die abgeleitete Magnetfeldrichtung darstellen. Für beide Wellenlängen ist die Magnetfeldrichtung senkrecht zur Filamentstruktur. Dieser Befund ist vergleichbar mit bestehenden polarimetrischen Beobachtungen von OMC-3 auf ähnlichen Skalen ([Matthews u. a.](#), 2001; [Houde u. a.](#), 2004).

Unter Verwendung der Davis-Chandrasekhar-Fermi-Methode ([Davis](#), 1951; [Chandrasekhar und Fermi](#), 1953) wird die Magnetfeldstärke von OMC-3 nach [Pattle u. a.](#) (2017) berechnet. Hierbei wird angenommen, dass das zugrunde liegende Magnetfeld im Molekülwolkenmaterial eingefroren ist. Die magnetische Feldstärke in der Himmelsebene (B_{POS} ¹) kann nach [Crutcher u. a.](#) (2004) und Gleichung (2.21) berechnet werden. Zur Berechnung von B_{POS} wird die Dispersion der Polarisationswinkel σ_θ , die Gasdichte ρ , die Geschwindigkeitsdispersion Δv (in km s^{-1}) und die Anzahldichte des molekularen Wasserstoffs $n(\text{H}_2)$ benötigt. Es wird hierbei ein Korrekturfaktor von $Q = 0,5$ angenommen. Da die Davis-Chandrasekhar-Fermi-Methode die Sichtlinienkomponente der magnetischen Feldstärke nicht einschränkt, beträgt die gesamte Magnetfeldstärke:

$$B = \frac{4}{\pi} B_{\text{POS}}. \quad (4.3)$$

Für die nachfolgende Analyse wird ein rechteckiger Bereich von OMC-3 betrachtet, der auf den Punkt der maximalen Säulendichte zentriert ist (siehe Abschnitt 4.3.3): RA 5h 35m 20,5s, Dec -5° 00' 49''. Der ausgewählte Bereich hat eine Winkelbreite von 2' 13,2'' und eine Winkelhöhe von 1' 36,2'', was 0,26 bzw. 0,18 pc bei einer Entfernung von 388 pc

¹[POS](#): plane-of-sky

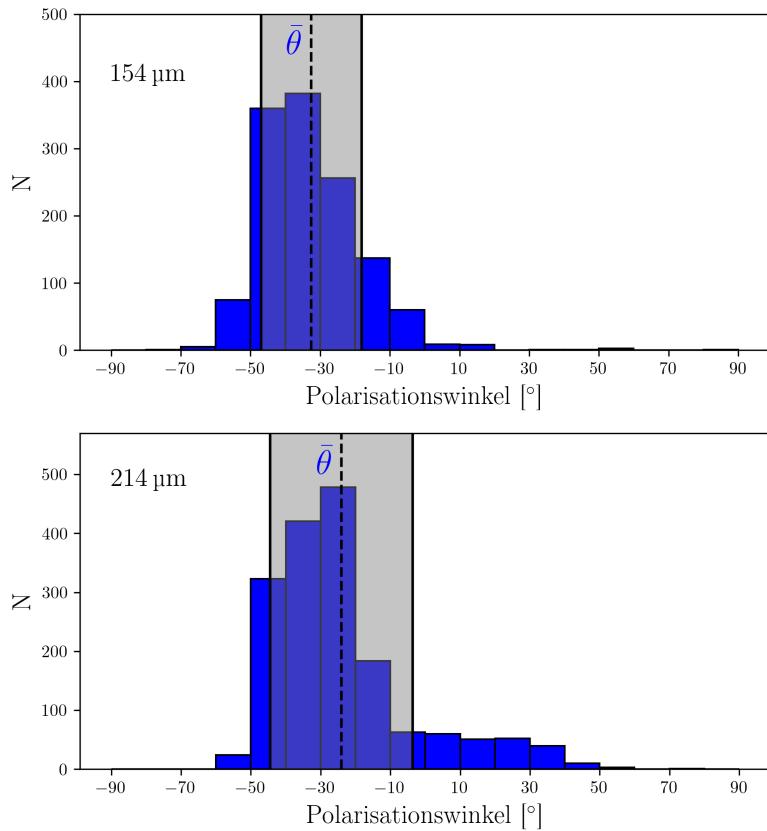


Abbildung 4.2 Histogramme, welche die Verteilung der Polarisationswinkel für Band D (154 μm , oben) bzw. Band E (214 μm , unten) repräsentieren. Die gestrichelten Linien stellen den mittleren Polarisationswinkel $\bar{\theta}_D = -32,6^\circ$ und $\bar{\theta}_E = -24,1^\circ$ für 154 bzw. 214 μm dar. Die durchgezogenen Linien stellen die entsprechenden 1σ -Niveaus, $14,5^\circ$ bzw. $20,4^\circ$, dar.

entspricht (Kounkel u. a., 2017).

Anzahldichte des molekularen Wasserstoffs in OMC-3

Um die Magnetfeldstärke von OMC-3 zu berechnen, wird die Anzahldichte des molekularen Wasserstoffs, die Geschwindigkeitsdispersion und die Dispersion der Polarisationswinkel bestimmt. Es wird Pattle u. a. (2017) gefolgt, um die Anzahldichte des molekularen Wasserstoffs von OMC-3 zu berechnen. Hierbei wird angenommen, dass OMC-3 ein zylindrisches Filament mit einem Radius r und einer Länge L ist. Das Volumen ist dann $\pi r^2 L$ und die oben erwähnte rechteckige Fläche ist die Projektion dieses Volumens auf die Himmelsebene, wobei die Fläche $2rL$ beträgt. Die Anzahldichte des molekularen Wasserstoffs beträgt dann:

$$n(\text{H}_2) = \frac{2 N(\text{H}_2)}{\pi r} \cos i, \quad (4.4)$$

wobei i die Inklinationswinkel zwischen Filament und Himmelsebene und $N(\text{H}_2)$ die Säulendichte beschreibt. Die Inklinationswinkel ist unbekannt, weshalb angenommen wird, dass die Filamentachse nahe an der Himmelsebene ausgerichtet ist, d.h. $\cos i \approx 1$. Es sei an dieser Stelle jedoch angemerkt, dass die Anzahldichte des molekularen Wasserstoffs bei einer Neigung des Filaments zur Himmelsebene um den Faktor $\sqrt{2}$ abnimmt, wenn die

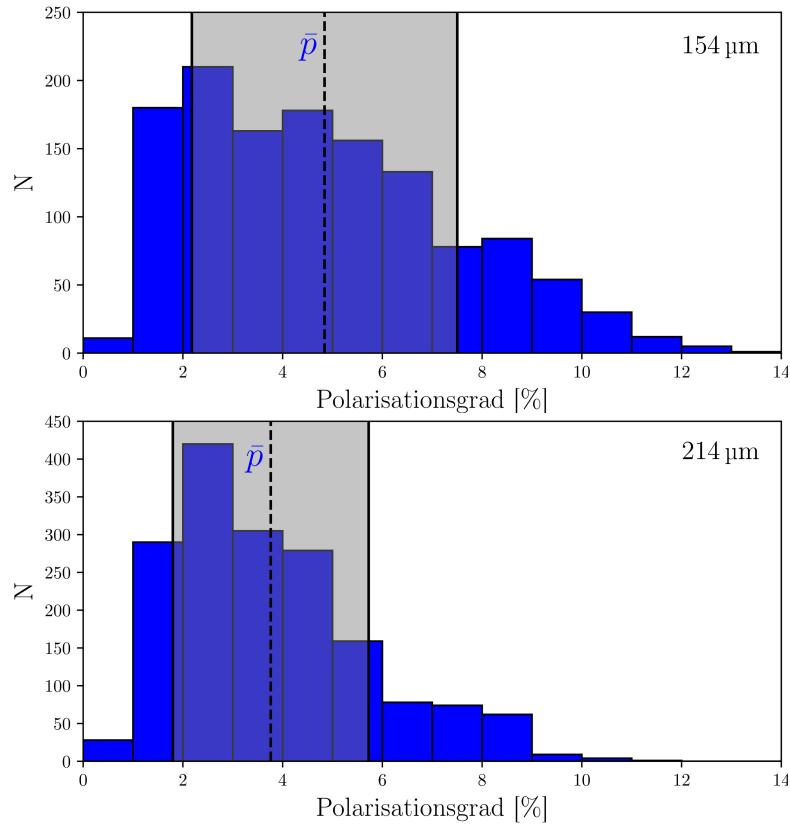


Abbildung 4.3 Histogramme, welche die Verteilung des Polarisationsgrades für Band D (154 μm , oben) bzw. Band E (214 μm , unten) repräsentieren. Die gestrichelten Linien stellen den mittleren Polarisationsgrad $\bar{p}_D = 4,8\%$ und $\bar{p}_E = 3,8\%$ für 154 bzw. 214 μm dar. Die durchgezogenen Linien stellen die entsprechenden 1σ -Niveaus, 2,7% bzw. 2,0%, dar.

Inklination 45° beträgt. In Abschnitt 4.3.3 wird die Säulendichte von OMC-3 mit Hilfe einer Schwarzkörperanpassungsmethode ermittelt. Mit Hilfe dieser Anpassungsmethode, die unter anderem die optische Tiefe und die Planck-Funktion (siehe Gleichung 2.19) berücksichtigt, lassen sich die Säulendichte, die Temperatur und der Staubemissionsindex ableiten. Innerhalb des betrachteten Bereichs von OMC-3 wird ein Mittelwert von $N(\text{H}_2) = (1,71 \pm 1,0) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt. Die Anzahldichte des molekularen Wasserstoffs wird dann mittels Gleichung (4.4) zu $n(\text{H}_2) = (3,82 \pm 2,24) \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ermittelt.

Geschwindigkeitsdispersion in OMC-3

Aso u. a. (2000) beobachteten H^{13}CO^+ , HCO^+ (1-0) und CO (1-0) in der Region OMC-2/3 mit dem 45-m-Radioteleskop von Nobeyama. Die Geschwindigkeitsdispersion des Gases in OMC-3 wird anhand der H^{13}CO^+ Beobachtungen bestimmt, wie in Tabelle 2 in Aso u. a. (2000) aufgeführt. Hier können mehrere Quellen, nämlich AC2, AC3 und AC4, identifiziert werden, welche sich in dem für uns relevanten Gebiet befinden. Die mittlere Geschwindigkeitsdispersion für diese Quellen beträgt $\sigma_v = 0,983 \pm 0,005 \text{ km s}^{-1}$.

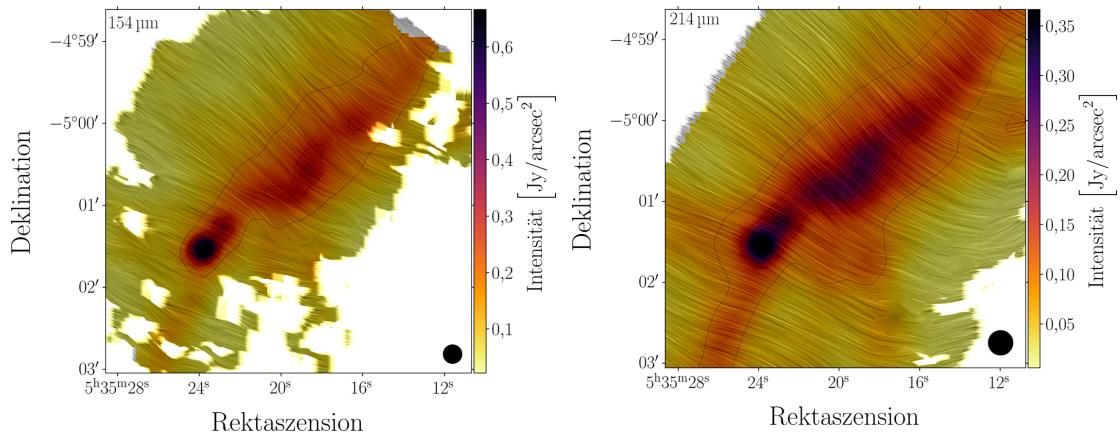


Abbildung 4.4 [SOFIA/HAWC+](#)-Intensitätskarten von OMC-3 bei 154 (links) und 214 μm (rechts). Die Magnetfeldrichtung wird mittels der Technik der Linienintegralfaltung ([LIC](#)) dargestellt. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Nach den Kriterien der Gleichungen ([4.1](#)) und ([4.2](#)) werden nur Datenpunkte mit $I > 100 \cdot \sigma_I$ und $p > 3 \cdot \sigma_p$ berücksichtigt (siehe Abschnitt 2). Die räumlichen Auflösungselemente von $13,6''$ für 154 μm und $18,2''$ für 214 μm (definiert durch [FWHM](#)) sind in den unteren rechten Ecken der entsprechenden Abbildungen angegeben.

Dispersion der Polarisationswinkel

Die Standardabweichung der mittleren Polarisationswinkel bei 154 und 214 μm innerhalb des betrachteten Gebiets wird unter Verwendung des 95%-Konfidenzintervalls berechnet. Das Resultat ist $\sigma_{\theta, 154 \mu\text{m}} = 11,24^{+0,87}_{-0,75}$ Grad und $\sigma_{\theta, 214 \mu\text{m}} = 8,68^{+0,83}_{-0,70}$ Grad. In Tabelle 4.1 wird einen Überblick über die Parameter gegeben, welche in Bezug auf die Berechnung der Magnetfeldstärke von OMC-3 von Relevanz sind. Unter Verwendung dieser Werte beträgt die entsprechende Magnetfeldstärke in der Himmelsebene nach Gleichung ([2.21](#)) 159 und 205 μG , abgeleitet von den 154- bzw. 214- μm -Messungen. Die Gesamt-magnetfeldstärke nach Gleichung ([4.3](#)) beträgt 202 μG (154 μm) bzw. 261 μG (214 μm). Die berechneten Werte für die Magnetfeldstärken für OMC-3 sind niedriger als die für OMC-1 abgeleiteten Werte (300-1000 μG , [Houde u. a., 2009](#); [Chuss u. a., 2019](#)). Der Unterschied kann darauf zurückgeführt werden, dass die Geschwindigkeitsdispersion in OMC-1 höher ist ($3,12 \text{ km s}^{-1}$, [Pattle u. a., 2017](#)). Die abgeleiteten Magnetfeldstärken sind vergleichbar zu dem Resultat von [Poidevin u. a. \(2010\)](#), welche unter Verwendung von 850 μm [SCUBA](#)-Daten die Magnetfeldstärke von OMC-3 MMS1-7 zu 190 μG bestimmt haben.

Auf der Grundlage der abgeleiteten Magnetfeldstärke kann das Masse-zu-Fluss-Verhältnis ξ berechnet werden. Es wird [Crutcher u. a. \(2004\)](#) gefolgt und ξ mittels Gleichung ([2.22](#)) berechnet. Unter Verwendung der oben abgeleiteten Werte erhält man das Resultat $\xi_{154 \mu\text{m}} = 0,64^{+0,10}_{-0,22}$ und $\xi_{214 \mu\text{m}} = 0,49^{+0,07}_{-0,15}$. Insbesondere deuten beide Berechnungen darauf hin, dass das Filament subkritisch ist, ähnlich wie bei OMC-1, wo [Pattle u. a. \(2017\)](#) einen Wert von $\xi_{\text{OMC-1}} = 0,41$ ableiteten.

4.3.3 Korrelation zwischen der Magnetfeldstruktur und den Molekülwolkeneigenschaften

Im Folgenden wird untersucht, inwiefern der mit [SOFIA/HAWC+](#) gemessene Polarisationsgrad und -winkel mit den Molekülwolkeneigenschaften, insbesondere der Säulendichte und

Tabelle 4.1: Überblick über verschiedene Eigenschaften von OMC-3 in Bezug auf die Chandrasekhar-Fermi-Methode zur Berechnung der magnetischen Feldstärke von OMC-3.

Parameter	Symbol	Wert
Wasserstoffsäulendichte	$N(\text{H}_2)$	$(1,70 \pm 1,0) \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$
Wasserstoff-Volumendichte	$n(\text{H}_2)$	$(3,81 \pm 2,24) \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$
Winkeldispersion (154 μm)	$\sigma_{\theta, 154 \mu\text{m}}$	$11,24^{+0,87}_{-0,75} \text{ Grad}$
Winkeldispersion (214 μm)	$\sigma_{\theta, 214 \mu\text{m}}$	$8,68^{+0,83}_{-0,70} \text{ Grad}$
Geschwindigkeitsdispersion ^a	Δv	$0,98 \text{ km s}^{-1}$
POS Magnetfeldstärke (154 μm)	$B_{\text{POS}, 154 \mu\text{m}}$	$158,6^{+58,9}_{-63,3} \mu\text{G}$
POS Magnetfeldstärke (214 μm)	$B_{\text{POS}, 214 \mu\text{m}}$	$205,4^{+82,0}_{-83,6} \mu\text{G}$
Gesamtmagnetfeldstärke (154 μm)	$B_{154 \mu\text{m}}$	$201,9^{+75,0}_{-80,6} \mu\text{G}$
Gesamtmagnetfeldstärke (214 μm)	$B_{214 \mu\text{m}}$	$261,4^{+104,4}_{-106,4} \mu\text{G}$

Anmerkung: ^a[Aso u. a. \(2000\)](#)

der Temperatur, zusammenhängt. Zu diesem Zweck wird [Chuss u. a. \(2019\)](#) gefolgt, um Karten der Säulendichte, der Temperatur und des Staubemissionsvermögens zu erstellen. Für weitere Details hinsichtlich der Anwendbarkeit und Grenzen dieses Prozesses siehe Kapitel 6.

Vorbereitung der Daten

Zur Ableitung der Karten für die Säulendichte, Temperatur und das Staubemissionsvermögen werden die 154 und 214 μm [SOFIA/HAWC+](#)-Daten sowie die 850 μm [JCMT/SCUBA-2](#)-Daten² und die 70 bzw 160 μm Herschel [PACS](#)-Daten³ verwendet. Dafür werden alle Daten auf die Pixelskala der 214- μm -Messung transformiert. Im nächsten Schritt werden die 70-, 154-, 160- und 850- μm -Daten auf die entsprechende Auflösung des [HAWC+](#)-Bands E (214 μm) von 18,2'' gefaltet.

Beschreibung der Anpassungsroutine

An dieser Stelle erfolgt eine verkürzte Darstellung der Anpassungsroutine, da in Kapitel 6 dieses Thema in Detail untersucht wird.

Es wird die modifizierte Schwarzkörperfunktion (6.2) mit einer einzigen Temperatur an jedes Pixel angepasst. In Gleichung (6.2) beschreibt $B_{\nu}(T)$ die Planck Funktion (siehe Gleichung 2.19) und τ_{ν} die optische Tiefe, siehe Gleichung (6.3). In Gleichung (6.3) beschreibt der Parameter β das Staubemissionsvermögen und ν_0 die Referenzfrequenz. Der Parameter ϵ in Gleichung (6.3) ist ein Skalierungsfaktor, welcher mit der Säulendichte $N(\text{H}_2)$ zusammenhängt, siehe Gleichung (6.4). Die komplette Anpassungsfunktion ist in Gleichung (6.5) gegeben. Der Parameter ν_0 wird auf 1000 Hz gesetzt und es wird

²Beobachtungsidentifikationsnummer scuba2_00015_20180906T152402

³Beobachtungsidentifikationsnummern 1342204250, 1342204251.

κ_{ν_0} (1000 Hz) = 0,1 cm² g⁻¹ angenommen (z. B. Chuss u. a., 2019). Die Anpassungsparameter sind die Säulendichte $N(\text{H}_2)$, die Temperatur T und der Staubemissionsindex β . Es werden die in Chuss u. a. (2019) angegebenen Unsicherheiten für Stokes I übernommen und alle angepassten Pixel mit einem reduzierten χ^2 -Wert (ein Wert, der zur Schätzung der Anpassungsgüte verwendet wird) von mehr als 10 verworfen. Die resultierenden Karten der Säulendichte, der Temperatur und des Staubemissionsindex sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Der Staubemissionsindex β ist in den zentralen Regionen von OMC-3 am niedrigsten und nimmt zu den äußeren Regionen hin zu⁴. Der mittlere Staubemissionsindex beträgt $\bar{\beta} = 1,72$. Bei dieser Art von Anpassungsmethode wird oft angenommen, dass β kein freier Parameter ist (z. B. Gandilo u. a., 2016; Santos u. a., 2019). Santos u. a. (2019) verwendeten einen festen Wert von $\beta = 1,62$ für den Fall ρ Oph A, während Gandilo u. a. (2016) $\beta = 2$ für den Fall der Vela C-Molekülwolke annahmen. Diese fest gewählten Werte sind dem in dem vorliegenden Fall abgeleiteten Mittelwert ähnlich. In den Karten in Abbildung 4.5 sind die aus der Literatur bekannten stellaren Quellen markiert (weiße/schwarze Sternsymbole; Chini u. a., 1997). Die eingebetteten stellaren Quellen strahlen und heizen den umgebenden Staub auf, d.h. die Positionen der stellaren Quellen sind eng mit einer erhöhten Temperatur verbunden. Die höchste Temperatur findet sich in der Nähe von MMS6, der hellsten Quelle in OMC-3 (Matthews, 2005; Takahashi u. a., 2009). Die einzige Ausnahme, bei der das Vorhandensein einer stellaren Quelle nicht mit einer erhöhten Temperatur verbunden ist, ist MMS4 bei RA: 5h 35m 20,5s, Dec: -5° 0' 53''. Eine mögliche Erklärung für diese Ausnahme ist die optische Tiefe, die an dieser Sternposition am höchsten ist (siehe Abbildung A.2). Die mittlere Temperatur beträgt $\bar{T} = 28,38$ K. Die Säulendichte ist um MMS4 mit $N(\text{H}_2)_{\text{max}} = 5,15 \times 10^{22}$ cm⁻² am höchsten. Die mittlere Säulendichte beträgt $\bar{N}(\text{H}_2) = 1,10 \times 10^{22}$ cm⁻².

Polarisationsgrad als Funktion der lokalen Säulendichte

Polarimetrische Beobachtungen von Sternentstehungsgebieten zeigen oft einen abnehmenden Polarisationsgrad mit zunehmender Dichte, wodurch sogenannte „Polarisationslöcher“ entstehen (z. B. Henning u. a., 2001; Wolf u. a., 2003a; Chuss u. a., 2019; Zielinski u. a., 2021). Es wird untersucht, wie sich der Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der oben abgeleiteten Säulendichte verändert. Wie bei der Datenvorbereitung in Abschnitt 4.3.3 gezeigt, werden die Stokes-Parameter Q und U bei 154 µm ebenfalls auf die Pixelskala der 214 µm Beobachtung projiziert und deren Karten mit einem Auflösungselement der entsprechenden Beobachtungsauflösung gefaltet. Der Polarisationsgrad wird dann mittels Gleichung (2.8) berechnet. Die Ergebnisse für 154 und 214 µm sind in Abbildung 4.6 dargestellt.

Bei beiden Wellenlängen nimmt der Polarisationsgrad mit zunehmender Dichte von etwa 10 auf 0,1% ab. Inspiriert von der Arbeit von Davis u. a. (2000), in welcher lineare Kleinstquadrat-Anpassungen auf polarimetrische Beobachtungen des Serpens-Molekülwolkenkerns angewandt wurden und eine Korrelation zwischen der gemessenen Polarisation und der Intensität festgestellt wurde, fanden Henning u. a. (2001) eine Korrelation zwischen diesen Größen auch im Fall der beiden Bok-Globulen CB54 und DC253-1.6. Sie approximierten die Abnahme des Polarisationsgrades als Funktion der zunehmenden

⁴In vielen Studien wird angemerkt, dass dies auf potentielles Staubkornwachstum in Regionen mit höherer Dichte und in der Nähe von stellaren Quellen hinweist. Jedoch konnte in Kapitel 6 gezeigt werden, dass ein Staubemissionsindex, wenn er auf der Basis der in dieser Studie verwendeten Beobachtungswellenlängen ermittelt wird, nicht als Indikator für Staubkornwachstum verwendet werden sollte.

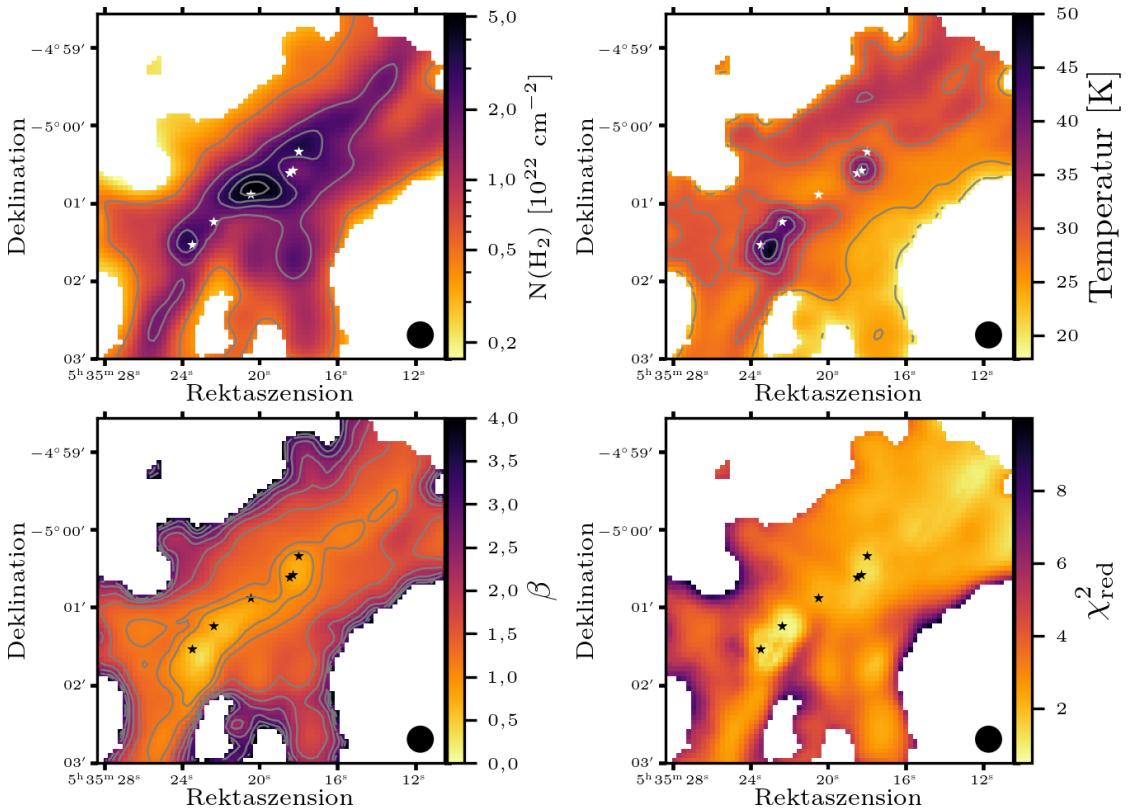


Abbildung 4.5 Karten der Säulendichte (oben links), der Temperatur (oben rechts), des Staubemissionsindex (unten links) sowie des entsprechenden reduzierten χ^2 (unten rechts). Das räumliche Auflösungselement von $18,2''$ (Band E, $214\mu\text{m}$) ist in jeder Abbildung unten rechts angegeben. Die Karten wurden mittels Gleichung (6.5) erstellt.

Intensität mittels Gleichung (3.3). In der vorliegenden Studie wird die gleiche Technik angewendet, allerdings bezogen auf die Säulendichte statt auf die Intensität. Unter der Annahme, dass die Staubverteilung optisch dünn ist, ist die Intensität mit der Säulendichte verbunden. Daher wird in dem vorliegenden Fall folgendes verwendet:

$$p = a_0 + a_1 \cdot \left(\frac{N(\text{H}_2)}{N(\text{H}_2)_{\text{max}}} \right)^{a_2}. \quad (4.5)$$

Als Resultat beider Anpassungen ergeben sich die Parameter $a_{0,154\mu\text{m}} = -0,53 \pm 0,24$, $a_{1,154\mu\text{m}} = 1,58 \pm 0,20$, $a_{2,154\mu\text{m}} = -0,51 \pm 0,04$ und $a_{0,214\mu\text{m}} = 0,44 \pm 0,16$, $a_{1,214\mu\text{m}} = 0,81 \pm 0,12$, $a_{2,214\mu\text{m}} = -0,63 \pm 0,05$. Der Parameter a_2 , welcher die Steigung der Kurve beschreibt, ist bei $214\mu\text{m}$ etwas höher. Vergleicht man diese Steigung mit jenen, die in früheren Studien für Bok-Globulen, einer anderen astrophysikalischen Objektklasse, ermittelt wurden, stellt man interessanterweise fest, dass die Steigungen ähnlich sind. Für die Bok-Globule B335 ermittelten [Wolf u. a. \(2003a\)](#) mittels [JCMT/SCUBA](#) $a_{2,850\mu\text{m}} = -0,43$ und [Zielinski u. a. \(2021\)](#) mittels [SOFIA/HAWC+](#) $a_{2,214\mu\text{m}} = -0,55$ (siehe Kapitel 3). Außerdem beträgt die berechnete Steigung für die Bok-Globule CB54 $a_{2,850\mu\text{m}} = -0,64$ ([Henning u. a., 2001](#)) und $a_{2,850\mu\text{m}} = -0,55$ für DC 253-1.6 ([Henning u. a., 2001](#)). Siehe Tabelle 4.2 für eine Übersicht aller berechneten a_2 -Werte.

Für das Auftreten von Polarisationslöchern gibt es mehrere mögliche Gründe (siehe

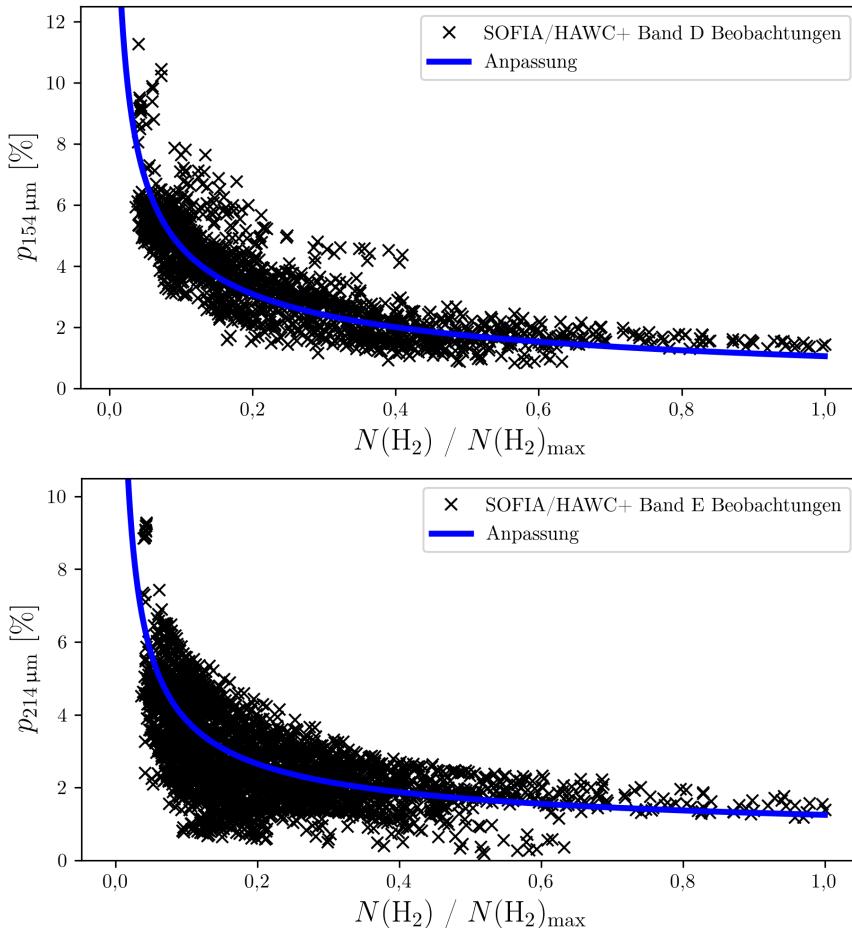


Abbildung 4.6 Polarisationsgrad bei 154 (oben) und 214 μm (unten) als Funktion der Säulendichte, skaliert auf den Maximalwert. Die Anpassungsgleichung ist Gleichung (4.5).

Abschnitt 2.2.2). Die Tatsache, dass die Steigung für verschiedene Objektklassen und Wellenlängen ähnlich ist, könnte ein Hinweis darauf sein, dass die gleichen Effekte für die Depolarisation verantwortlich sind. Dies muss jedoch weiter untersucht werden, da die räumliche Skala, auf der das Polarisationsloch in OMC-3 untersucht wird, größer ist als die der oben erwähnten Bok-Globulen-Studien.

Polarisationsloch in OMC-3

Die [SOFIA/HAWC+](#)-Beobachtungen (siehe Abbildung 4.1) zeigen eine Abnahme des Polarisationsgrades in Richtung der dichten Regionen von OMC-3. Wie bereits erwähnt, gibt es mehrere Hypothesen zur Erklärung dieses Phänomens, wie z. B. eine unzureichende räumliche Auflösung einer möglicherweise komplexen Magnetfeldstruktur auf Skalen unterhalb der Auflösung der Polarisationskarten (z. B. [Shu u. a., 1987](#); [Wolf u. a., 2004](#)), ein Zerfall von größeren Körnern in kleinere Fragmente ([RATD, Hoang u. a., 2019](#); [Hoang, 2019](#)) oder bestimmte Kombinationen aus optischer Tiefe, Staubkorngröße und chemischer Zusammensetzung ([Brauer u. a., 2016](#)). In dem vorgestellten Fall hier ist vor allem der letztgenannte Vorschlag interessant. [Brauer u. a. \(2016\)](#) zeigten, dass ein Polarisationsloch durch die Überlagerung von polarisierter Emission und dichroitischer Extinktion

Tabelle 4.2: Berechnete Werte für den Parameter a_2 , welcher die Steigung des Polarisationslochs bei verschiedenen Wellenlängen beschreibt.

Objekt	Wellenlänge	Instrument	a_2	Referenz
OMC-3	154 μm	SOFIA/HAWC+	-0,51	diese Studie
OMC-3	214 μm	SOFIA/HAWC+	-0,63	diese Studie
B335	214 μm	SOFIA/HAWC+	-0,55	Zielinski u. a. (2021)
B335	850 μm	JCMT/SCUBA	-0,43	Wolf u. a. (2003a)
CB54	850 μm	JCMT/SCUBA	-0,64	Henning u. a. (2001)
DC 253-1.6	850 μm	JCMT/SCUBA	-0,55	Henning u. a. (2001)

entstehen kann, welche als gegenläufige Mechanismen wirken. Dieser Effekt kann sogar eine Umkehrung der Polarisationsrichtung um 90° verursachen, wenn die dichroitische Extinktion gegenüber der dichroitischen Emission dominiert (Reissl u. a., 2014; Brauer u. a., 2016). Tatsächlich zeigte Liu u. a. (2021a) diese 90° -Umkehrung für OMC-3 (MMS6) mit einem Vergleich von 1,2-mm-[ALMA](#)- und 9-mm-[JVLA](#)-Polarisationsbeobachtungen, siehe Abbildung 4.7. Sie stellten fest, dass die innerste ~ 100 au Region von OMC-3 (MMS6) bei 1,2 mm optisch dick ist und bei 9 mm optisch dünn ist.

Bei einer moderaten optischen Tiefe führen die gegenläufigen Mechanismen von polarisierter Emission und Absorption zu einer Abnahme des Polarisationsgrades. Dieser Effekt kann jedoch nur zur Erklärung des Polarisationslochs im innersten Bereich von OMC-3 herangezogen werden. Der Grund für die Abnahme des Polarisationsgrades in den äußeren Bereichen ist unbekannt. Die polarimetrische [ALMA](#)-Beobachtung zeigt, dass das Magnetfeld in OMC-3 auf kleineren Skalen komplexer ist. Aufgrund einer Mittelung innerhalb des räumlichen Auflösungselementes würde ein unaufgelöstes und komplexeres Magnetfeld zu einem geringeren Polarisationsgrad führen. Während die optische Tiefe einen Einfluss auf die Abnahme des Polarisationsgrades zu haben scheint, kann ein möglicher Einfluss durch die Komplexität des Magnetfeldes nicht ausgeschlossen werden. Andere Effekte, wie [RATD](#) (Hoang u. a., 2019; Hoang, 2019) oder weniger stark ausgerichtete Staubkörner bei höheren Dichten (Goodman u. a., 1992; Creese u. a., 1995), können jedoch zusammen mit ihrem Beitrag zur Entstehung des Polarisationsloches ebenfalls nicht ausgeschlossen werden.

Polarisationsgrad als Funktion der Temperatur

In Abbildung 4.8 ist der Polarisationsgrad bei 154 und 214 μm als Funktion der abgeleiteten Temperatur dargestellt. Die Temperatur ist stark mit der Position der Sterne korreliert. Der Polarisationsgrad fällt in der Nähe der Sterne stark ab, während er in kälteren Regionen höher ist.

Polarisationsspektrum als Funktion der Säulendichte und Temperatur

Im nächsten Schritt wird untersucht, wie sich das Polarisationspektrum, d.h. der Polarisationsgrad als Funktion der Wellenlänge, mit der Säulendichte und Temperatur von OMC-3 ändert. Es wird das Polarisationspektrum als $p_{214\mu\text{m}}/p_{154\mu\text{m}}$ definiert, ähnlich zu Santos u. a. (2019), die das Polarisationspektrum von ρ Oph A untersucht haben,

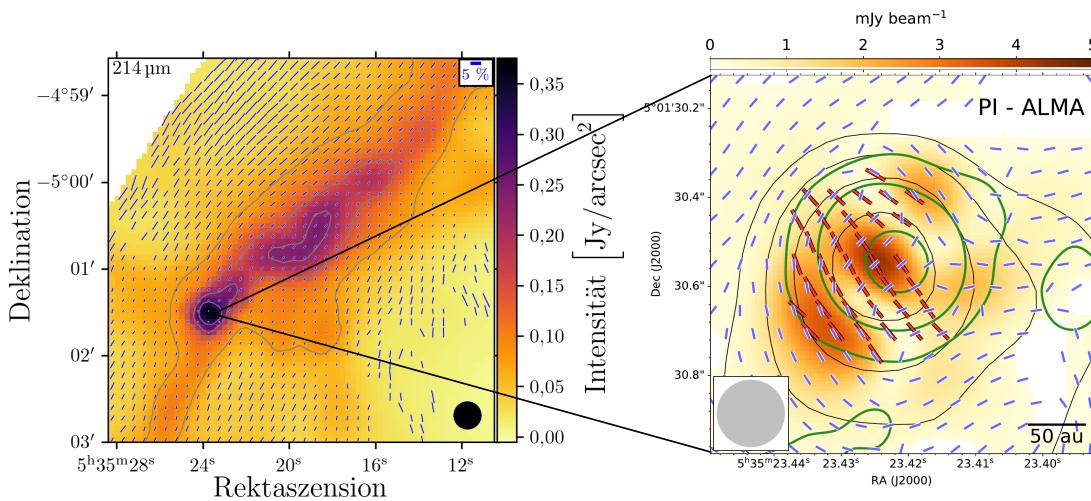


Abbildung 4.7 OMC-3 Polarisationskarten auf verschiedenen Skalen. Links: Die Gesamtintensität ist mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau dargestellt. Die Länge der Vektoren ist proportional zum Polarisationsgrad und die Richtung gibt die Orientierung der linearen Polarisation an. Rechts: Die polarisierte Intensität, beobachtet bei 1,2 mm mittels **ALMA**, ist mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau dargestellt. Die roten Polarisationsvektoren wurden mit **JVLA** bei 9 mm beobachtet (Liu u. a., 2021a, ©AAS).

und Michail u. a. (2021), die das Polarisationsspektrum von OMC-1 untersucht haben. Nach dieser Definition bedeutet $p_{214\mu\text{m}}/p_{154\mu\text{m}} < 1$ eine negative spektrale Steigung und $p_{214\mu\text{m}}/p_{154\mu\text{m}} > 1$ eine positive spektrale Steigung. Das Polarisationsspektrum wird für alle Pixel berechnet, für die es gültige Daten für den Polarisationsgrad bei beiden Wellenlängen gibt, d.h. die Daten, die die Kriterien der Gleichungen (4.1) und (4.2) erfüllen, sowie gültige Daten für die Säulendichte und Temperatur. Die räumlich aufgelöste Karte von $p_{214\mu\text{m}}/p_{154\mu\text{m}}$ ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Im südlichen und östlichen Teil von OMC-3 ist das Polarisationsspektrum kleiner als 1, während es im zentralen und nördlichen Teil meist größer als 1 ist. Das Verhältnis von $p_{214\mu\text{m}}/p_{154\mu\text{m}}$ in Abhängigkeit von der Säulendichte bzw. Temperatur ist in Abbildung 4.10 (oben und unten) dargestellt. Es wird eine etwas größere Anzahl von Datenpunkten mit einer negativen Steigung (878) als mit einer positiven Steigung (709) gefunden. Die mittlere Polarisationssteigung ist leicht negativ $p_{214\mu\text{m}}/p_{154\mu\text{m}} = 0,93 \pm 0,24$, was auf eine relativ flache Steigung des Polarisationsspektrums hinweist. Es wurde keine klare Korrelation zwischen Polarisationsspektrum und Säulendichte festgestellt. Es scheint jedoch, dass das Polarisationsspektrum bei höheren Säulendichten besonders flach ist ($p_{214\mu\text{m}}/p_{154\mu\text{m}} \sim 1$, siehe Abbildung 4.10 oben). Das Polarisationsspektrum ist bei niedrigen ($\lesssim 25$ K) und hohen ($\gtrsim 42$ K) Temperaturen kleiner als 1. In diesen Fällen ist die Stichprobengröße im Vergleich zur Gesamtzahl der Datenpunkte jedoch gering. Daher ist keine signifikante Schlussfolgerung über den Zusammenhang zwischen dem Polarisationsverhältnis und der abgeleiteten Temperatur möglich.

Im Gegensatz dazu finden Michail u. a. (2021) eine positive Korrelation zwischen der Steigung des Polarisationsspektrums und der Temperatur in OMC-1. Sie berichten jedoch keine signifikante Korrelation zwischen Steigung und Säulendichte. Im Gegensatz dazu berichten Santos u. a. (2019) von einer klaren Korrelation zwischen Polarisationsspektrum und Säulendichte und Temperatur in ρ Oph A.

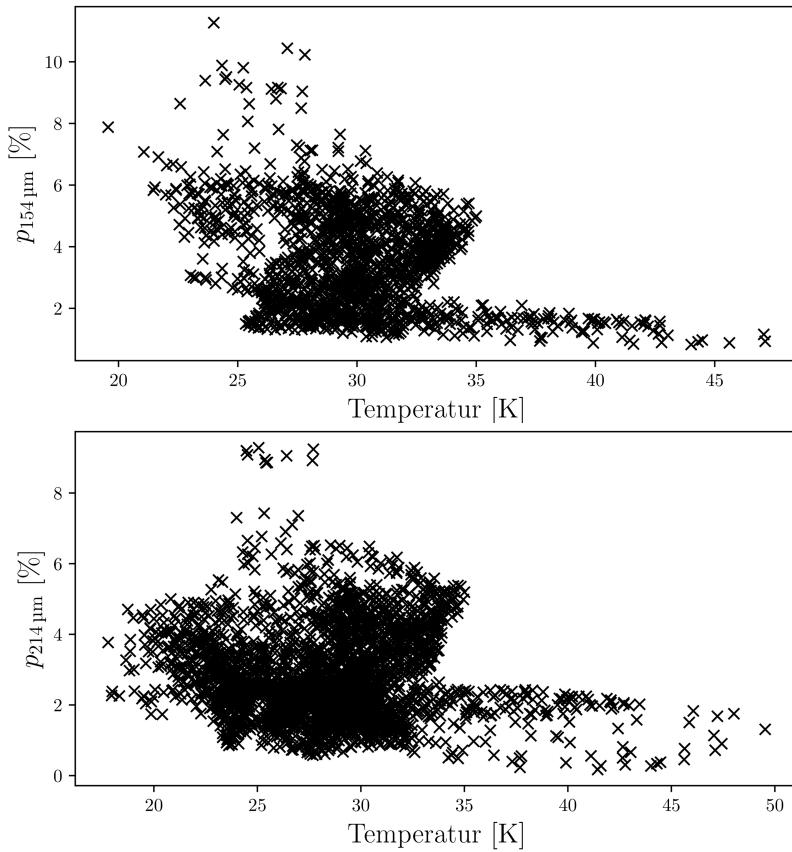


Abbildung 4.8 Polarisationsgrad bei 154 (oben) und 214 μm (unten) als Funktion der Temperatur.

4.4 Magnetfeld von OMC-3 abgeleitet aus Beobachtungen in verschiedenen Wellenlängenbereichen

OMC-3 ist eine oft untersuchte Region mit polarimetrischen Beobachtungen, die vom ferninfraroten Wellenlängenbereich bis hin zum Submillimeter- und Millimeter-Wellenlängenbereich reichen. Im Folgenden werden diese Beobachtungen mit der [SOFIA/HAWC+](#) Beobachtung bei 154 und 214 μm verglichen (siehe Abbildung 4.11).

Polarisationskarte bei 350 μm :

Houde u. a. (2004) beobachteten OMC-3 mit [SHARC II](#)/Hertz bei 350 μm . In dieser Studie wurde von einem mittleren Polarisationswinkel von $\bar{\theta} = -43^\circ \pm 9^\circ$ für OMC-3 MM1-6 berichtet. Werden die [SOFIA/HAWC+](#) Beobachtungen auf denselben Bereich beschränkt, erhält man $\bar{\theta} = -34^\circ \pm 12^\circ$ und $\bar{\theta} = -34^\circ \pm 10^\circ$ bei 154 bzw. 214 μm . Der gemittelte Polarisationsgrad bei 350 μm beträgt $\overline{p_{350 \mu\text{m}}} = 1,55\% \pm 0,12\%$. Für den gleichen Bereich erhält man für [SOFIA/HAWC+](#) $\overline{p_{154 \mu\text{m}}} = 3,2\% \pm 1,71\%$ und $\overline{p_{214 \mu\text{m}}} = 2,86\% \pm 1,35\%$. Während die Polarisationswinkel bei 154, 214 und 350 μm gut übereinstimmen, ist der Polarisationsgrad bei 350 μm um 1-2 % geringer. Die recht geringe Standardabweichung des Polarisationsgrades bei 350 μm deutet darauf hin, dass das Polarisationsloch hier nicht derart ausgeprägt ist wie bei 154 und 214 μm .

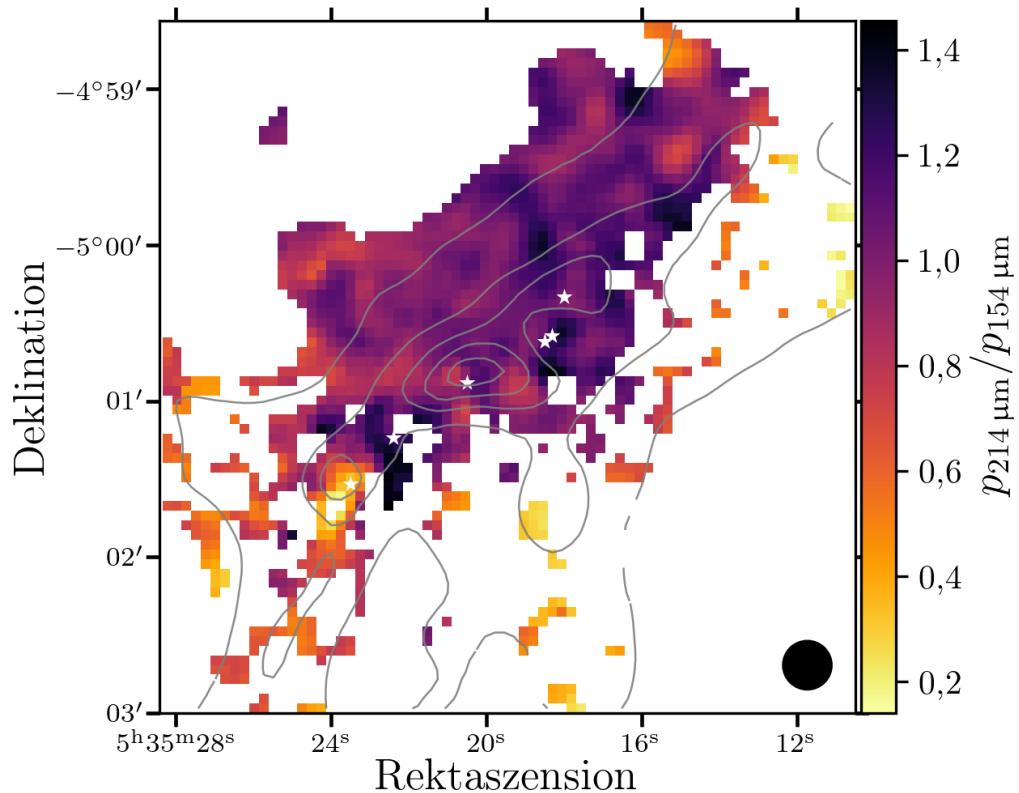


Abbildung 4.9 Karte des Polarisationsspektrums ($p_{214\text{ }\mu\text{m}}/p_{154\text{ }\mu\text{m}}$) von OMC-3. Die Isokonturlinien markieren 10, 30, 50, 70 und 90 % der maximalen Säulendichte. Das räumliche Auflösungselement von $18,2''$ bei $214\text{ }\mu\text{m}$ (definiert durch die FWHM) ist rechts unten angegeben.

Polarisationskarte bei $850\text{ }\mu\text{m}$:

Matthews u. a. (2001) beobachteten OMC-3 mit JCMT/SCUBA bei $850\text{ }\mu\text{m}$. Die berichteten Polarisationswinkel sind konsistent mit den SOFIA/HAWC+ Ergebnissen. Der mittlere Polarisationsgrad bei $850\text{ }\mu\text{m}$ beträgt – einschließlich der Beobachtung in den südlichen Regionen (MMS7-10, siehe Abbildung 4.11, oben rechts) – $5,0\%$. Dieser mittlere Polarisationsgrad ist ähnlich zu den SOFIA/HAWC+ Ergebnissen, nämlich $4,8\% \pm 2,7\%$ und $3,8\% \pm 2,0\%$ für 154 bzw. $214\text{ }\mu\text{m}$. Die $850\text{ }\mu\text{m}$ -Beobachtung zeigt ebenfalls ein Polarisationsloch für OMC-3.

Polarisationskarte bei $1,2$ und 9 mm :

Liu (2021) beobachtete OMC-3 mit ALMA/JVLA bei $1,2$ und 9 mm . Diese hochauflösenden Beobachtungen zeigen, dass die Polarisationswinkel auf kleinen Skalen ein komplexeres Muster aufweisen als auf größeren Skalen. Aufgrund der Tatsache, dass SOFIA/HAWC+ es nicht erlaubt, diese Strukturen aufzulösen, erfolgt kein Vergleich des Polarisationsgrades an dieser Stelle.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die aus den SOFIA/HAWC+-Beobachtungen abgeleitete Magnetfeldstruktur (90° -Drehung der Polarisationswinkel, siehe Abschnitt 4.3.2) mit dem Magnetfeld übereinstimmt, welches aus früheren polarimetrischen Beobachtungen im fernen infraroten Wellenlängenbereich und Submillimeter-Wellenlängenbereich bekannt ist. Während das Magnetfeld auf größeren Skalen geordnet erscheint, zeigt es auf kleinen Skalen ein höheres Maß an Komplexität.

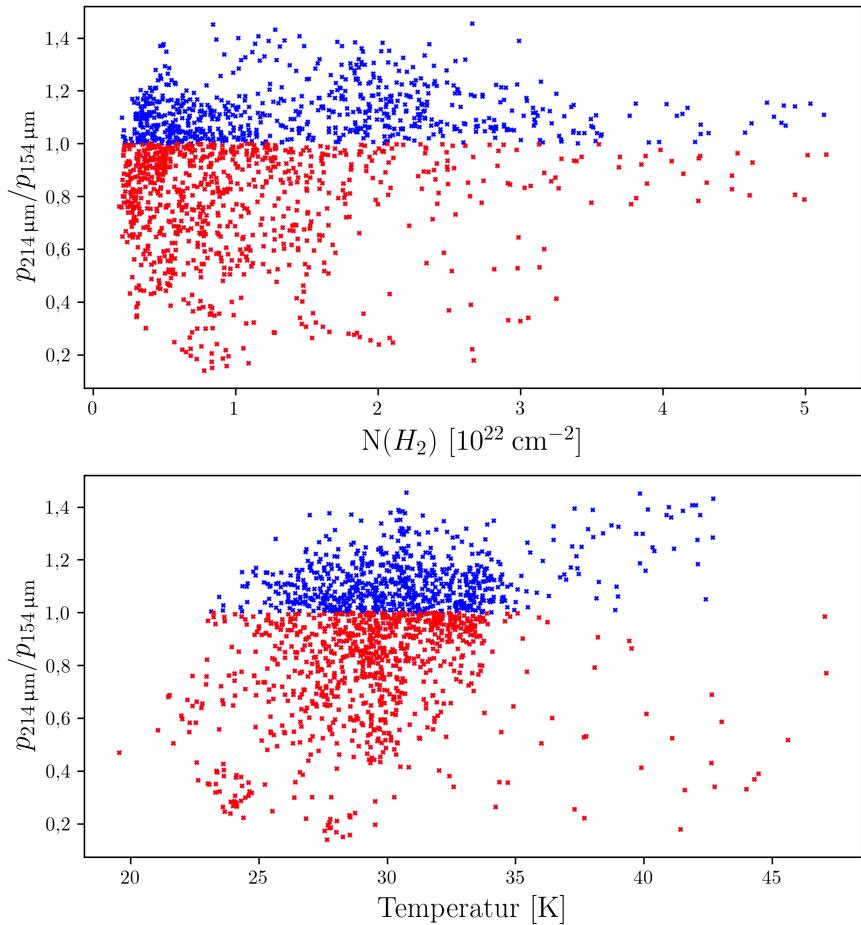


Abbildung 4.10 Polarisationsspektrum ($p_{214 \mu\text{m}} / p_{154 \mu\text{m}}$) als Funktion der Säulendichte (oben) und Temperatur (unten). Rote (blaue) Kreuze weisen auf ein Polarisationsspektrum kleiner als 1 (größer als 1).

4.5 Schlussfolgerungen

Es wurde das Magnetfeld von OMC-3 anhand von polarimetrischen Beobachtungen mit [SOFIA/HAWC+](#) bei 154 und 214 μm untersucht.

1. Die Polarisationskarten von OMC-3 bei 154 (Band D) und 214 μm (Band E) zeigen ein einheitliches Muster, welches bei beiden Wellenlängen parallel zum Filament verläuft. Die mittleren Polarisationswinkel sind $\overline{\theta}_{154\mu\text{m}} = -32,6^\circ \pm 14,5^\circ$ und $\overline{\theta}_{214\mu\text{m}} = -24,1^\circ \pm 20,4^\circ$ für 154 bzw. 214 μm . Diese Ergebnisse sind konsistent mit früheren polarimetrischen Beobachtungen von OMC-3 im Ferninfrarot- und Submillimeter-Wellenlängenbereich ([Matthews u. a., 2001](#); [Houde u. a., 2004](#)).
2. Der mittlere Polarisationsgrad beträgt $\overline{p}_{154\mu\text{m}} = 4,8\% \pm 2,7\%$ und $\overline{p}_{214\mu\text{m}} = 3,8\% \pm 2,0\%$ bei 154 bzw. 214 μm . Der Polarisationsgrad nimmt bei beiden Wellenlängen in Richtung der Regionen mit erhöhter Säulendichte ab. Eine eindeutige Erklärung für das Auftreten dieses „Polarisationslochs“ konnte nicht gefunden werden. Allerdings scheint der „optische Tiefeneffekt“, d.h. die Überlagerung von polarisierter Emission und dichroitischer Extinktion in den innersten dichtesten Regionen von Bedeutung zu sein, was konsistent ist mit der 90°-Drehung der Polarisationsvektoren, welche

mittels eines Vergleiches von [ALMA](#)- und [JVLA](#)-Messungen beobachtet wurde ([Liu, 2021](#)).

3. Die Magnetfeldstruktur von OMC-3 ist für beide Wellenlängen gleichmäßig und senkrecht zum Filament. Es wurde eine magnetische Feldstärke von $202 \mu\text{G}$ bei $154 \mu\text{m}$ und $261 \mu\text{G}$ bei $214 \mu\text{m}$ berechnet.
4. Es wurde keine allgemeine Korrelation zwischen dem Polarisationsspektrum $p_{214\mu\text{m}}/p_{154\mu\text{m}}$ und den Molekülwolkeneigenschaften, d.h. der Säulendichte $N(\text{H}_2)$ und der Temperatur T , gefunden. Diese Ergebnisse stehen im Kontrast zu den Ergebnissen früherer Studien an ähnlichen Objekten ([Santos u. a., 2019](#); [Michail u. a., 2021](#)).
5. Die Struktur und Stärke des großräumigen Magnetfelds wird konsistent aus Beobachtungen abgeleitet, welche einen breiten Bereich von Wellenlängen abdecken, d.h. vom ferninfraroten Wellenlängenbereich bis zum Submillimeter-Wellenlängenbereich. Auf kleinen Skalen scheint das Magnetfeld komplexer zu sein.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass mit [SOFIA/HAWC+](#) neue polarimetrische Multiwellenlängenbeobachtungen der filamentären Struktur OMC-3 bei 154 und $214 \mu\text{m}$ gewonnen wurden. Diese Beobachtungen zeigen ein einheitliches Magnetfeld, welches senkrecht zum Filament ausgerichtet ist. Diese Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen auf ähnlichen Größenskalen. Eine Korrelation zwischen dem Polarisationsspektrum und den Molekülwolkeneigenschaften von OMC-3 wurde nicht gefunden.

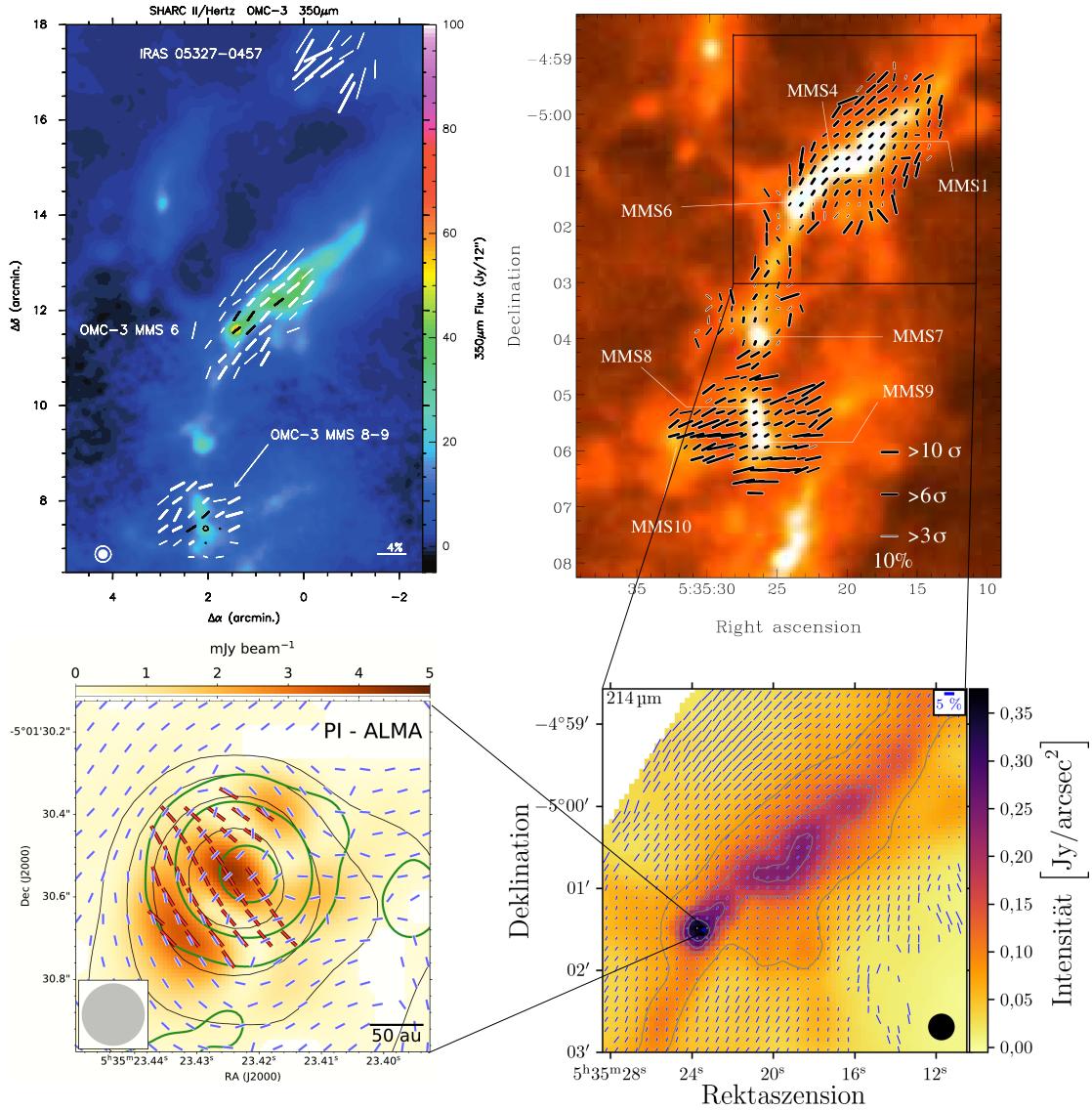


Abbildung 4.11 Multiwellenlängen- und multiskalen-Polarisationskarten von OMC-3. Oben links: Intensitäts- und Polarisationskarte, aufgenommen mit **SHARC II** bzw. Hertz bei 350 μ m. Überlagert dargestellt werden die Polarisationsvektoren in Weiß und Schwarz (Houde u. a., 2004, ©AAS). Oben rechts: Gesamtintensität, beobachtet bei 850 μ m mit **SCUBA**, mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau (Matthews u. a., 2001, ©AAS). Unten links: Die Gesamtintensität, beobachtet bei 1,2 mm mit **ALMA**, ist mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau dargestellt. Die roten Polarisationsvektoren wurden mit **JVLA** bei 9 mm beobachtet (Liu u. a., 2021a, ©AAS). Unten rechts: Gesamtintensität, beobachtet bei 214 μ m mit **SOFIA/HAWC+**, ist mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau dargestellt.

Kapitel 5

Über die Magnetfeldstruktur von CB54

Die im Folgenden vorgestellte Studie basiert auf der wissenschaftlichen Arbeit Zielinski u. a. (2023), welche im Fachmagazin Astronomische Nachrichten veröffentlicht wurde. Sofern nicht anders angegeben, wurden die Abbildungen dieses Kapitels der genannten Veröffentlichung mit Erlaubnis des Fachmagazins entnommen.

5.1 Einleitung

Polarimetrische Beobachtungen von Sternentstehungsregionen zeigen ein besonderes Phänomen, nämlich die Abnahme der gemessenen Polarisation bei hoher Intensität („Polarisationsloch“, z. B. Leach u. a., 1991; Vallée u. a., 2003; Zielinski u. a., 2021). Bislang konnte keine umfassende Erklärung hierfür gefunden werden (siehe auch Abschnitt 2.2.2). Eine mögliche Theorie basiert auf einer hinreichend hohen optischen Tiefe dieser Objekte bei der Wellenlänge der Polarisationsmessung (polarisierte Emission versus Absorption, Brauer u. a., 2016). Um die Hypothese der Wechselwirkung zwischen den beiden gegensätzlichen Polarisationsmechanismen zu prüfen, sind Beobachtungen bei mehreren Wellenlängen erforderlich, um die Eigenschaften des Staubs einzuschränken. Wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, sind Bok-Globulen speziell geeignet, um eine solche Hypothese zu evaluieren.

Ziel dieser Studie ist es, die Magnetfeldeigenschaften von CB54 zu analysieren und das Zusammenspiel von polarisierter Emission und dichroitischer Absorption als mögliche Erklärung für das „Polarisationsloch“ sowie für die wellenlängenabhängige Ausrichtung der linearen Polarisation in dem dichtesten Bereich von CB54 zu diskutieren.

Dieses Kapitel ist wie folgt gegliedert: In Abschnitt 5.2 wird die Datenerfassung und -reduktion beschrieben. In Abschnitt 5.3.1 werden die Polarisationskarten präsentiert und die abgeleitete Magnetfeldstruktur in Abschnitt 5.3.2 diskutiert. Hier wird ein Vergleich zwischen den abgeleiteten Magnetfeldstrukturen bei den beiden SOFIA/HAWC+-Wellenlängen sowie bei 850 μm (JCMT/SCUBA-Archivbeobachtung) gezeigt und die Wechselwirkung zwischen dichroitischer Extinktion und Emission als möglichen Ursprung der beobachteten Depolarisation in CB54 (siehe Abschnitt 5.3.2) diskutiert. Außerdem werden die Ergebnisse zur Magnetfeldstruktur im Zusammenhang mit zusätzlichen polarimetrischen Beobachtungen (siehe Abschnitt 5.4) erörtert. In Abschnitt 5.5 werden die Ergebnisse zusammengefasst. Zusätzlich wird in Anhang A.3 eine Studie über die Einschränkungen der Staubeigenschaften von CB54 gezeigt.

5.2 Beobachtung & Datenerfassung

Im Folgenden wird eine Beschreibung der Quelle CB54 erfolgen sowie Informationen über die Akquisition der zugehörigen Daten dargelegt.

5.2.1 Beschreibung der Quelle

Die Bok-Globule CB54 (auch bekannt als LBN 1042, [Lynds, 1965](#)) befindet sich in einer Entfernung von 1,5 kpc ([Launhardt und Henning, 1997](#)), enthält mehrere stellare Quellen ([Yun, 1996](#); [Ciardi und Gómez Martin, 2007](#)) und ist massereich ($\sim 70\text{--}100 M_{\odot}$, [Launhardt und Henning, 1997](#); [Henning u. a., 2001](#)). In CB54 wurden mehrere molekulare Ausströmungen entdeckt ([Yun und Clemens, 1994](#); [Hull u. a., 2014](#)). CB54 ist ein Beispiel für eine Moleküllwolke mit aktiver Sternentstehung ([Gómez u. a., 2006](#); [Ciardi und Gómez Martin, 2007](#); [de Gregorio-Monsalvo u. a., 2009](#)). Zudem wurde CB54 mit verschiedenen Polarimetern bei optischen und Submillimeter-/Millimeter-Wellenlängen vielfach beobachtet (z. B. [Sen u. a., 2000](#); [Henning u. a., 2001](#); [Sen u. a., 2005](#); [Matthews u. a., 2009](#); [Bertrang u. a., 2014](#); [Hull u. a., 2014](#); [Sen u. a., 2021](#); [Pattle u. a., 2022b](#)).

5.2.2 Datenakquisition

Die Beobachtungen von CB54 in Band D und E wurden mittels des Polarimeter [HAWC+](#) an Bord von [SOFIA](#) am 28. September 2018 als Teil des [SOFIA](#)-Beobachtungszyklus 6 (Antrag 06_0076) durchgeführt. Band D und E bieten eine Auflösung von $13,6''$ und $18,2''$ [FWHM](#) bei den Zentralwellenlängen $154\text{ }\mu\text{m}$ (Band D) bzw. $214\text{ }\mu\text{m}$ (Band E). Das Detektorformat besteht aus zwei 64×40 Arrays, die jeweils zwei 32×40 Subarrays umfassen ([Harper u. a., 2018](#)). Die Beobachtungen wurden nach dem sogenannten Chop-Nod-Verfahren mit einer Chopping-Frequenz von 10,2 Hz durchgeführt. Die Belichtungszeit für CB54 betrug 430s und 869s für Band D bzw. E. Die Rohdaten wurden von dem [HAWC+](#)-Instrumententeam unter Verwendung der Datenreduktionspipeline Version 2.0.0 verarbeitet. Diese Pipeline besteht aus verschiedenen Datenverarbeitungsschritten, einschließlich Korrekturen für fehlerhafte Pixel und der intrinsischen Polarisation des Instruments sowie des Teleskops (für eine kurze Beschreibung aller Schritte siehe z. B. [Santos u. a., 2019](#)). Dies resultiert in „Level 4“-Daten (wissenschaftliche Qualität). Diese umfassen [FITS](#)-Dateien der Gesamtintensität (Stokes I), des Polarisationsgrads p , des Polarisationswinkels θ , Stokes Q und Stokes U sowie zugehörige Messunsicherheiten. Der Polarisationsgrad p wird über Gleichung (2.8) und der Polarisationswinkel θ über Gleichung (2.10) berechnet.

Um die Zuverlässigkeit der nachfolgenden Analyse zu erhöhen, werden drei Kriterien für die zu berücksichtigenden Daten angewendet:

$$\frac{I}{\sigma_I} > 5, \quad (5.1)$$

$$\frac{p}{\sigma_p} > 2, \quad (5.2)$$

$$p < 20\%. \quad (5.3)$$

wobei σ_I und σ_p die Standardabweichungen von I bzw. p darstellen. Trotz der Kriterien (5.1) und (5.2) werden unverhältnismäßig hohe Werte für den Polarisationsgrad p gefunden. Daher wird zusätzlich Kriterium (5.3) angewendet, da 20 % der maximale Polarisationsgrad ist, der mittels Planck beobachtet wurde ([Planck Collaboration u. a., 2015](#)). Es sei an dieser Stelle ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die hier gewählten Auswahlkriterien in Bezug auf das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des Polarisationsgrades p (Gleichung 5.2) unter dem für vergleichbare Polarisationsmessungen üblichen Wert von drei liegt. Insgesamt erhält man 39 bzw. 46 Datenpunkte bei $154\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $214\text{ }\mu\text{m}$, welche die Kriterien (5.1), (5.2) und (5.3) erfüllen.

5.3 Resultate

5.3.1 Polarisationskarte von CB54

Die sich ergebenden Polarisationskarten für Band D (154 μm , links oben) sowie E (214 μm , rechts oben) von CB54 sind in Abbildung 5.1, überlagert auf den jeweils entsprechenden Intensitätskarten, dargestellt. Für beide Wellenlängen ergibt sich ein ungeordnetes Polarisationsmuster. Der mittlere Polarisationswinkel beträgt $\overline{\theta_D} = 62,4 \pm 44,5^\circ$ und $\overline{\theta_E} = -80,1 \pm 60,0^\circ$ für Band D bzw. E. Für beide Wellenlängen liegt der Polarisationsgrad zwischen 0,5 % und ~ 20 % sowie die zugehörigen Fehler zwischen 0,2 % und ~ 8 %. Der Polarisationsgrad ist im Allgemeinen bei 214 μm ($\overline{p_{214\mu\text{m}}} = 8,5\% \pm 5,4\%$) höher als bei 154 μm ($\overline{p_{154\mu\text{m}}} = 7,7\% \pm 5,4\%$). Bei beiden Wellenlängen nimmt der Polarisationsgrad mit zunehmender Intensität ab, was das Phänomen des sogenannten „Polarisationslochs“ zeigt, welches häufig in Bok-Globulen und anderen Sternentstehungsgebieten im Ferninfrarot- bis Submillimeter/Millimeter-Wellenlängenbereich beobachtet wird (z. B. Leach u. a., 1991; Minchin und Murray, 1994; Henning u. a., 2001; Wolf u. a., 2003a; Vallée u. a., 2003; Zielinski u. a., 2021, siehe Abschnitt 2.2.2 für eine kurze Zusammenfassung von Mechanismen, die dieses Phänomen potentiell erklären können).

Polarisationsgrad p als Funktion der normierten Intensität I/I_{\max}

Im Folgenden wird die Korrelation zwischen dem Polarisationsgrad p und der entsprechenden Intensität I analysiert, wobei letztgenannte auf die maximale Intensität I_{\max} normiert ist (siehe Abbildung 5.2). Unter der Annahme einer optisch dünnen Emission (eine Annahme, welche in späteren Phasen dieser Analyse verworfen werden muss) sowie einer konstanten Staubtemperatur ist die Beziehung zwischen Polarisationsgrad p und Intensität I gleich der Beziehung zwischen p und Säulendichte. Es lässt sich feststellen, dass der Polarisationsgrad mit zunehmender Dichte bei beiden Wellenlängen von ~ 20 % auf $\lesssim 1$ % abnimmt, siehe Abbildung 5.2. Zusätzlich zu den SOFIA/HAWC+-Beobachtungen wird die Polarisationsmessungen bei 850 μm berücksichtigt, welche mittels JCMT/SCUBA durchgeführt wurden (Henning u. a. 2001, Neu-Datenreduktion durch Matthews u. a. 2009, Auflösung beträgt 13,8''). Es werden die in Matthews u. a. (2009) präsentierten Daten betrachtet und es werden hierbei die gleichen Auswahlkriterien angewendet wie für die SOFIA/HAWC+-Daten (Kriterien (5.1), (5.2) und (5.3), siehe Abbildung 5.2). Henning u. a. (2001) untersuchten die Abhängigkeit zwischen p und I für die beiden Bok-Globulen CB54 sowie DC253-1.6. Zu diesem Zweck erweiterten sie den Ansatz von Davis u. a. (2000), welche die Beziehung zwischen p und I im Fall des Serpens-Molekülwolkenkerns mit Hilfe von linearen Anpassungen beschrieben. Henning u. a. (2001) approximierten die Abnahme des Polarisationsgrades als Funktion der zunehmenden Intensität mittels Gleichung (3.3). An dieser Stelle wird die gleiche Analyse wie in Henning u. a. (2001) durchgeführt und das Ergebnis für CB54 ist $a_{0,154\mu\text{m}} = -1,75 \pm 0,99$, $a_{1,154\mu\text{m}} = 1,47 \pm 0,48$, $a_{2,154\mu\text{m}} = -0,62 \pm 0,07$ und $a_{0,214\mu\text{m}} = -0,97 \pm 0,97$, $a_{1,214\mu\text{m}} = 1,13 \pm 0,42$, $a_{2,214\mu\text{m}} = -0,79 \pm 0,10$. Der Parameter a_2 , welcher die Steigung von $p(I)$ beschreibt, ist bei 214 μm etwas höher. Interessanterweise zeigt ein Vergleich dieses Parameters mit jenen, welche in früheren Studien für Bok-Globulen und Molekülwolken ermittelt wurden, dass die Werte ähnlich sind. Henning u. a. (2001) führten die gleiche Analyse für CB54 bei 850 μm durch und erhielten $a_{2,850\mu\text{m}} = -0,64$. Unter Verwendung der neu reduzierten SCUBA-Daten für CB54 (Matthews u. a., 2009) erhält man $a_{2,850\mu\text{m}} = -0,61$. Wolf u. a. (2003a) ermittelten $a_{2,850\mu\text{m}} = -0,43$ für die Bok-Globule B335 mittels JCMT/SCUBA, während Zielinski u. a.

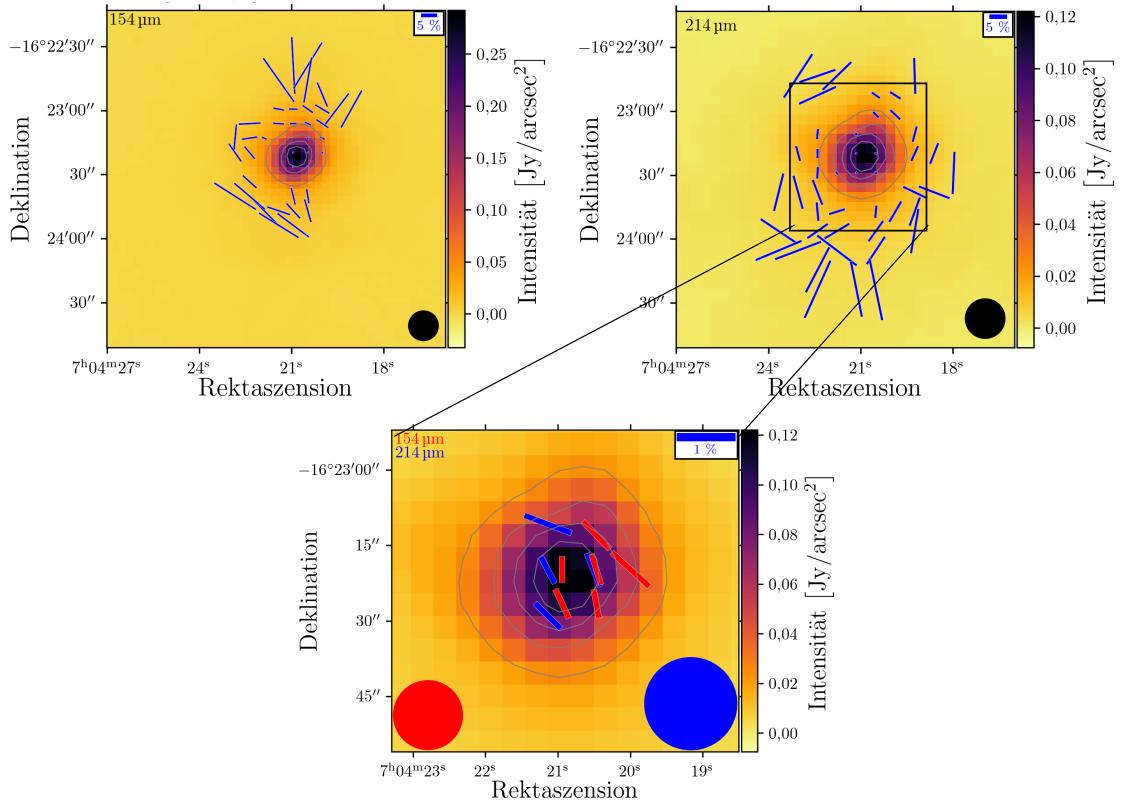


Abbildung 5.1 Oben links/Oben rechts: **SOFIA/HAWC+** Band D (154 μm , links) und E (214 μm , rechts) Polarisationskarten von CB54. Die Gesamtintensität ist mit überlagerten Polarisationsvektoren des elektrischen Feldes in Blau dargestellt. Die Länge der Vektoren ist proportional zum Polarisationsgrad und die Richtung gibt die Orientierung der linearen Polarisation an. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Gemäß den Kriterien (5.1), (5.2) und (5.3) werden nur Vektoren mit $I > 5\sigma_I$, $p > 2\sigma_p$ und $p < 20\%$ berücksichtigt (siehe Abschnitt 5.2). Die räumlichen Auflösungselemente von $13,6''$ bei 154 μm und $18,2''$ bei 214 μm (definiert durch FWHM) sind in den unteren rechten Ecken der entsprechenden Abbildungen angegeben. Unten: Vergrößerung der zentralen Region von CB54. Hier werden zusätzlich zu den Kriterien (5.1), (5.2) und (5.3) nur Vektoren mit $I > 60\% \cdot I_{\max}$ gezeigt. Polarisationsvektoren für 154 μm (214 μm) sind in rot (blau) dargestellt.

(2021) $a_{2,214\mu\text{m}} = -0,55$ mit **SOFIA/HAWC+** erhielten (siehe Kapitel 3). In Tabelle 5.1 wird einen Überblick über alle Werte des Parameters a_2 gezeigt, welcher für verschiedene Objekte und Beobachtungswellenlängen abgeleitet wurden.

Durch den Umstand, dass der Anpassungsparameter a_2 ein quantitatives Maß für das „Polarisationsloch“ darstellt, könnten ähnliche Werte auf das Auftreten desselben zugrunde liegenden Mechanismus bzw. derselben Mechanismen hindeuten. Eine tiefergehende Analyse dieser Hypothese – und der entsprechenden Streuung der möglichen Werte dieses Parameters, welche es uns erlauben würde, diese Hypothese zu überprüfen – würde jedoch spezielle numerische Simulationen erfordern, die über den Rahmen dieser Studie hinausgehen.

Der Polarisationsgrad nimmt mit zunehmender Intensität für alle drei Wellenlängen ab.

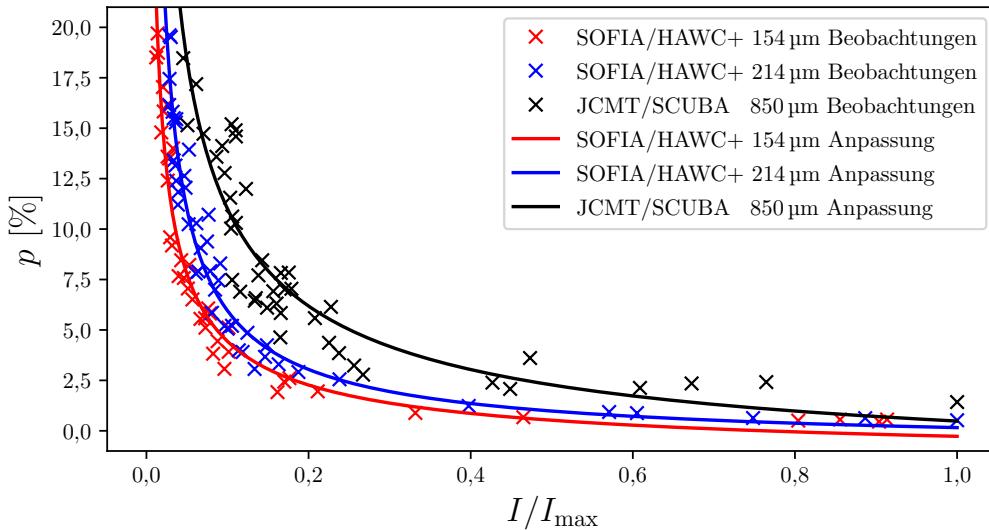


Abbildung 5.2 Polarisationsgrad bei 154 µm (rot), 214 µm (blau) und 850 µm (schwarz) als Funktion der Intensität, skaliert auf den Maximalwert. Die Anpassungsgleichung ist Gleichung (3.3).

Tabelle 5.1: Übersicht über alle berechneten a_2 -Werte, welche die Steigung der Polarisationsabnahme für verschiedene Objekte und Wellenlängen beschreiben.

Objekt	Wellenlänge	Instrument	a_2	Referenz
CB54	154 µm	SOFIA/HAWC+	$-0,62 \pm 0,07$	diese Studie
CB54	214 µm	SOFIA/HAWC+	$-0,79 \pm 0,10$	diese Studie
CB54	850 µm	JCMT/SCUBA	$-0,64 \pm 0,01$	Henning u. a. (2001)
CB54	850 µm	JCMT/SCUPOL	$-0,61 \pm 0,16$	diese Studie
OMC-3	154 µm	SOFIA/HAWC+	$-0,51 \pm 0,04$	Zielinski und Wolf (2022)
OMC-3	214 µm	SOFIA/HAWC+	$-0,63 \pm 0,05$	Zielinski und Wolf (2022)
B335	214 µm	SOFIA/HAWC+	$-0,55 \pm 0,22$	Zielinski u. a. (2021)
B335	850 µm	JCMT/SCUBA	$-0,43$	Wolf u. a. (2003a)
DC 253-1.6	850 µm	JCMT/SCUBA	$-0,55 \pm 0,02$	Henning u. a. (2001)

Außerdem ist festzustellen, dass bei gleichem Abstand zum Kern von CB54 der Polarisationsgrad mit der Wellenlänge zunimmt. Dies wirft die Frage auf, welche Staubeigenschaften (Achsenverhältnis sowie Staubkorngröße) mit diesem Ergebnis vereinbar sind. Ein Ansatz zur Ableitung von Einschränkungen hinsichtlich der Staubeigenschaften von CB54 wird in Anhang A.3 vorgestellt.

Polarisationsgrad p als Funktion der Intensität I

In Ergänzung zu dem vorherigen Abschnitt wird die Beziehung zwischen p und der (nicht normierten) Intensität I häufig zur Untersuchung der Staubkornausrichtung herangezogen (Jones u. a., 2015; Coudé u. a., 2019; Kwon u. a., 2022), indem $p \propto I^\alpha$ an die gemessenen Polarisationsdaten angepasst wird, siehe Abbildung 5.3. Eine Steigung von $\alpha = -1$ bedeutet, dass keine Staubkornausrichtung über eine bestimmte hohe visuelle Extinktion hinaus

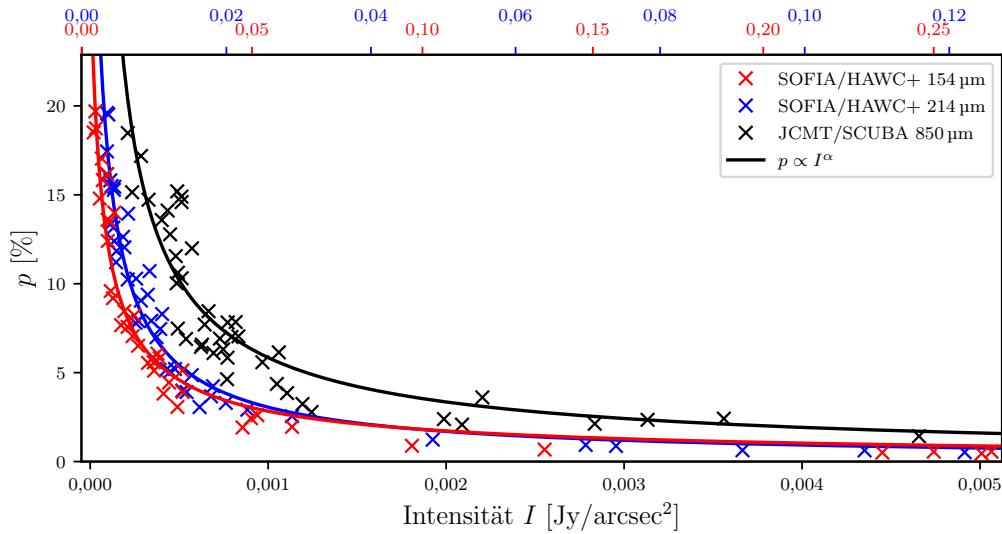


Abbildung 5.3 Polarisationsgrad bei 154 μm (rot), 214 μm (blau) und 850 μm (schwarz) als Funktion der Intensität.

stattfindet. Das Resultat für CB54 ist $\alpha_{154\mu\text{m}} = -0,74 \pm 0,05$, $\alpha_{214\mu\text{m}} = -0,88 \pm 0,03$ und $\alpha_{850\mu\text{m}} = -0,80 \pm 0,03$, was darauf hindeutet, dass die Polarisation nicht auf die Peripherie der Bok-Globule beschränkt ist. Diese Ergebnisse ähneln denen früherer Studien, z. B. fanden Coudé u. a. (2019) $\alpha = -0,85 \pm 0,01$ für die Sternentstehungsregion Perseus B1, Soam u. a. (2018) erhielten $\alpha \approx -0,9$ für Ophiuchus-B, Matthews und Wilson (2002) berichteten $\alpha \approx -0,8$ für B1 anhand von SCUPOL-Messungen und Pattle u. a. (2019) fanden $\alpha \approx -0,6$ bis $-0,7$ für Ophiuchus B und C.

5.3.2 Magnetfeldstruktur von CB54

Unter der Annahme, dass die beobachtete Polarisation durch die emittierte thermische Strahlung von nicht-sphärischen Staubkörnern verursacht wird, welche in Bezug auf das Magnetfeld ausgerichtet sind, erhält man die Projektion der Magnetfeldrichtung auf die entlang der Sichtlinie integrierte Himmelsebene (im Folgenden: Magnetfeldrichtung), indem die Polarisationsvektoren um 90° gedreht werden. Die Magnetfeldrichtung erscheint auf großen Skalen bei beiden Wellenlängen ungeordnet, im Zentrum von CB54 jedoch weitgehend einheitlich (siehe Abbildung 5.4). Dieser Befund ist vergleichbar mit bereits vorhandenen polarimetrischen Beobachtungen von CB54 bei ähnlichen Größenordnungen und Beobachtungswellenlängen (Henning u. a., 2001; Matthews u. a., 2009, siehe Abschnitt 5.4).

Vergleich der Magnetfeldstrukturen bei den Wellenlängen 154 μm , 214 μm und 850 μm

Im Folgenden werden die Ergebnisse bei 154 μm und 214 μm (SOFIA/HAWC+) und bei 850 μm (JCMT/SCUBA) verglichen. Um einen umfassenden Vergleich zwischen den verschiedenen Polarisationsbeobachtungen von CB54 zu erhalten, sind alle Polarisationskarten in Abbildung 5.5 zusammengestellt.

Es wird ein paarweiser Vergleich der abgeleiteten Magnetfeldrichtungen durchgeführt, d.h. bei Wellenlängen von 154 μm /214 μm , 214 μm /850 μm und 154 μm /850 μm . Durch den

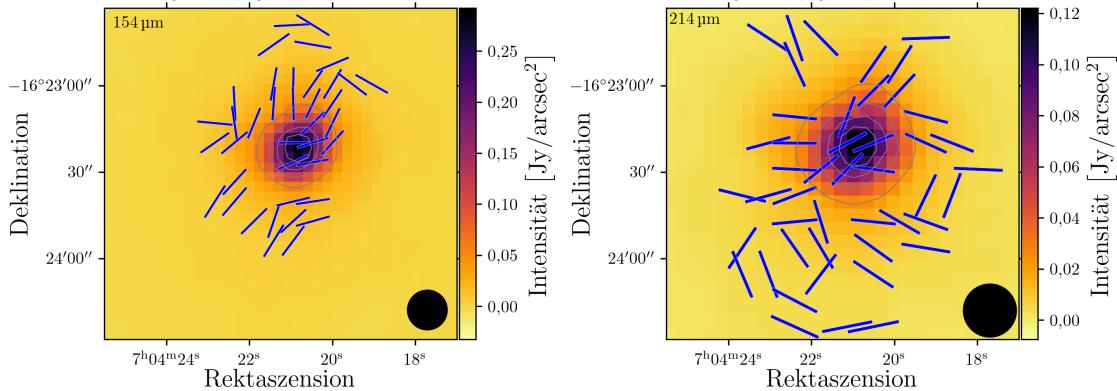


Abbildung 5.4 SOFIA/HAWC+ -Intensitätskarten von CB54 bei 154 μm (links) und 214 μm (rechts). Unter der Annahme, dass die detektierte Polarisation durch an das Magnetfeld ausgerichtete, nicht-sphärische Staubkörner verursacht wird, kann die Richtung des Magnetfelds durch Drehung der Polarisationsvektoren um 90° dargestellt werden. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Nach den Kriterien (5.1) bis (5.3) werden nur Vektoren mit $I > 5\sigma_I$, $p > 2\sigma_p$ und $p < 20\%$ berücksichtigt (siehe Abschnitt 5.2). Die räumlichen Auflösungselemente von 13,6'' bei 154 μm und 18,2'' bei 214 μm (definiert durch FWHM) sind unten rechts angegeben.

Tabelle 5.2: Überblick über den Vergleich (mittlere (nicht-)vorzeichenbehaftete Abweichungen) zwischen den verschiedenen Magnetfeldrichtungen. Die kleinste Abweichung ohne Vorzeichen wird mit $\Delta\theta$ und die kleinste vorzeichenbehaftete Abweichung mit $\delta\theta$ bezeichnet. Die zentrale Region (z. Region) markiert den Bereich wo $I > 0,4 \cdot I_{\max}$ gilt, siehe Isokonturlinien in Abbildung 5.6.

λ_1	λ_2	$\overline{\Delta\theta}$	$\overline{\Delta\theta}$ (z. Region)	$\overline{\delta\theta}$	$\overline{\delta\theta}$ (z. Region)
154 μm	214 μm	$17,1 \pm 11,8^\circ$	$1,2 \pm 11,6^\circ$	$-1,2 \pm 11,8^\circ$	$-1,2 \pm 11,6^\circ$
154 μm	850 μm	$30,2 \pm 10,7^\circ$	$26,8 \pm 9,1^\circ$	$0,69 \pm 10,7^\circ$	$-26,8 \pm 9,1^\circ$
214 μm	850 μm	$13,7 \pm 11,3^\circ$	$19,4 \pm 10,9^\circ$	$-2,36 \pm 11,3^\circ$	$-0,93 \pm 10,9^\circ$

Umstand, dass die Pixelskala der Beobachtungsdaten wellenlängenabhängig ist, werden alle Daten auf einem Raster mit der Pixelgröße $9,1'' \times 9,1''$ betrachtet, also der doppelten Pixelgröße von Band E. Anschließend wird die kleinste Abweichung ($\Delta\theta$) zwischen der lokalen Magnetfeldrichtung berechnet, d.h. jedes einzelnen Pixels, unter der Voraussetzung, dass die Messungen des zugrundeliegenden Polarisationsgrades bei beiden Wellenlängen die Auswahlkriterien (5.1) bis (5.3) erfüllen. Darüber hinaus wird die kleinste vorzeichenbehaftete Abweichung ($\delta\theta$) berechnet, um zu analysieren, ob die Unterschiede in den lokalen Magnetfeldrichtungen geordnet sind, also ob die Abweichungen hauptsächlich im Uhrzeigersinn (+) oder gegen den Uhrzeigersinn (-) sind. Für die Berechnung der Abweichungen $\Delta\theta$ und $\delta\theta$ werden die Messunsicherheiten, d.h. das 1σ -Intervall für eine gegebene Magnetfeldrichtung, berücksichtigt (siehe Abbildung 5.6 und Tabelle 5.2).

Die geringste Abweichung findet sich in CB54 zwischen 214 μm und 850 μm und für die zentralen Bereiche (d.h., $I > 0,4 \cdot I_{\max}$) zwischen 154 μm und 214 μm . Die höchste Abweichung

chung in CB54 findet sich zwischen 154 μm und 850 μm . Während die Polarisationswinkel in der zentralen Region für 154 μm /214 μm konsistent zueinander sind, weichen sie in den zentralen Regionen für 214 μm /850 μm und 154 μm /850 μm ab, insbesondere im letzten Fall. Interessanterweise nimmt die kleinste vorzeichenbehaftete Abweichung im innersten Zentrum mit zunehmendem Verhältnis zwischen den beiden betrachteten Wellenlängen zu, d.h. $\delta\theta = -6^\circ$ für 154 μm /214 μm , $\delta\theta = -21^\circ$ für 214 μm /850 μm und $\delta\theta = -50^\circ$ für 154 μm /850 μm .

Eine wahrscheinliche Erklärung für dieses Verhalten ist eine zunehmende optische Tiefe mit abnehmender Wellenlänge. Betrachtet man nur das Zentrum, siehe Abbildung 5.5 (rechts), so stellt man fest, dass die Magnetfeldvektoren bei 154 μm und 850 μm um $\sim 70^\circ$ ($\pm 20^\circ$) abweichen. Eine Umkehrung von 90° wurde von [Brauer u. a. \(2016\)](#) postuliert und kann wie folgt erklärt werden: Solange die Bok-Globule bei einer bestimmten Wellenlänge optisch dünn ist, nimmt die Nettopolarisation der polarisierten thermischen Reemissionsstrahlung von ausgerichteten nicht-sphärischen Staubkörnern mit zunehmender Säulendichte zu. Sobald jedoch die Absorption signifikant wird, z. B. in den zentralen dichten Regionen von CB54 (und bei kürzeren Wellenlängen), nimmt der Polarisationsgrad aufgrund der dichroitischen Extinktion in Richtung des Kerns der Bok-Globule ab. Dieser Effekt kann sogar eine Umkehrung der Polarisationsrichtung um 90° bewirken, wenn die dichroitische Extinktion – bei einer ausreichend hohen optischen Tiefe – gegenüber der dichroitischen Emission überwiegt. Es sei angemerkt, dass die dichroitische Extinktion wahrscheinlich bei kürzeren Wellenlängen von Bedeutung ist.

Gleichzeitig bieten die konträrerenden Effekte der polarisierten Emission und der dichroitischen Extinktion eine mögliche Erklärung für die Abnahme des Polarisationsgrades mit zunehmender Intensität, siehe Abbildung 5.2, da die optische Tiefe mit der Intensität zunimmt. Dies ist einer der ersten Fälle, in denen der von [Brauer u. a. \(2016\)](#) vorgeschlagene Effekt bei Bok-Globulen beobachtet werden konnte¹.

Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass dieses Ergebnis auf Daten mit einem geringeren Signal-Rausch-Verhältnis beruht als bei der Analyse vergleichbarer Polarisationsbeobachtungen üblich. Daher sollte dieses Ergebnis nur als Hinweis darauf gewertet werden, dass die Auswirkungen des beschriebenen Effektes der optischen Tiefe eine mögliche Erklärung für die beobachtete a) Abnahme des Polarisationsgrads und b) wellenlängenabhängige Ausrichtung der linearen Polarisierung liefern könnten.

Es sei jedoch betont, dass diese Erklärung nur für den zentralen Bereich von CB54 herangezogen werden kann (wo $I > 0,4 \cdot I_{\max}$ gilt). Für den Fall der Bok-Globule B335 konnten [Zielinski u. a. \(2021\)](#) zeigen (siehe Kapitel 3), dass der kombinierte Einfluss des interstellaren Strahlungsfeldes sowie der eingebetteten zentralen Quelle mit Hilfe des RAT-Mechanismus die Abnahme des Polarisationsgrades in den äußeren Regionen dieser Quelle erklären kann. Jedoch enthält CB54 mehrere stellare Quellen ([Yun, 1996](#); [Ciardi und Gómez Martin, 2007](#)), weist eine deutlich höhere Komplexität in Bezug auf die Magnetfeldstruktur auf und die erreichte räumliche Auflösung ist geringer als im Fall von B335. Daher ist eine entsprechende detaillierte Analyse auf der Grundlage der vorhandenen Beobachtungen nicht möglich.

¹Weitere Beispiele - aus anderen Klassen von staubumhüllten astrophysikalischen Objekten - sind die Klasse-0 Quelle IRAM 04191 ([Soam u. a., 2015](#)), das junge stellare Objekt NGC1333 IRAS4A ([Ko u. a., 2020](#)) und die Molekülwolke OMC-3 ([Liu u. a., 2021a](#)).

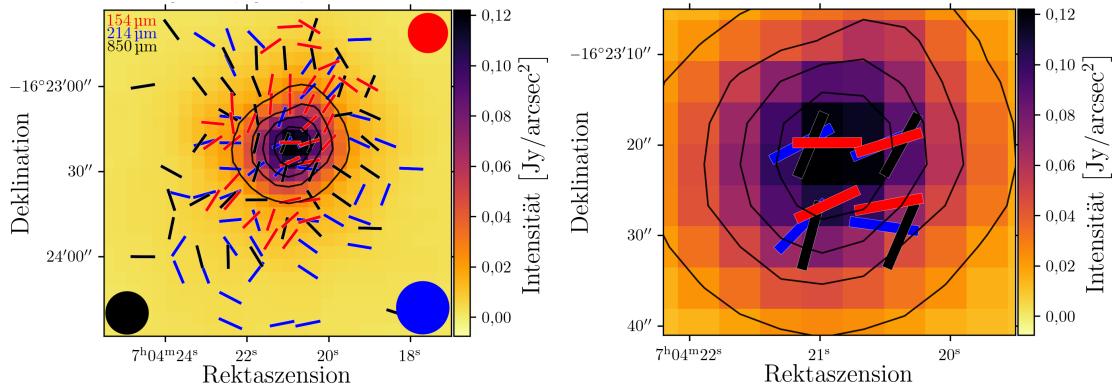


Abbildung 5.5 *Links:* SOFIA/HAWC+-Intensitätskarte von CB54 bei 214 μm . Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Die Gesamtintensität ist mit überlagerten Polarisationsvektoren in rot (154 μm), blau (214 μm) und schwarz (850 μm) dargestellt. Die Vektoren haben eine feste Länge und sind um 90° gedreht, um die Richtung des Magnetfelds abzubilden. Die räumlichen Auflösungselemente von $13,6''$ bei 154 μm , $18,2''$ bei 214 μm und $14,7''$ bei 850 μm (definiert durch FWHM) sind jeweils oben rechts, unten rechts und unten links angegeben. *Rechts:* Vergrößerung der zentralen Region von CB54.

5.4 Magnetfeld von CB54 abgeleitet aus polarimetrischen Beobachtungen bei verschiedenen Wellenlängen und räumlichen Skalen

Wie in Abschnitt 5.1 erläutert, ist CB54 eine häufig untersuchte Bok-Globule mit vorhandenen polarimetrischen Beobachtungen, welche den optischen bis Submillimeter/Millimeter-Wellenlängenbereich abdecken (siehe Abbildung 5.7 für einen Überblick). Hier wird eine kurze Zusammenfassung ausgewählter Beobachtungen im Zusammenhang mit den in Abschnitt 5.3.1 vorgestellten Beobachtungen gegeben. Es sei darauf hingewiesen, dass im Gegensatz zu den SOFIA/HAWC+ Beobachtungen der Ursprung der Polarisierung im optischen und nahinfraroten Wellenlängenbereich ausschließlich die Absorption von Photonen von an das Magnetfeld ausgerichteten, nicht sphärischen Staubkörnern ist. In diesem Fall repräsentiert die Orientierung der Polarisationsvektoren daher die Richtung des Magnetfeldes.

Polarisationskarte im optischen Wellenlängenbereich (0,66 μm , *R* Band):

Sen u. a. (2021) beobachteten CB54 mit dem IUCAA Girawali-Observatorium im optischen Wellenlängenbereich. Die ermittelten Polarisationsmessungen zeigen ein ungeordnetes Muster, ähnlich wie die SOFIA/HAWC+ Ergebnisse im ferninfraroten Wellenlängenbereich. Der Polarisationsgrad ist im optischen Wellenlängenbereich geringer ($\sim 0,5 < p < 8\%$) als im ferninfraroten Wellenlängenbereich ($0,5 < p < 20\%$).

Polarisationskarte im nahinfraroten Wellenlängenbereich (1,24 μm , *Js* Band):

Bertrang u. a. (2014) beobachteten CB54 mittels des SOFI/NTT im nahinfraroten Wellenlängenbereich. Während das großskalige Magnetfeld ebenfalls ungeordnet erscheint, zeigen die Beobachtungen im nahinfraroten Wellenlängenbereich geordnete

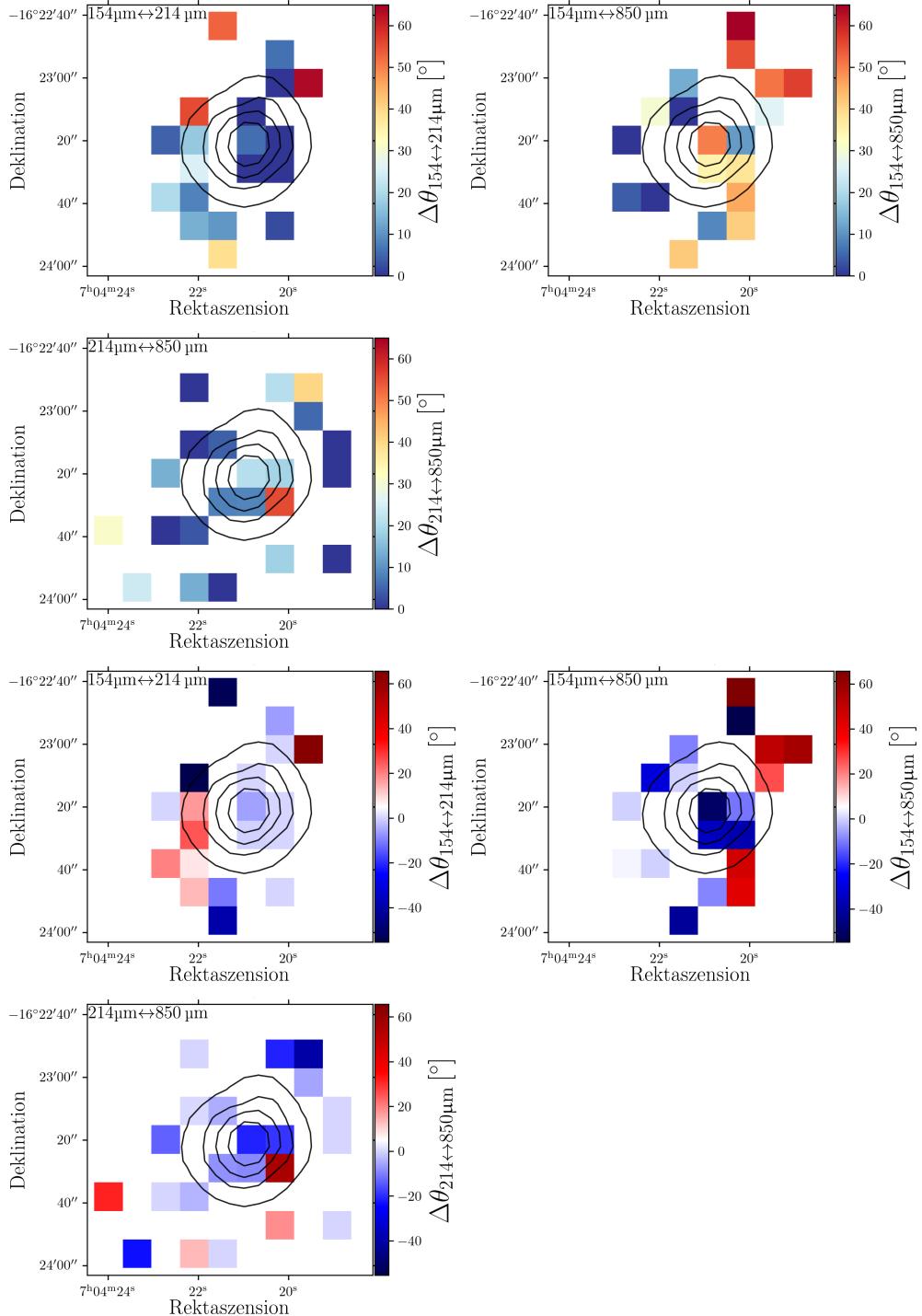


Abbildung 5.6 Vergleich zwischen den aus [SOFIA/HAWC+](#) und [SCUPOL](#)-Beobachtungen abgeleiteten Magnetfeldrichtungen. Die Farbskala zeigt die kleinste Abweichung $\Delta\theta$ (obere drei Abbildungen) und die kleinste mit Vorzeichen versehene Abweichung $\delta\theta$ (untere drei Abbildungen) zwischen den Polarisationsvektoren bei den jeweiligen Wellenlängen innerhalb eines Pixels. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. *Links oben:* Vergleich zwischen 154 μm und 214 μm . *Rechts oben:* Vergleich zwischen 154 μm und 850 μm . *Mitte links:* Vergleich zwischen 214 μm und 850 μm . Siehe Abschnitt 5.3.2 für die entsprechende Analyse.

Polarisationsvektoren auf kleinen Skalen, ähnlich zu den [SOFIA/HAWC+](#) Ergebnissen. Der Polarisationsgrad ist im nahinfraroten Wellenlängenbereich geringer ($1 < p < 10\%$) als im ferninfraroten Wellenlängenbereich ($0,5 < p < 20\%$).

Polarisationskarte im Submillimeter-Wellenlängenbereich (850 μm):

[Henning u. a. \(2001\)](#) beobachteten CB54 mittels [JCMT/SCUBA](#) auf ähnlichen Skalen wie [SOFIA/HAWC+](#). Betrachtet wird die Neureduktion dieser Daten durch [Matthews u. a. \(2009\)](#). Ein detaillierter Vergleich der Polarisationswinkel erfolgt in Abschnitt [5.3.2](#). Der Polarisationsgrad ist im Allgemeinen höher bei 850 μm als bei 154 und 214 μm (siehe Abbildung [5.2](#)).

Polarisationskarte im Millimeter-Wellenlängenbereich (1,3 mm):

[Hull u. a. \(2014\)](#) haben CB54 im Rahmen der [TADPOL](#)-Untersuchung mittels [CARMA](#) beobachtet. Während die mit [SOFIA/HAWC+](#) aufgenommenen Polarisationsvektoren ein geordnetes Muster in der zentralen Region von CB54 zeigen, weisen die CARMA-Ergebnisse ein komplexeres Muster auf. Die gemessenen Werte für den Polarisationsgrad wurden von [Hull u. a. \(2014\)](#) nicht angegeben, daher entfällt ein Vergleich an dieser Stelle.

Das Magnetfeld von CB54 erscheint bei diesen verschiedenen Skalen sowie Beobachtungswellenlängen ungeordnet. Auf kleinen Skalen, d.h. in der Nähe des Kerns von CB54, zeigt das Magnetfeld jedoch ein homogeneres Muster. Dieses beobachtete, eher zufällig erscheinende großkalige Muster in CB54 ist potentiell auf den Einfluss der vorhandenen großkaligen Ausströmungen ([Yun und Clemens, 1994](#); [Pattle u. a., 2022b](#)) zurückzuführen. Eine Berechnung der Magnetfeldstärke B mittels der [DCF](#)-Methode (siehe Gleichung [2.21](#)) wird für CB54 nicht durchgeführt, da die Dispersion der Polarisationswinkel größer als 25° ist ([Heitsch u. a., 2001](#)).

5.5 Schlussfolgerungen

Es wurde das Magnetfeld von CB54 mittels polarimetrischer Beobachtungen untersucht, welche mit [SOFIA/HAWC+](#) bei 154 μm und 214 μm erfolgten, sowie mit polarimetrischen Archivbeobachtungen, welche durch [JCMT/SCUBA](#) bei 850 μm gewonnen wurden ([Henning u. a., 2001](#); [Matthews u. a., 2009](#)).

1. Die großkaligen Polarisationsmuster von CB54 zeigen eine ungeordnete Struktur bei 154 μm und 214 μm und sind in der Nähe der zentralen Region von CB54 einheitlicher. Die mittleren Polarisationswinkel betragen $\overline{\theta_{154\mu\text{m}}} = 62,4 \pm 44,5^\circ$ und $\overline{\theta_{214\mu\text{m}}} = -80,1 \pm 60,0^\circ$.
2. Entsprechend den zugrundeliegenden Polarisationskarten erscheint die großräumige Magnetfeldstruktur bei beiden Wellenlängen in den äußeren Regionen ungeordnet – ähnlich wie bei früheren polarimetrischen Beobachtungen von CB54 – jedoch geordnet in der Nähe des Kerns.
3. Der mittlere Polarisationsgrad beträgt $\overline{p_{154\mu\text{m}}} = 7,7 \pm 5,8\%$ und $\overline{p_{214\mu\text{m}}} = 8,5 \pm 5,4\%$. Bei beiden Wellenlängen nimmt der Polarisationsgrad mit zunehmender

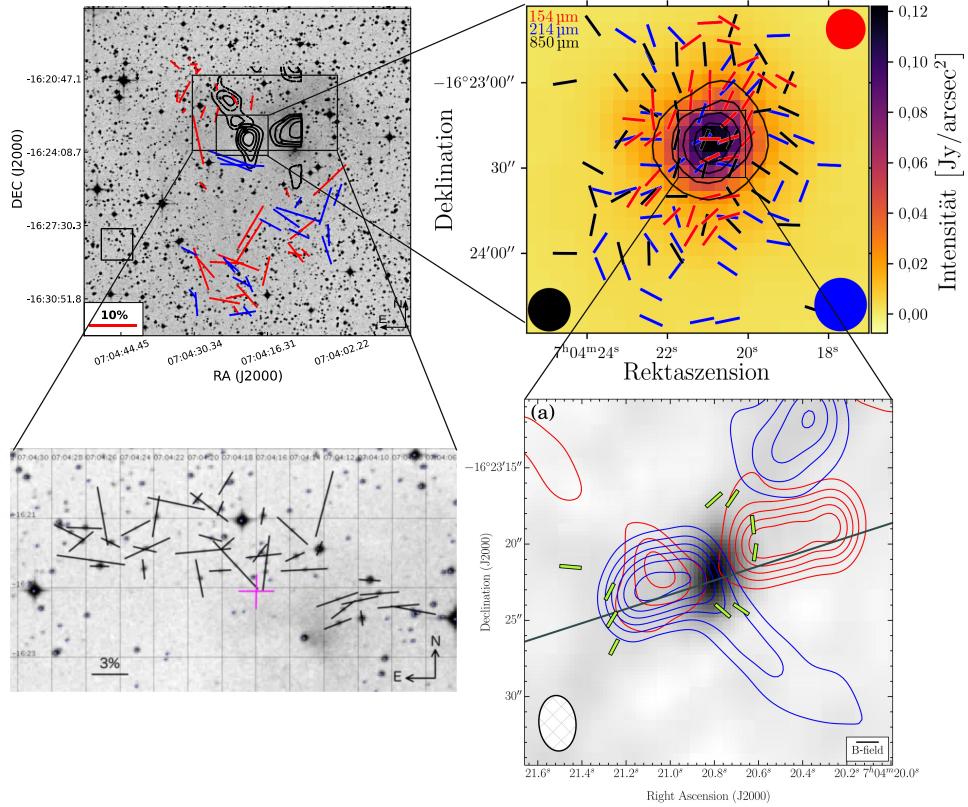


Abbildung 5.7 Multiwellenlängen- und Multiskalen-Polarisationskarten von CB54. *Oben links:* Polarisationskarte von CB54 im nahinfraroten Wellenlängenbereich (J_s -Band, $1,24\text{ }\mu\text{m}$, [Bertrang u. a., 2014](#), überlagert mit einer [DSS](#)-Intensitätskarte), beobachtet mit [SOFI/NTT](#). (Credit: Bertrang u. a., A&A, 565, A94, 2014, © ESO). Die durchgezogenen Konturlinien stellen den blauverschobenen (südwestlichen) und die gepunkteten Konturlinien den rotverschobenen (nordöstlichen) Ausflusskegel dar ([Yun und Clemens, 1994](#)). *Oben rechts:* Magnetfeldkarte von CB54 bei $154\text{ }\mu\text{m}$ (rot), $214\text{ }\mu\text{m}$ (blau) und $850\text{ }\mu\text{m}$ (schwarz), aufgenommen mit [SOFIA/HAWC+](#) und [SCUPOL](#) ([Henning u. a., 2001; Matthews u. a., 2009](#)). *Unten links:* Polarisationskarte von CB54 im optischen Wellenlängenbereich (R -Band, $0,66\text{ }\mu\text{m}$; Wiederverwendung von Abbildung 1 in [Sen u. a., 2021](#)), aufgenommen mit dem [IUCAA](#) Girawali Observatorium. *Unten rechts:* Magnetfeldkarte von CB54 bei $1,3\text{ mm}$, beobachtet mit [CARMA](#) ([Hull u. a., 2014](#), © AAS)

Intensität ab. Die berechnete Steigung für diese Abnahme ist ähnlich wie bestehende Literaturwerte für ähnliche Objekte sowie Beobachtungswellenlängen. Es konnte zum ersten Mal bei Bok-Globulen gezeigt werden, dass das Zusammenspiel von polarisierter Emission und dichroitischer Absorption eine Erklärung für die Abnahme des Polarisationsgrades sowie für die wellenlängenabhängige Ausrichtung der linearen Polarisation im Kern von CB54 bietet.

Teil III

Bestimmung von Molekülwolkeneigenschaften mittels eines Anpassungsprozesses

Kapitel 6

Über die Grenzen der Schwarzkörperanpassungsmethode zur Bestimmung von Molekülwolkeneigenschaften

Die im Folgenden vorgestellte Studie basiert auf der wissenschaftlichen Arbeit [Zielinski und Wolf \(2024\)](#), welche im Fachmagazin *Astronomische Nachrichten* veröffentlicht wurde. Sofern nicht anders angegeben, wurden die Abbildungen dieses Kapitels der genannten Veröffentlichung mit Erlaubnis des Fachmagazins entnommen.

6.1 Einleitung

Das Verständnis des Prozesses der Stern- und Planetenentstehung, beginnend mit dem Kollaps eines dichten Molekülwolkenkerns, über die Bildung zirkumstellarer Scheiben und dem Beginn der Staubkoagulation bis hin zur Entstehung von Planeten, ist eine lang bestehende Herausforderung der modernen Astrophysik (z. B. [Lissauer, 1993](#); [Testi u. a., 2014](#); [Krumholz u. a., 2014](#); [Liu, 2021](#); [Raymond und Morbidelli, 2022](#)).

In diesem Zusammenhang ist es unabdingbar, die Anfangsbedingungen des Sternentstehungsprozesses zu untersuchen und den Einfluss der wichtigsten physikalischen Komponenten und Effekte, wie Magnetfelder oder Turbulenzen, einzuschränken (z. B. [Shu u. a., 1987](#); [Federrath, 2016](#); [Orkisz u. a., 2017](#); [Soler, 2019](#)). Insbesondere sind Einschränkungen der physikalischen Eigenschaften von Molekülwolken und Filamenten, wie die räumliche Verteilung der Staubtemperatur T und der Säulendichte $N(H_2)$, von wesentlicher Bedeutung.

Diese grundlegenden Größen können aus der räumlich aufgelösten oder unaufgelösten spektralen Energieverteilung ([SED](#)) dieser Objekte im Ferninfrarot- bis zum Millimeter-Wellenlängenbereich abgeleitet werden. Ein häufig angewandter Ansatz bei dieser Analyse ist die Anpassung der beobachteten [SED](#) durch einen modifizierten Schwarzkörper¹ (z. B. [Hildebrand, 1983](#); [Dupac u. a., 2002](#); [Hill u. a., 2009](#)). Neben der Ableitung der Staubtemperatur und der Säulendichte erlaubt diese Methode die Ableitung des Staubemissionsindex β . Unter Verwendung von Beobachtungen, die z. B. mit Herschel [PACS/SPIRE](#) ([Pilbratt u. a., 2010](#); [Poglitsch u. a., 2010](#); [Griffin u. a., 2010](#)) und [SOFIA/HAWC+](#) ([Temi u. a., 2018](#); [Harper u. a., 2018](#)) gewonnen wurden, wurde diese Methode in verschiedenen Studien angewendet (z. B. [Gandilo u. a., 2016](#); [Fissel u. a., 2016](#); [Pokhrel u. a., 2016](#); [Lin u. a., 2017](#); [Rivera-Ingraham u. a., 2017](#); [Potdar u. a., 2022](#); [Matsuura u. a., 2022](#); [Lopez-Rodriguez u. a., 2022](#); [Zielinski und Wolf, 2022](#), siehe auch Kapitel 4).

Insbesondere bei der Untersuchung von Magnetfeldern in Sternentstehungsgebieten und Filamenten hat diese Methode in den letzten Jahren eine zunehmende Rolle gespielt (z. B. [Santos u. a., 2019](#); [Chuss u. a., 2019](#)). Die Struktur und Stärke des Magnetfelds in diesen Objekten kann durch die Messung der Polarisation eingeschränkt werden, wenn diese aus

¹In kurz: „modifizierte Schwarzkörperanpassungsmethode“ oder abgekürzt [SAM](#) in dieser Studie.

der Emission und Absorption von an das Magnetfeld ausgerichteten, nicht-sphärischen Staubkörnern resultiert. (z. B. [Wolf u. a., 2003a](#); [Crutcher u. a., 2004](#); [Kirk u. a., 2006](#); [Kwon u. a., 2018](#)). Die Staubpolarisation kann jedoch nur dann als zuverlässiger Indikator für Magnetfeldstrukturen herangezogen werden, wenn der zugrunde liegende Mechanismus zur Ausrichtung der Staubkörner verstanden wird. Es gibt verschiedene Theorien zur Ausrichtung von Staubkörnern, z. B. Davis-Greenstein ([Davis, 1951](#)), mechanische Ausrichtung ([Gold, 1952](#)) oder [RAT](#) ([Dolginov und Mitrofanov, 1976](#); [Lazarian, 2007](#)), wobei die Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente als die vielversprechendste Theorie gilt (siehe Abschnitt [Ursachen polarisierter Strahlung](#)). Um die Staubkornausrichtungseffizienz einzuschränken und damit die Magnetfeldeigenschaften verlässlich abzuleiten, müssen die Dichte- und Temperaturstruktur sowie die Eigenschaften der Staubkörner bestimmt werden.

Die [SAM](#) als Ansatz zur Ableitung dieser Größen hat jedoch einige potentielle Schwächen. In erster Linie wirken sich Unsicherheiten bei den Staubeigenschaften direkt auf die abgeleiteten Molekülwolkeneigenschaften aus. In einem Versuch dieses Problem zu umgehen, wird ein Potenzgesetz-Ansatz zur Beschreibung der frequenzabhängigen Staubopazität κ_ν verwendet:

$$\kappa_\nu = \kappa_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta. \quad (6.1)$$

Dabei ist κ_{ν_0} die Referenzopazität bei der Referenzfrequenz ν_0 . Der Ursprung dieser Lösung geht auf [Hildebrand \(1983\)](#) und die dort angegebene Staubopazität zurück, die sich aus Beobachtungen des Reflexionsnebel NGC 7023 ergibt.

Ein weiteres potentielles Problem bei dieser Methode ist die Limitierung an verfügbaren Beobachtungen und die daraus resultierende begrenzte Wellenlängenabdeckung im Ferninfrarot- bis Submillimeter-Wellenlängenbereich. Dieses Problem ist besonders gravierend, wenn kein Observatorium/Instrument zur Verfügung steht, welches den ~ 30 – 250 μm -Wellenlängenbereich abdeckt, d.h. seit dem Ende der Beobachtungen mit dem Herschel Space Observatory und [SOFIA](#). Aber auch auf der Grundlage von Archivdaten, z. B. wenn nur [SOFIA/HAWC+](#)- oder Herschel/[PACS](#)-Daten für das zu untersuchende Objekt verfügbar sind, könnte eine unzureichende Abdeckung der Rayleigh-Jeans- oder Wien-Anteile der [SED](#) zu Unsicherheiten bei den abgeleiteten physikalischen Parametern führen.

Ein drittes potentielles Problem bei der Anwendung dieser Methode ergibt sich, wenn die räumliche Auflösung zu gering ist, um eingebettete Regionen mit deutlich höherer Dichte aufzulösen, z. B. Kerne und filamentäre Strukturen. Eine hohe optische Tiefe sowie eine räumlich variable Größenverteilung des Staubs, welche aus einem verstärkten Staubkornwachstum in diesen dichteren Regionen resultiert (z. B. [Steinacker u. a., 2014](#); [2015](#)), könnten zu weiteren Unsicherheiten führen.

In Anbetracht der skizzierten potentiellen Limitierungen dieser Methode besteht das Ziel dieser Studie darin, die Auswirkungen dieser Limitierungen auf die Parameterabschätzungen zu ermitteln, d.h. auf die abgeleitete Staubtemperatur, die Säulendichte und den Staubemissionsindex. Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut: In Abschnitt [6.2.1](#) wird die modifizierte Schwarzkörperanpassungsmethode vorgestellt und in Abschnitt [6.2.2](#) das Modell präsentiert, welches zur Analyse der Grenzen dieser Methode verwendet wird. Die Darstellung der Ergebnisse ist in zwei Teile gegliedert. Zunächst wird der Einfluss der Staubeigenschaften (Abschnitt [6.3.1](#)) und die spezifische Wahl der Beobachtungswellenlängen (Abschnitt [6.3.2](#)) diskutiert. Zweitens wird sich auf die Rolle der Eigenschaften der Quelle (Molekülwolke, Abschnitt [6.4](#)) konzentriert, d.h. der Einfluss der

optischen Tiefe (Abschnitt 6.4.1), des spezifischen Staubmodells (Abschnitt 6.4.2) und der Temperaturprofile (Abschnitt 6.4.3) auf die abgeleiteten Größen untersucht. Schließlich werden die Ergebnisse in Abschnitt 6.5 zusammengefasst.

6.2 Details über die modifizierte Schwarzkörperanpassungsmethode und den Modellraum

In diesem Kapitel wird die modifizierte Schwarzkörperanpassungsmethode ([SAM](#), Abschnitt 6.2.1) vorgestellt und das Modell präsentiert, welches für diese Studie verwendet wird (Abschnitt 6.2.2).

6.2.1 Beschreibung der Anpassungsmethode

Mit Hilfe von Kontinuumsbeobachtungen im Ferninfrarot- bis Submillimeter-Wellenlängenbereich ermöglicht die [SAM](#) die Bestimmung der Säulendichte $N(\text{H}_2)$, der Temperatur T und des Staubemissionsindex β . Der Ursprung dieser Methode kann auf [Hildebrand \(1983\)](#), [Dupac u. a. \(2001\)](#) und [Vaillancourt \(2002\)](#) zurückgeführt werden. Es wird der Beschreibung der Methode, wie sie von [Chuss u. a. \(2019\)](#) skizziert wurde, gefolgt.

Die Intensität I_ν einer Staubwolke mit Gleichgewichtstemperatur T und optischer Tiefe τ_ν entlang der Sichtlinie kann ausgedrückt werden als

$$I_\nu = (1 - \exp(-\tau(\nu))) B_\nu(T). \quad (6.2)$$

Dabei ist $B_\nu(T)$ die Planck-Funktion bei der Temperatur T und Frequenz ν (siehe Gleichung 2.19). Die optische Tiefe $\tau(\nu)$ kann ausgedrückt werden als

$$\tau(\nu) = \epsilon \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta, \quad (6.3)$$

wobei ϵ eine Proportionalitätskonstante ist, welche direkt mit der Säulendichte entlang der Sichtlinie zusammenhängt und β der Staubemissionsindex ist. Die Proportionalitätskonstante ϵ ist gegeben durch

$$\epsilon = \kappa_{\nu_0} \mu m_{\text{H}} N(\text{H}_2). \quad (6.4)$$

Dabei ist κ_{ν_0} eine Referenzstaubopazität pro Masseneinheit bei der Frequenz ν_0 , μ ist das mittlere Molekulargewicht pro Wasserstoffatom, m_{H} ist die Atommasse von Wasserstoff und $N(\text{H}_2)$ ist die Gassäulendichte. Um mit den in früheren Studien verwendeten Werten übereinzustimmen (z. B. [Santos u. a., 2019](#); [Chuss u. a., 2019](#); [Sandell u. a., 2021](#); [Fiorellino u. a., 2021](#); [Lopez-Rodriguez u. a., 2022](#); [Matsuura u. a., 2022](#); [Azatyan u. a., 2022](#)), werden $\nu_0 = 1000 \text{ GHz}$, $\kappa_{\nu_0} = 0,1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ und $\mu = 2,8$ verwendet. Für weitere Details zum Staubmodell siehe Abschnitt 6.3.1. Die resultierende Anpassungsfunktion ist

$$I_\nu = \left(1 - \exp \left(-\kappa_{\nu_0} \mu m_{\text{H}} N(\text{H}_2) (\nu/\nu_0)^\beta \right) \right) \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp \left(\frac{h\nu}{kT} \right) - 1}. \quad (6.5)$$

Die Anpassungsparameter sind die Säulendichte $N(\text{H}_2)$, die Temperatur T und der Staubemissionsindex β . Um die Auswirkungen der in Abschnitt 6.1 beschriebenen Limitierungen auf diese abgeleiteten Anpassungsparameter zu untersuchen, wird für den Anpassungspro-

zess die Funktion *curve_fit* (mit dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus zur Optimierung) aus dem Scipy-Python-Paket (Virtanen u. a., 2020) verwendet. Im Wesentlichen besteht der gesamte Anpassungsprozess aus einer Reihe von pixelweisen SED-Anpassungen, die aus räumlich aufgelösten Flusskontinuumsbeobachtungen bei mehreren Wellenlängen resultieren.

Es sei zu erwähnen, dass es bei der Arbeit mit realen Beobachtungsdaten unerlässlich ist, die Daten vor dem Anpassungsprozess auf eine einheitliche Pixelskala zu projizieren und auf eine einheitliche Auflösung zu konvergieren (siehe Abschnitt 4.3.3 in Kapitel 4). In der vorliegenden Studie ist dieser vorbereitende Schritt nicht notwendig, da synthetische Daten mit einer gemeinsamen Pixelskala analysiert werden. Die Analyse in diesem Fall basiert auf simulierten idealen Beobachtungen bei neun Wellenlängen: 53, 89, 154, 214 μm (SOFIA/HAWC+ Bänder A, C, D, E), 70, 100, 160 μm (Herschel/PACS), 250 μm (Herschel/SPIRE) und 850 μm (JCMT/SCUBA-2). Siehe Tabelle 6.1 für einen Überblick über die ausgewählten Beobachtungswellenlängen mit den zugehörigen Auflösungen und Unsicherheiten. Es werden keine Beobachtungen mit Herschel/SPIRE bei 350 μm und 500 μm berücksichtigt, da die Auflösungen (25'', 36'') im Vergleich zu den oben aufgeführten Bändern gering ist. Messungen mit JCMT/SCUBA-2 bei 450 μm werden ebenfalls nicht berücksichtigt, da die damit verbundenen Unsicherheiten hoch sind (~50 %, Sadavoy u. a., 2013) im Vergleich zu der hier gewählten Auswahl (10–20 %, siehe Tabelle 6.1).

Mit dem 3D-Monte-Carlo-Strahlungstransfercode POLARIS (Reissl u. a., 2016) werden die Intensitätskarten auf der Grundlage der zugrundeliegenden Staubtemperatur- und Dichteveverteilungen berechnet. Jede Karte wird dann auf eine Auflösung von 18,2'' gefaltet, welche die niedrigste Auflösung innerhalb der ausgewählten Instrumenten-/Beobachtungswellenlängen repräsentiert. Anschließend wird das Anpassungsverfahren durchgeführt und die Ergebnisse für Säulendichte und Temperatur mit den (ursprünglichen) Werten für diese Parameter verglichen. Bei der Anwendung der SAM muss generell beachtet werden, dass die abgeleitete Temperaturverteilung in der Himmelsebene nur Durchschnittswerte für die potentiell variable Temperaturstruktur entlang der Sichtlinie darstellt. Im Rahmen dieser Studie werden verschiedene Staubmodelle und ihre Auswirkungen auf die Parameterschätzungen untersucht. Darüber hinaus wird unterschienen, ob β als Anpassungsparameter behandelt oder auf einen festen Wert gesetzt wird, wodurch drei verschiedenen Fällen betrachtet werden:

- i) „Idealer Fall“: Anwendung der Staubeigenschaften der hier betrachteten Staubzusammensetzung (siehe Abschnitt 6.2.2 für Details) für den Anpassungsprozess.
- ii) „ β fixiert“: Anwendung des Potenzgesetzes (6.1) mit $\kappa_{\nu_0} = 0,1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, $\nu_0 = 1000 \text{ GHz}$ und β fixiert auf 1,62 (z. B. Planck Collaboration u. a., 2014; Santos u. a., 2019) oder 2 (z. B. Gandilo u. a., 2016; Fissel u. a., 2016).
- iii) „ β frei“: Potenzgesetz-Ansatz für die Opazität wie in ii), aber mit β als Anpassungsparameter.

Die Anpassungsergebnisse werden gefiltert, indem das reduzierte χ^2 als Maß für die Güte der Anpassung verwendet wird und alle Ergebnisse mit $\chi^2_r > 10$ verworfen werden.

6.2.2 Beschreibung des Modells

In diesem Abschnitt wird das Referenzmodell beschrieben, welches in dieser Studie verwendet wird und welches die Grundlage für die Analyse bilden wird. Dieses Modell soll

es ermöglichen, den in früheren Studien angewandten Anpassungsprozess zu reproduzieren und es wird die Grundlage für eine Analyse des Einflusses ausgewählter physikalischer Parameter und ausgewählter häufig verwendeter Grundannahmen der **SAM** bilden.

Der Modellraum ist eine Kugel mit einer konstanten Staubdichte in einer Entfernung von 388 pc (Entfernung zur Orion-Molekülwolke, [Kounkel u. a., 2017](#)). Die Kugel hat einen Durchmesser von $6,2'$, was der Größe des Sichtfeldes von [SOFIA/HAWC+](#) Band E entspricht (Sichtfeld für Intensität von Band E ist $8,4' \times 6,2'$, [Harper u. a., 2018](#)) und zu einem Radius der Kugel von $R = 70604$ au führt.

Für das Referenzmodell wird ein Staubmodell betrachtet, das aus einer Mischung aus Astrosilikat (Häufigkeit von 62,5 %) und Graphit²-Staubkörnern (Häufigkeit von 37,5 %) besteht – im Folgenden Sil-Graph genannt – welches in zahlreichen früheren Studien verwendet wurde (z. B. [Wolf u. a., 2003b](#); [Sauter u. a., 2009](#); [Das u. a., 2010](#); [Reissl u. a., 2014](#); [Siebenmorgen u. a., 2014](#); [Guillet u. a., 2018](#); [Valdivia u. a., 2019](#); [Kobus u. a., 2020](#); [Le Gouellec u. a., 2020](#); [Brunngräber und Wolf, 2020](#); [Lee u. a., 2020](#); [Zielinski u. a., 2021](#); [Li u. a., 2022](#); [Fanciullo u. a., 2022](#); [Chastenet u. a., 2022](#)). Die Staubkörner sind kompakt, homogen, sphärisch und weisen optische Eigenschaften nach [Draine \(2003\)](#) auf. Die Größenverteilung der Staubkörner ist die gleiche wie im [ISM](#), siehe Gleichung (3.5). Die minimale/maximale Staubkorngröße wird auf $a_{\min} = 5$ nm/ $a_{\max} = 250$ nm ([Mathis u. a., 1977](#)) gesetzt und es wird das kanonische Massenverhältnis von Staub zu Gas von $f_{s/g} = 0,01$ angenommen. Zudem wird eine konstante Staubtemperatur von 20 K angenommen und eine Gesamtgasmasse von $M_{\text{gas}} = 5 \cdot 10^2$ M_⊙ verwendet. Die entsprechende optische Tiefe ist τ_{λ} kleiner als 1 für jede Beobachtungswellenlänge, die für den Anpassungsprozess berücksichtigt wird (siehe Tabelle 6.1). Die dazugehörige Säulendichte von $\overline{N(\text{H}_2)} \approx 7 \cdot 10^{22}$ cm⁻² liegt im typischen Bereich für Molekülwolken von $10^{20} - 10^{24}$ cm⁻² (z. B. [Könyves u. a., 2015](#); [Pokhrel u. a., 2016](#); [Fissel u. a., 2016](#); [Lin u. a., 2017](#); [Santos u. a., 2019](#); [Chuss u. a., 2019](#)). In Tabelle 6.2 ist eine Übersicht über die in dem Referenzmodell verwendeten Modellparameter gegeben.

Tabelle 6.1: Überblick über die Instrumente und entsprechende Beobachtungswellenlängen, die für die **SAM** verwendet werden. Die Unsicherheiten der Flussmessungen sind aus [Chuss u. a. \(2019\)](#) übernommen.

Instrument	Wellenlänge [μm]	Auflösung ["]	Unsicherheit [%]
SOFIA/HAWC+^a	53	5,1	15
Herschel/ PACS^b	70	5,6	20
SOFIA/HAWC+^a	89	7,9	15
Herschel/ PACS^b	100	6,8	20
SOFIA/HAWC+^a	154	14,0	15
Herschel/ PACS^b	160	11,3	20
SOFIA/HAWC+^a	214	18,7	20
Herschel/ SPIRE^c	250	18,1	10
JCMT/SCUBA-2^d	850	14,2	15

Anmerkung: ^a[Harper u. a. 2018](#), ^b[Poglitsch u. a. 2010](#), ^c[Griffin u. a. 2010](#), ^d[Dempsey u. a. 2013](#).

²Entsprechend der Kristallstruktur von Graphit werden seine anisotropen optischen Eigenschaften durch Anwendung der 1/3 – 2/3-Näherung berücksichtigt ([Draine und Lee, 1984](#); [Draine und Malhotra, 1993](#)).

Tabelle 6.2: Referenzmodell. Freie Parameter sind mit dem Symbol „ $\uparrow\downarrow$ “ markiert.

Parameter	Symbol	Wert
Gasdichte	ρ	konstant
Radius	R	70604 au
Gasmasse	M_{gas}	$\uparrow\downarrow$ 500 M _⊕
Staub-zu-Gas Massenverhältnis	$f_{s/g}$	0,01
Staubmodell		Sil-Graph $\uparrow\downarrow$
Minimale Staubkornradius	a_{\min}	5 nm
Maximaler Staubkornradius	a_{\max}	$\uparrow\downarrow$ 250 nm
Exponent der Staubkorngrößenverteilung	α	-3,5
Anzahl der für die Anpassung verwendeten Wellenlängen	n_{λ}	$\uparrow\downarrow$ 9
Distanz	d	388 pc

6.3 Ergebnisse I: Technische Aspekte und Grenzen

Im Folgenden werden intrinsische Probleme der [SAM](#) im Hinblick auf Unsicherheiten bei den Staubeigenschaften und der Auswahl der Beobachtungswellenlängen diskutiert. Die Auswirkungen spezifischer Eigenschaften der Quelle, wie z. B. verschiedene Staubmodelle, unterschiedliche Staubkorngrößen oder optisch dicke Regime, auf die mit der [SAM](#) abgeleiteten physikalischen Größen werden in Abschnitt [6.4](#) diskutiert.

6.3.1 Einfluss der Staubeigenschaften

Das erste allgemeine Problem der [SAM](#) ist die Unsicherheit über die optischen Eigenschaften des Staubs. Wie in Abschnitt [6.1](#) erwähnt, besteht ein üblicher Ansatz zur Umgehung – aber nicht zur Lösung – dieses Problems darin, die Potenzregel (6.1), wie bereits in Abschnitt [6.2.2](#) und Gleichung (6.5) beschrieben, für die Frequenzabhängigkeit der Staubopazität anzunehmen. In früheren Studien wurden häufig Werte von $\kappa_{\nu_0} = 0,1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ und $\nu_0 = 1000 \text{ GHz}$ (entsprechend einer Referenzwellenlänge von $\lambda_0 = 300 \mu\text{m}$) gewählt. Dieser Ansatz und diese spezifischen Werte lassen sich auf [Hildebrand \(1983\)](#) zurückführen, wo sie für den Reflexionsnebel NGC 7023 abgeleitet wurden. Allerdings stellte [Hildebrand \(1983\)](#) folgendes für den Wert von κ_{ν_0} fest: „Value probably good within a factor of 3 or 4 for measured cloud NGC 7023“. In einigen anderen Fällen, z. B. [Hill u. a. \(2009\)](#) oder [Fissel u. a. \(2016\)](#), wurden leicht abweichende Werte angenommen: $\kappa_{\nu_0} = 1,0 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, $\lambda_0 = 1,2 \text{ mm}$ (entsprechend einer Referenzfrequenz von $\nu_0 = 250 \text{ GHz}$). Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass diese Werte zwar weit verbreitet sind, es aber nicht offensichtlich ist, dass sie tatsächlich für verschiedene Objekte anwendbar sind. Alternativ wird in anderen Studien oft Sil-Graph verwendet. Ob diese Staubzusammensetzung jedoch tatsächlich die wirklichen Staubeigenschaften für eine bestimmte Quelle besser widerspiegelt als der Potenzgesetz-Ansatz, ist nicht klar. Wie später gezeigt wird, stellt die Unklarheit über die Staubeigenschaften die größte Unsicherheit bei den mit dieser Methode gewonnenen Ergebnissen dar.

Ein Vergleich zwischen den Staubopazitäten für die beiden verschiedenen Ansätze ist in Abbildung [6.1](#) dargestellt. Die Steigung ist in allen Fällen ähnlich, aber die absoluten

Abweichungen betragen im extremsten Fall etwa eine Größenordnung.

Aufgrund dieser Abweichungen sind auch die Ergebnisse des Anpassungsprozesses unterschiedlich (siehe Abbildung 6.2). Durch den Umstand, dass die Steigung der verschiedenen Staubopazitäten ähnlich ist, zeigen auch die Anpassungsergebnisse für die Säulendichte $N(H_2)$ ähnliche Steigungen, aber die absoluten Werte weisen Abweichungen von bis zu $\sim 80\%$ auf.

Für eine umfassendere Analyse des Einflusses verschiedener Staubmodelle auf die Anpassungsergebnisse siehe Abschnitt 6.4.2. Die in Abbildung 6.2 dargestellten Anpassungsergebnisse zeigen auch, dass die mit der SAM abgeleiteten Werte sehr genau sind, wenn die Staubeigenschaften hinreichend genau eingegrenzt sind. Die sehr geringen Abweichungen am äußeren Rand der Kugel sind auf die Faltung zurückzuführen, da der diskrete äußere Rand durch die Faltung „verschmiert“ wird.

Neben der Säulendichte $N(H_2)$ und der Temperatur T ist auch der Staubemissionsindex β Teil der Anpassungsergebnisse, wenn der Potenzgesetz-Ansatz mit β als freiem Parameter gewählt wird. In diesem Fall wird ein konstanter Staubemissionsindex $\beta = 1,94$ abgeleitet. Ein konstanter Wert für β ist zu erwarten, da die Staubeigenschaften in diesem Modell konstant sind. Sollte eine mögliche Variabilität der Staubeigenschaften entlang einer bestimmten Sichtlinie (z. B. aufgrund des Ausfrierens von Molekülen in den dichtesten Regionen der Molekülwolkenkerne) berücksichtigt werden, wäre β auch räumlich variabel. Allerdings liegt diese zusätzliche Komplexität nicht im Fokus dieser Studie. Eine ausführlichere Diskussion über β findet sich in Abschnitt 6.4.2.

Durch die Tatsache, dass der Potenzgesetz-Ansatz recht hohe Abweichungen aufweist ($\sim 80\%$ für die Säulendichte), und dadurch sich möglicherweise zusätzliche Unsicherheiten in der Methode verborgen könnten, wird sich in den folgenden Abschnitten auf die Auswirkungen ausgewählter Parameter auf die Anpassungsergebnisse für die Betrachtung des idealen Falles konzentriert.

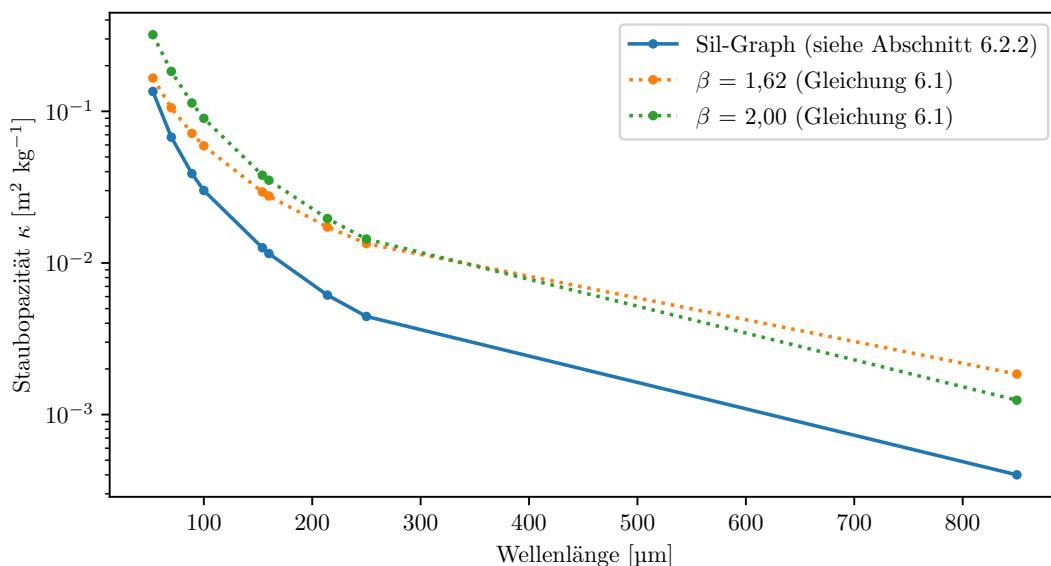


Abbildung 6.1 Wellenlängenabhängige Staubopazität κ_ν für die betrachteten Staubmodelle: Sil-Graph (siehe Abschnitt 6.2.2), Potenzgesetz mit $\beta = 1,62$, Potenzgesetz mit $\beta = 2,0$ (siehe Gleichung 6.1).

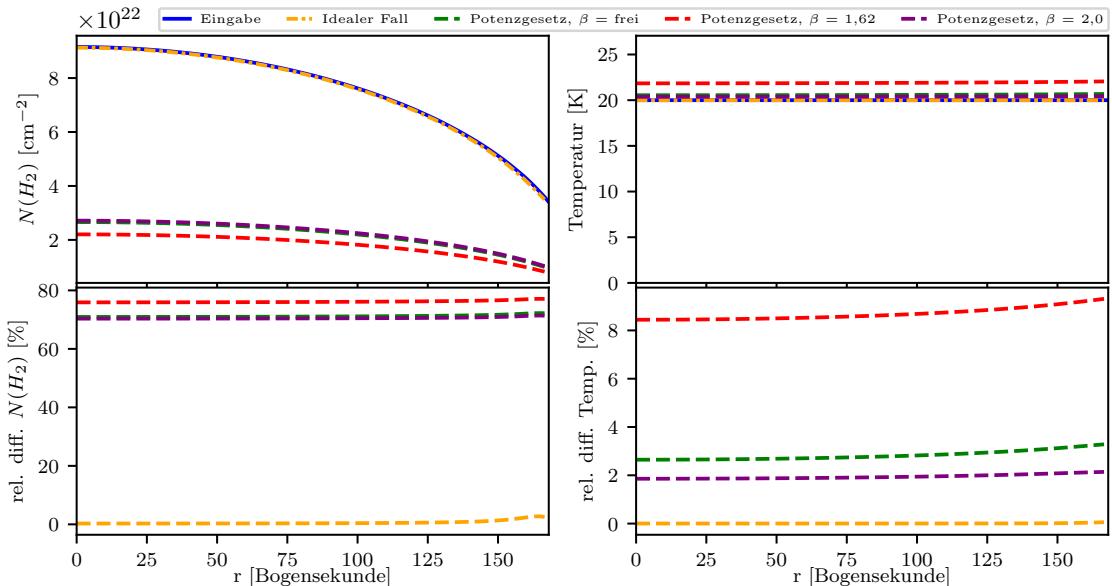


Abbildung 6.2 Ergebnisse des Anpassungsprozesses für vier verschiedene Fälle: Idealer Fall (d.h. bekannte Staubeigenschaften), Potenzgesetz-Ansatz mit $\beta = (1,62; 2)$ und β als Anpassungsparameter (siehe Gleichung 6.1). *Oben:* Radiale Profile von Säulendichte und Temperatur. Die blaue Linie markiert die Eingangs-werte für die Säulendichte bzw. Temperatur. *Unten:* Relative Abweichungen zwischen den Ergebnissen des Anpassungsprozesses und den Eingabewerten für die Säulendichte (links) und Temperatur (rechts).

6.3.2 Auswirkung der unterschiedlichen Beobachtungswellenlängen auf die Anpassungsergebnisse

Oft sind weniger Beobachtungen als bei den angenommenen neun Wellenlängen (Abschnitt 6.2.2) verfügbar. In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen einer nur teilweise vorhandenen Wellenlängenabdeckung auf die abgeleiteten Parameter analysiert. Die folgenden Wellenlängenabdeckungen werden betrachtet: a) alle Wellenlängen, b) nur 53, 89, 154, 214 μm (HAWC+), c) nur 70, 100, 160, 250 μm (Herschel), d) nur die vier kürzesten Wellenlängen (53, 70, 89, 100 μm), e) nur die vier längsten Wellenlängen (160, 214, 250, 850 μm) und f) nur vier Zwischenwellenlängen (100, 154, 160, 214 μm). Die entsprechenden Intensitätskarten werden auf die jeweils niedrigste verfügbare Auflösung in der Beobachtungswellenlängenselektion gefaltet.

In Abbildung 6.3 sind die mit der Anpassungsroutine erzielten Ergebnisse für die verschiedenen Selektionen an Beobachtungswellenlängen dargestellt. Wenn die Staubeigenschaften bekannt sind, zeigen die resultierenden Ergebnisse für Säulendichte und Temperatur für jede Auswahl von Beobachtungswellenlängen Abweichungen von weniger als 5 %. Die Ergebnisse sind ähnlich, mit Ausnahme derer, die für die Auswahl der Beobachtungswellenlängen (53, 70, 89, 100) μm erzielt wurden. Der Grund für die Abweichung bei der Auswahl der kürzesten Beobachtungswellenlängen ist die höhere Auflösung (das räumliche Auflösungselement beträgt 6,8" im Vergleich zu 18,1/18,7" für die anderen Wellenlängen, siehe Tabelle 6.1). Flussmessungen bei beliebigen vier der neun ausgewählten Wellenlängen liefern ausreichend genaue Ergebnisse, sofern die Staubeigenschaften bekannt sind.

Bei Verwendung des Potenzgesetz-Ansatzes (für alle β -Werte) für die Staubeigenschaften sind die Schlussfolgerungen ähnlich: Die Ergebnisse des Anpassungsprozesses für jede

Auswahl von Beobachtungswellenlängen sind vergleichbar mit jenen Ergebnissen, welche auf der Grundlage von Messungen bei allen Wellenlängen erhalten wurden (Abweichungen $< 10\%$; siehe Abbildung 6.4). Während die qualitative Steigung der Säulendichte vergleichbar ist, gibt es immer noch Unterschiede von etwa 10 %. Dieses Verhalten lässt sich dadurch erklären, dass neben der Säulendichte und der Temperatur auch der Staubemissionsindex β ein Anpassungsparameter ist (siehe Tabelle 6.3 für eine Liste der Werte von β und der entsprechenden Abweichung für jede Auswahl von Beobachtungswellenlängen). Während die Wahl der Beobachtungswellenlängen nur geringe Auswirkungen auf die resultierenden Werte der Säulendichte und der Temperatur hat (die Abweichungen zwischen den verschiedenen Auswahlen betragen $< 10\%$), hat sie einen größeren Einfluss auf den Staubemissionsindex. Siehe Abschnitt 6.4.2 für weitere Details hinsichtlich β .

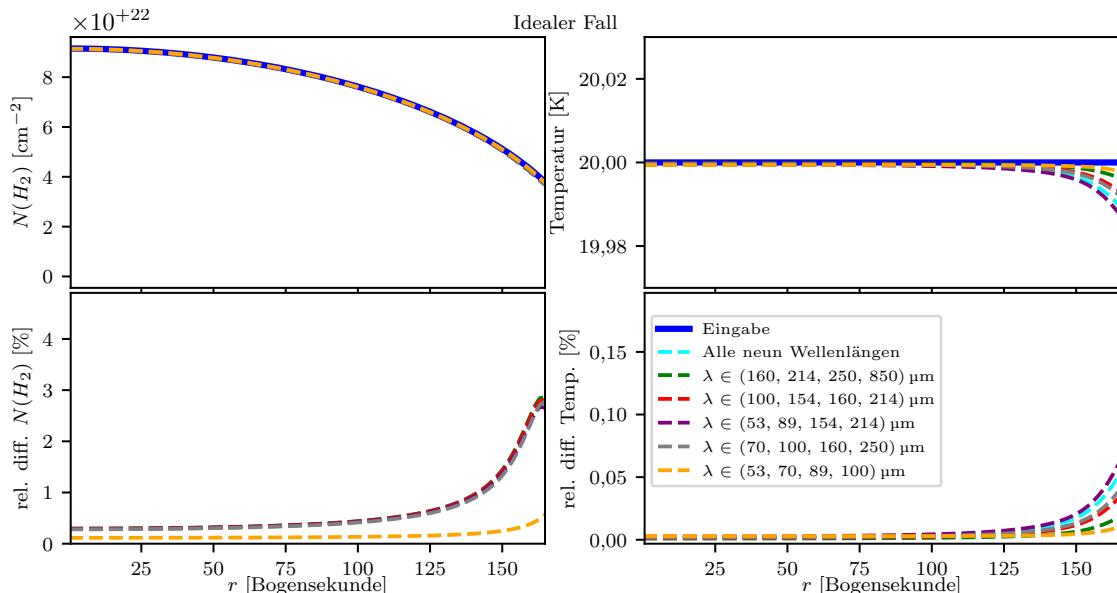


Abbildung 6.3 Ergebnisse des Anpassungsprozesses im idealen Fall für das Referenzmodell bei unterschiedlicher Auswahl von Beobachtungswellenlängen. *Oben:* Radiale Profile der Säulendichte und Temperatur. Die blaue Linie markiert die Eingabewerte für die Säulendichte bzw. Temperatur. *Unten:* Relative Abweichungen zwischen den Ergebnissen des Anpassungsprozesses und den Eingabewerten für Säulendichte (links) und Temperatur (rechts). Die Wahl der Wellenlängenkombination (54, 70, 89, 100) μm führt zu etwas geringeren Abweichungen hinsichtlich der Säulendichte im Vergleich zu den anderen Beobachtungswellenlängen, für die sich sehr ähnliche Abweichungen ergeben.

6.3.3 Relevanz von ALMA-Beobachtungen

Mit dem Ende der Beobachtungen mit dem Herschel Space Observatory (Pilbratt u. a., 2010) im Jahr 2013 und SOFIA (Temi u. a., 2018) im Jahr 2022 steht derzeit kein Observatorium zur Verfügung, welches den 30–250 μm -Wellenlängenbereich³ abdeckt. Aus

³Ballongestützte Experimente wie das Balloon-borne Large Aperture Submillimeter Telescope for Polarimetry (BLASTPol, Galitzki u. a., 2014) und das Polarized Instrument for Long wavelength Observations of the Tenuous interstellar medium (PILOT, Bernard u. a., 2016) ermöglichen eine Beobachtung bei einer Wellenlänge von 250 μm . Allerdings ist die räumliche Auflösung, die mit ihnen erreicht werden kann, deutlich geringer als die der in dieser Studie betrachteten Observatorien.

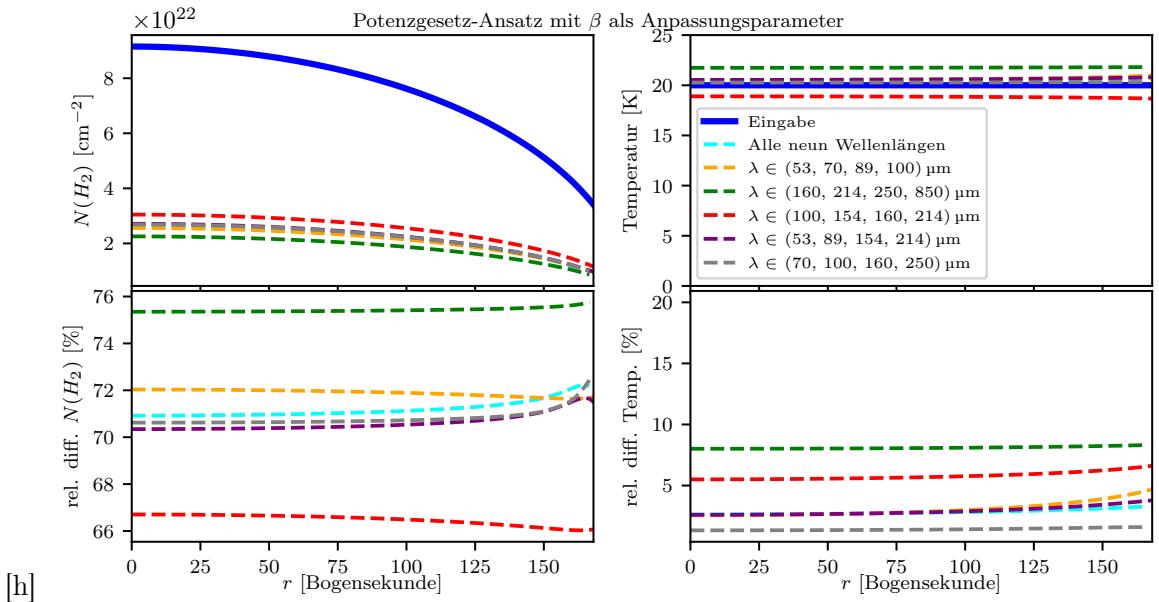


Abbildung 6.4 Wie Abbildung 6.3, jedoch wurde zur Bestimmung der Staubeigenschaften der Potenzgesetz-Ansatz mit β als Anpassungsparameter verwendet.

Tabelle 6.3: Staubemissionsindex β und relative Unterschiede zwischen den Ergebnissen des Anpassungsprozesses und den Eingabewerten für die Säulendichte für verschiedene Beobachtungswellenlängenselektionen.

Beobachtungswellenlängenauswahl	β	rel. Diff. $N(H_2)$ [%]
$(160, 214, 250, 850) \mu m$	1,86	75,5
$(53, 70, 89, 100) \mu m$	1,90	71,9
$(53, 89, 154, 214) \mu m$	1,91	70,6
Alle Beobachtungswellenlängen	1,94	71,2
$(70, 100, 160, 250) \mu m$	2,03	70,8
$(100, 154, 160, 214) \mu m$	2,44	66,6

diesem Grund wird nun das Potential der **SAM** untersucht, wenn Beobachtungen mit dem Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (**ALMA**) berücksichtigt werden. Es werden ideale Beobachtungen bei acht Wellenlängen betrachtet, die im technischen Handbuch von **ALMA**⁴ für Zyklus 9 angegeben sind (siehe Tabelle 6.4). Hinsichtlich der Auflösung werden die Werte für die 7-m-Array-Konfiguration übernommen.

Wie in Abschnitt 6.3.2 wird der Anpassungsprozess mit Messungen bei verschiedenen Kombinationen von Beobachtungswellenlängen durchgeführt: alle acht Wellenlängen, nur die vier kürzesten Wellenlängen (345/460/650/870 μm), nur die vier längsten Wellenlängen (1,3/1,62/2/3 mm) und zwei mittlere Wellenlängenbereiche (650/870/1300/1620 μm ; 460/650/870/1300 μm).

Hier werden die Anpassungsergebnisse unter Verwendung der exakten Staubeigenschaften (idealer Fall) präsentiert. Wie zuvor werden die entsprechenden Intensitätskarten bei jeder

⁴<https://almascience.nrao.edu/documents-and-tools/cycle9/alma-technical-handbook>

Tabelle 6.4: Überblick über die möglichen Beobachtungswellenlängen im Falle des **ALMA**-Zyklus 9 (7-m-Array). Für weitere Informationen siehe technisches Handbuch für **ALMA** Zyklus 9 (Tabelle 7.1; [Cortes u. a., 2021](#)).

Band	Wellenlänge [μm]	Auflösung (7-m) ["]	Unsicherheit [%]
3	3000	12,5	10
4	2000	8,35	10
5	1620	6,77	10
6	1300	5,45	10
7	870	3,63	10
8	650	2,72	10
9	460	1,83	10
10	345	1,44	10

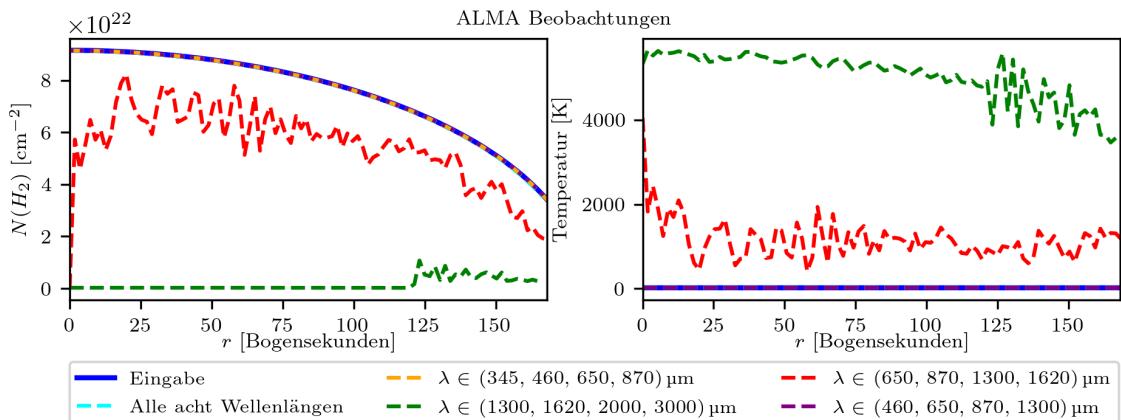


Abbildung 6.5 Ergebnisse des Anpassungsprozesses für die Säulendichte und Temperatur im idealen Fall für das Referenzmodell bei der Verwendung verschiedener Selektionen von **ALMA**-Beobachtungswellenlängen. Mit Ausnahme von (650, 870, 1300, 1620) μm und (1.3, 1.62, 2, 3) mm, liefern alle **ALMA**-Beobachtungswellenlängenkombinationen sehr ähnliche Ergebnisse.

Wellenlängenauswahl auf die niedrigste Auflösung gefaltet (siehe Abbildung 6.5 für das Ergebnis des Anpassungsprozesses unter Verwendung der verschiedenen Beobachtungswellenlängenkombinationen).

Wenn die Beobachtungen entweder bei allen Wellenlängen, bei den vier kürzesten Wellenlängen oder bei 460/650/870/1300 μm berücksichtigt werden, führt der Anpassungsprozess zu hinreichend genauen Ergebnissen. Bei der Berücksichtigung von Beobachtungen bei den vier längsten Wellenlängen und bei der Kombination 650/870/1300/1620 μm weichen die abgeleiteten Werte um mehrere Größenordnungen von den Eingabewerten ab. Die Anpassungsergebnisse zeigen, dass mindestens eine Beobachtungswellenlänge ≤ 460 μm sein muss, um den Ort des Maximums der **SED** für eine sphärische Staubwolke mit einer Temperatur von 20 K einzugrenzen. Wenn Staubverteilungen mit einer höheren Temperatur in Betracht gezogen werden sollten, wären kürzere Beobachtungswellenlängen erforderlich. Beobachtungen im **ALMA**-Band 9 und 10 sind jedoch speziell eine Herausforderung, vor allem wegen der Schwierigkeit ausreichend helle Kalibratoren zu finden und wegen der

geringen atmosphärischen Transmission (Cortes u. a., 2021).

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Anpassungsergebnisse der **SAM** auf der Grundlage von Beobachtungswellenlängen, die das Wellenlängenmaximum der **SED** einschränken können, die Säulendichte und Temperatur angemessen darstellen. Wenn die Auswahl der Beobachtungswellenlängen nur eine schwache Einschränkung ermöglichen, dann sind die Ergebnisse der Anpassung aufgrund der Entartung zwischen Säulendichte und Temperatur unzuverlässig.

6.4 Ergebnisse II: Auswirkungen von Charakteristika der Quelle

Im Folgenden wird der Einfluss der Quellencharakteristika auf die Zuverlässigkeit der **SAM** analysiert.

6.4.1 Einfluss der optischen Tiefe τ

Während die Annahme einer optisch dünnen Emission im betrachteten Wellenlängenbereich für die meisten Molekülwolken gültig ist, kann sie für die dichtesten Regionen und Kerne ihre Gültigkeit verlieren. Daher wird im Folgenden untersucht, inwieweit die **SAM** verlässliche Ergebnisse bei höheren optischen Tiefen liefert, d.h. über den optisch dünnen Fall hinaus, der durch das Referenzmodell repräsentiert wird (siehe Abschnitt 6.2.2). Es werden Gasmassen untersucht, die um mehrere Größenordnungen höher sind als im Referenzmodell, so dass die optische Tiefe bei der längsten Beobachtungswellenlänge $\tau_{850\text{ }\mu\text{m}} \gg 1$ beträgt. In Tabelle 6.5 sind die ausgewählten Gasmassen, die korrelierten maximalen Säulendichten, Werte für die entsprechende maximale optische Tiefe bei der kürzesten (53 μm) und längsten (850 μm) Beobachtungswellenlänge (siehe Tabelle 6.1) sowie die berechneten relativen Abweichungen aufgeführt.

In allen vorgestellten Fällen wird die Temperatur mit Hilfe der **SAM** exakt rekonstruiert. Wenn die Beobachtungen bei Regionen mit höherer optischer Tiefe durchgeführt werden, liefert der Anpassungsprozess unzuverlässige Ergebnisse, die im extremsten Fall bis zu 50 % Abweichung im hier betrachteten Parameterraum betragen (siehe Abbildung 6.6). Insbesondere ab einer optischen Tiefe von $\tau_{850\text{ }\mu\text{m}} > 10$ unterschätzt die Methode die tatsächliche Säulendichte. Durch die Tatsache, dass die entlang der Sichtlinie gemessene optische Tiefe mit zunehmender Entfernung vom Zentrum der Kugel abnimmt, verringert sich die Steigung der Abweichungen ebenfalls mit zunehmender Entfernung vom Zentrum. In der äußersten Region nehmen die Abweichungen zu, da Faltungseffekte am äußeren Rand relevant sind, wie bereits im optisch dünnen Fall gesehen (siehe Abbildung 6.2). Solange die Beobachtungen für Regionen mit einer optischen Tiefe $\tau_{850\text{ }\mu\text{m}} < 5$ durchgeführt werden, liefert die Methode genaue Ergebnisse. Dadurch, dass die Referenzmodell-Molekülwolke unterhalb von Säulendichten von $\sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ optisch dünn ist, d.h. einem Wert, der sich im Falle typischer Molekülwolken an der oberen Grenze hinsichtlich der Säulendichte bewegt, ist die Analyse mit der **SAM** hinreichend begründet. Jenseits dieses Wertes ist die **SAM** wegen der exponentiell ansteigenden Abschwächung der emittierten Strahlung jedoch kaum noch anwendbar.

Dies ist potentiell relevant im Fall der dichtesten Substrukturen von Molekülwolkenkernen oder besonders noch mehr im Fall von eingebetteten protoplanetaren Scheiben. Ein Beispiel ist die filamentäre Molekülwolke OMC-3. Während dieses Objekt bei Ferninfrarotwellenlängen auf großen Skalen optisch dünn ist ($\sim 10^4 \text{ au}$; z. B. Zielinski und Wolf, 2022,

Tabelle 6.5: Überblick über die optischen Tiefen τ_λ bei den kürzesten (53 µm) und längsten (850 µm) Beobachtungswellenlängen, welche für den Anpassungsprozess für verschiedene Gasmassen berücksichtigt werden. Zusätzlich sind Werte für die maximalen Säulendichten und die mittleren Abweichungen für die Säulendichte ($\overline{d_{N(H_2)}}$) im idealen Fall aufgeführt.

M_{gas} [M_\odot]	$N(H_2)_{\text{max}}$ [cm^{-2}]	$\tau_{53 \mu\text{m}}$	$\tau_{850 \mu\text{m}}$	$\overline{d_{N(H_2)}}$ (ideal Fall)
$5 \cdot 10^2$	$9,15 \cdot 10^{22}$	0,6	0,002	0,6 %
$1 \cdot 10^3$	$1,83 \cdot 10^{23}$	1,2	0,003	0,6 %
$1 \cdot 10^4$	$1,83 \cdot 10^{24}$	11,5	0,03	0,7 %
$1 \cdot 10^5$	$1,83 \cdot 10^{25}$	115,0	0,3	0,9 %
$1 \cdot 10^6$	$1,83 \cdot 10^{26}$	1150,4	3,4	2,2 %
$2 \cdot 10^6$	$3,66 \cdot 10^{26}$	2300,8	6,8	6,8 %
$3 \cdot 10^6$	$5,50 \cdot 10^{26}$	3451,2	10,2	21,6 %
$4 \cdot 10^6$	$7,32 \cdot 10^{26}$	4601,6	13,6	36,4 %
$5 \cdot 10^6$	$9,15 \cdot 10^{26}$	5752,0	17,0	47,3 %

siehe Kapitel 4), berichtet Liu u. a. (2021a), dass die innerste Region auf einer Skala von $\sim 10^2$ au um OMC-3-MMS6, welche mit ALMA beobachtet wurde, bereits bei 1,2 mm optisch dick ist.

6.4.2 Einfluss der verschiedenen Staubmodelle auf die Anpassungsergebnisse

Die SAM wird häufig zur Untersuchung (potentiell) sternbildender Molekülwolken oder Filamente verwendet. Vor der späteren Entwicklung der Staubphase in protoplanetaren Scheiben zu Planetenkernen und terrestrischen Planeten weisen Beobachtungen auf ein Wachstum der Staubkörner bis $\leq 10 \mu\text{m}$ bereits in Klasse-0-Hüllen⁵ hin (z. B. Valdivia u. a., 2019; Hull u. a., 2020; Le Gouellec u. a., 2020).

Im Folgenden wird daher der Einfluss unterschiedlicher Staubkorngrößen und Staubzusammensetzungen auf die mit der SAM abgeleiteten Ergebnisse analysiert, wobei sich auf den idealen Fall und den Potenzgesetzansatz für die Staubeigenschaften mit β als Anpassungsparameter konzentriert wird. Betrachtet werden verschiedene maximale Staubkorngrößen $a_{\text{max}} \in (0,25; 1; 10; 20; 30; 50) \mu\text{m}$ und verschiedene chemische Zusammensetzungen (Sil-Graph, reines Astrosilikat, reines Graphit).

Die Ergebnisse für den idealen Fall sind in Tabelle 6.6 zusammengestellt, während die Ergebnisse mittels des Potenzgesetz-Ansatz für die Staubeigenschaften mit β als Anpassungsparameter in Tabelle 6.7 aufgeführt sind. In Abbildung 6.7 sind die SAM-Ergebnisse für das Referenzmodell und Sil-Graph für verschiedene Staubkorngrößen dargestellt. Die relativen Abweichungen der abgeleiteten Temperatur und Säulendichte sind kleiner als 5 % respektive 10 %. Interessanterweise wird die Säulendichte in Abhängigkeit der maximalen Staubkorngröße unter- oder überschätzt. Diese Abweichung kann auf die angenommene Vereinfachung zurückgeführt werden, dass die wellenlängenabhängige Opazität κ_ν nicht

⁵ Junge stellare Objekte können mittels des Spektralindex hinsichtlich ihrer Entwicklung charakterisiert werden (Lada und Wilking, 1984; Lada, 1999; Andre u. a., 1993). Klasse-0 beschreibt hierbei die jüngsten Objekte.

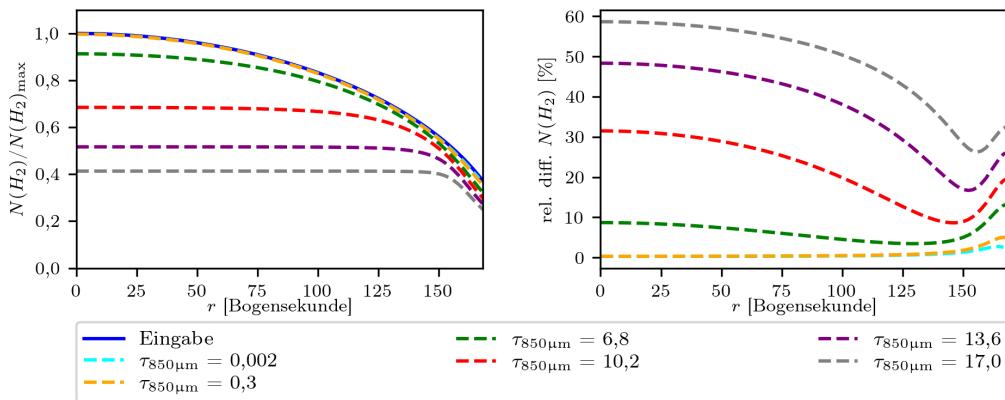


Abbildung 6.6 Überblick über die Anpassungsergebnisse im Idealfall für höhere optische Tiefe. Die hier angegebenen Werte für die optische Tiefe stellen die Maximalwerte bei 850 µm dar, d.h. im Kern der Kugel. *Links:* Radiale Profile der Säulendichte. Dadurch, dass die Säulendichte mehrere Größenordnungen umfasst, sind die Profile auf den jeweiligen maximalen Eingangswert normiert. Die durchgezogenen Linien markieren die Eingabewerte und die gestrichelten Linien die abgeleiteten Werte für die Säulendichte. *Rechts:* Relative Abweichungen zwischen den Ergebnissen des Anpassungsprozesses und den Eingabewerten.

von der Staubkorngröße abhängt. Für das Referenzmodell, in welchem Staubkorngrößen von 5 nm bis 250 nm betrachtet werden, d.h. deutlich unterhalb der betrachteten Beobachtungswellenlängen, hat diese Annahme keinen Einfluss auf die Ergebnisse der **SAM**. Für deutlich größere Staubkörner werden die Emissionseigenschaften der breiteren Staubkorngrößenverteilung in diesem Ansatz jedoch nicht hinreichend genau dargestellt. Für verschiedene chemische Zusammensetzungen des Staubes finden sich ähnliche relative Abweichungen für die abgeleitete Temperatur und Säulendichte. Für Graphit liefert die **SAM** geringfügig höhere Abweichungen für T und $N(H_2)$ als im Fall von Sil-Graph und Silikat.

In Abbildung 6.8 sind die Anpassungsergebnisse für das Referenzmodell unter Verwendung eines Potenzgesetz-Ansatzes für die Staubeigenschaften mit β als Anpassungsparameter gezeigt. Die relativen Abweichungen in Bezug auf die Temperatur betragen bis zu 10 % und die relativen Abweichungen in Bezug auf die Säulendichte bis zu 70 %. Je nach Staubkorngröße und -zusammensetzung wird die Säulendichte deutlich unter- oder überbestimmt, zwischen +50 % und -70 %. Die **SAM**-Ergebnisse unter Berücksichtigung verschiedener Potenzgesetz-Ansätze für die Staubeigenschaften ($\beta = 1,62; 2$) sind qualitativ ähnlich zu dem hier gezeigten Fall mit β als Anpassungsparameter.

Diese Ergebnisse unterstreichen, dass Unsicherheiten hinsichtlich der Staubeigenschaften das größte Defizit der **SAM** darstellen. In den meisten Studien, in denen diese Methode verwendet wird, wird das gleiche Staubmodell angenommen (siehe Abschnitt 6.2.2). Dieser Ansatz bietet zwar eine Grundlage für den Vergleich der in den einzelnen Studien erzielten Ergebnisse, doch ist es höchst unsicher, ob dieser Ansatz angesichts der Bandbreite an physikalischen Eigenschaften der verschiedenen Arten von astrophysikalischen Objekten tatsächlich gerechtfertigt ist.

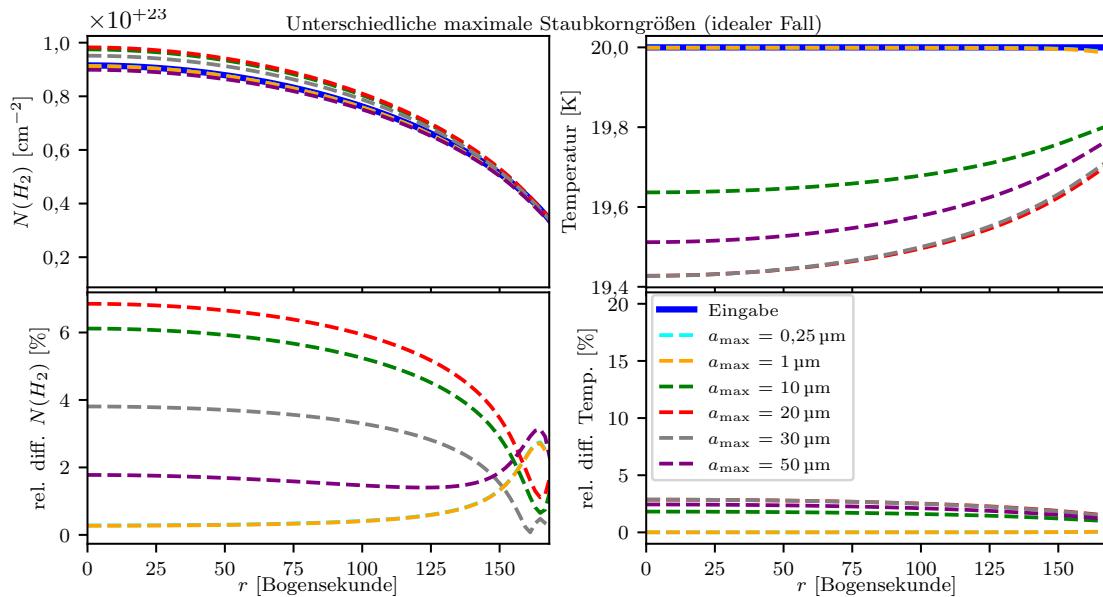


Abbildung 6.7 Ergebnisse des Anpassungsprozesses im idealen Fall für das Referenzmodell bei Berücksichtigung verschiedener maximaler Staubkorngrößen. *Oben:* Radiale Profile der Säulendichte und Temperatur. Die blaue Linie markiert die Eingangswerte für die Säulendichte bzw. Temperatur. *Unten:* Relative Abweichungen zwischen den Ergebnissen des Anpassungsprozesses und den Eingabewerten für Säulendichte (links) und Temperatur (rechts). Betrachtet man $a_{\max} = 0,25 \mu\text{m}$ und $a_{\max} = 1 \mu\text{m}$ sind die Ergebnisse für Säulendichte und Temperatur sehr ähnlich.

Betrachtung des Staubemissionsindex β

Im Falle des Potenzgesetz-Ansatzes mit β als Anpassungsparameter wird neben der Säulendichte und der Temperatur (siehe z. B. Abbildung 6.2) auch der Staubemissionsindex β abgeleitet. Wenn die Staubeigenschaften bekannt sind (idealer Fall), kann der Staubemissionsindex nicht mit der **SAM** bestimmt werden, da Gleichung (6.1) nicht verwendet wird. Allerdings kann β aus der Steigung der **SED**⁶ bestimmt werden (z. B. Friesen u. a., 2005):

$$\gamma = \frac{\log(S_2/S_1)}{\log(\nu_2/\nu_1)} = \beta_{\text{SED}} + \alpha. \quad (6.6)$$

Im Falle der Rayleigh-Jeans-Approximation (Rayleigh, 1900; Jeans, 1905) ist $\alpha = 2$ und damit $\beta_{\text{SED}} = \gamma - 2$. Für die Anwendung der Rayleigh-Jeans-Approximation muss $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$ gelten. Aufgrund der Wahl an Beobachtungswellenlängen (siehe Tabelle 6.1) kann diese Näherung nicht angewendet werden, da $T \gg 58 \text{ K}$ für $\lambda = 250 \mu\text{m}$ und $T \gg 17 \text{ K}$ für $\lambda = 850 \mu\text{m}$ erfüllt sein müssten. Diese Einschränkung steht im Widerspruch zu der im Referenzmodell angenommenen konstanten Staubtemperatur von 20 K. Daher wird β_{SED} auf der Grundlage zusätzlicher simulierter Messungen bei $\lambda = 1000 \mu\text{m}$ und $\lambda = 2000 \mu\text{m}$ ⁷ abgeleitet, für die $T \gg 14 \text{ K}$ bzw. $T \gg 7 \text{ K}$ erfüllt sind.

Während für das interstellare Medium ein Staubemissionsindex von $\beta \leq 2$ gefunden

⁶Im Folgenden wird mit β_{SED} der Staubemissionsindex bezeichnet, der auf der Grundlage der **SED** berechnet wird, und mit β_{SAM} jener, der aus der **SAM** resultiert.

⁷Es sei darauf hingewiesen, dass diese Wellenlängen nur für die Berechnung von β_{SED} und nicht für den Anpassungsprozess selbst verwendet werden.

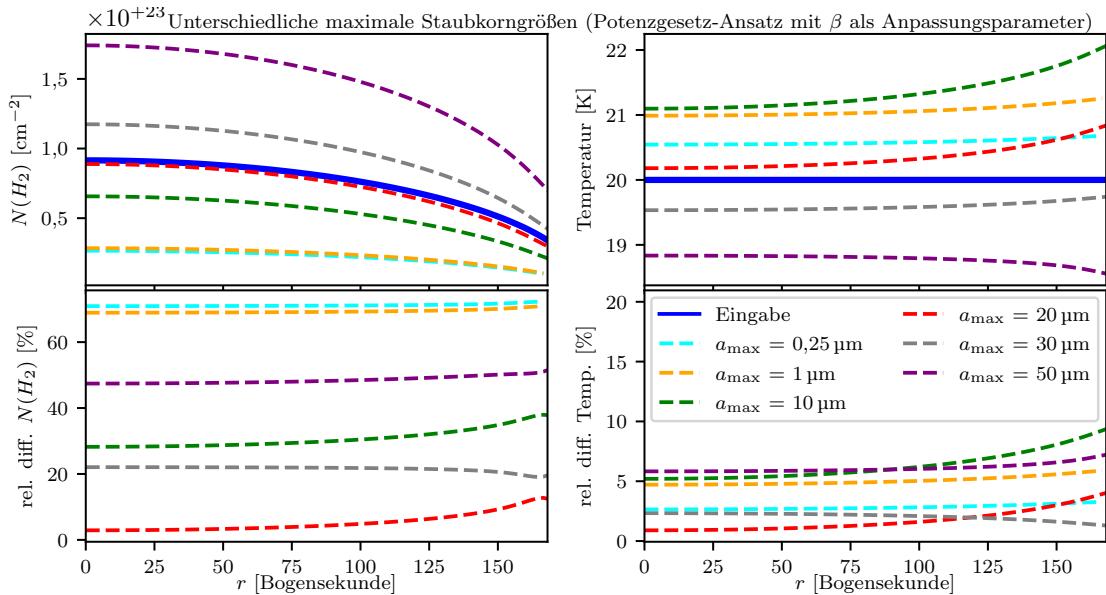


Abbildung 6.8 Wie Abbildung 6.7, jedoch wurde zur Bestimmung der Staubeigenschaften der Potenzgesetz-Ansatz mit β als Anpassungsparameter verwendet. Betrachtet man $a_{\max} = 0,25 \mu\text{m}$ und $a_{\max} = 1 \mu\text{m}$ sind die Ergebnisse für die Säulendichte sehr ähnlich.

Tabelle 6.6: Übersicht der relativen Abweichungen für Säulendichte und Temperatur im idealen (id.) Fall für verschiedene maximale Staubkorngrößen und chemische Zusammensetzungen. Positive (negative) Werte zeigen an, dass die betrachtete Größe ($N(\text{H}_2)$, T) mittels der SAM überschätzt (unterschätzt) wurde.

a_{\max} [μm]	$\overline{d_{N(\text{H}_2),\text{id.}}}$ [%]	$\overline{d_{N(\text{H}_2),\text{id.}}}$ [%]	$\overline{d_{N(\text{H}_2),\text{id.}}}$ [%]	$\overline{d_{T,\text{id.}}}$ [%]	$\overline{d_{T,\text{id.}}}$ [%]	$\overline{d_{T,\text{id.}}}$ [%]
	Silikat	Graphit	Sil-Graph	Silikat	Graphit	Sil-Graph
0,25	-0,6	-0,6	-0,6	0,0	0,0	0,0
1	-0,6	-0,6	-0,6	0,0	0,0	0,0
10	+3,5	+7,0	+4,9	-1,2	-2,2	-1,6
20	+3,9	+8,3	+5,6	-1,8	-3,5	-2,5
30	+1,6	+5,3	+3,0	-1,8	-3,5	-2,5
50	-2,8	+0,4	-1,7	-1,4	-2,4	-3,1

wird (Planck Collaboration u. a., 2011), werden für Sternentstehungsgebiete ($\beta \approx 2-1,5$; z. B. Shirley u. a., 2005; Beuther u. a., 2007; Sadavoy u. a., 2013) und protoplanetare Scheiben ($\beta < 1$; z. B. Isella u. a., 2010; Tripathi u. a., 2018; Galametz u. a., 2019) niedrigere Werte abgeleitet. Angesichts des Zusammenhangs zwischen der wellenlängenabhängigen Absorption und damit der Emissionseffizienz und der Staubkorngröße zeigen hohe β -Werte die Dominanz kleiner Staubkörner an, während kleine β -Werte auf einen Beitrag größerer Staubkörner zur Nettoemission im Ferninfrarot- bis Millimeter-Wellenlängenbereich hinweisen (z. B. Natta und Testi, 2004; Draine, 2006). In diesem Abschnitt werden größere Staubkörner betrachtet, um die Konsistenz dieser beiden unterschiedlichen Methoden zur Ableitung von β zu bewerten.

Tabelle 6.7: Wie Tabelle 6.6, jedoch wurde zur Bestimmung der Staubeigenschaften der Potenzgesetz-Ansatz mit β als Anpassungsparameter (β_f) verwendet.

a_{\max} [μm]	$\bar{d}_{N(H_2), \beta_f}$ [%]	$\bar{d}_{N(H_2), \beta_f}$ [%]	$\bar{d}_{N(H_2), \beta_f}$ [%]	\bar{d}_{T, β_f} [%]	\bar{d}_{T, β_f} [%]	\bar{d}_{T, β_f} [%]
	Silikat	Graphit	Sil-Graph	Silikat	Graphit	Sil-Graph
0,25	-68,6	-74,9	-71,2	+1,6	+4,4	+2,8
1	-68,7	-69,3	-69,3	+1,7	+8,8	+5,0
10	-68,9	+31,2	-30,8	+3,9	+2,9	+6,3
20	-54,3	+46,9	-5,3	-2,4	-1,0	+1,7
30	-24,9	+49,2	+21,6	-5,9	-1,2	-2,1
50	+29,0	+33,1	+47,5	-10,0	-0,8	-6,1

In Abbildung 6.9 ist der Staubemissionsindex β – abgeleitet mit den beiden oben genannten Methoden – als Funktion der maximalen Staubkorngröße a_{\max} aufgetragen. Das mit der SAM erhaltene Ergebnis (β_{SAM} , Gleichung 6.1) ist mit „Potenzgesetz“ gekennzeichnet, während das Ergebnis unter Verwendung der Steigung der SED im Rayleigh-Jeans-Regime (β_{SED} , Gleichung 6.6) mit „SED“ gekennzeichnet ist. In Bezug auf das „Potenzgesetz“ unterscheidet man zwei Fälle: Ergebnisse für das Referenzmodell (siehe Tabelle 6.1) und Ergebnisse, die auf den längsten möglichen Beobachtungswellenlängen basieren, welche die Hilfsbeobachtungswellenlängen $\lambda = 1000 \mu\text{m}$ und $\lambda = 2000 \mu\text{m}$ enthalten.

Abgesehen von einem geringen Anstieg ($< 1\%$) bei Staubkorngrößen zwischen 1 und $2 \mu\text{m}$ ist der Staubemissionsindex β_{SED} eine streng monoton fallende Funktion der Staubkorngröße. Für kleine Staubkörner⁸ ($a_{\max} \leq 7 \mu\text{m}$) nimmt β_{SAM} ebenfalls mit zunehmender maximaler Staubkorngröße ab. Dieser Befund unterstützt die Annahme, dass β als Indikator für die Staubgröße dienen kann und somit Einschränkungen für den Prozess des Staubkornwachstums abgeleitet werden können. Allerdings nimmt β_{SAM} für größere Staubkörner ($a_{\max} \geq 10 \mu\text{m}$) deutlich zu, wodurch die Annahme verworfen werden muss. Betrachtet man den Staubemissionsindex, welcher auf der Grundlage längerer Beobachtungswellenlängen abgeleitet wurde, zeigt $\beta_{\text{SAM},(460,850,1000,2000 \mu\text{m})}$, ein ähnliches Verhalten wie β_{SED} : Abgesehen von einem Anstieg zwischen $0,25$ und $2 \mu\text{m}$ ist $\beta_{\text{SAM},(460,850,1000,2000 \mu\text{m})}$ eine monoton fallende Funktion der Staubkorngröße⁹.

Die festgestellte qualitative Diskrepanz zwischen den mit den verschiedenen Methoden abgeleiteten Werten von β weist auf ein grundsätzliches Problem bezüglich β_{SAM} hin: Einerseits sollten die Beobachtungswellenlängen ausreichend lang sein, um die Rayleigh-Jeans-Näherung zu erfüllen, sodass β_{SAM} als Indikator für potentielles Staubkornwachstum dienen kann. Andererseits muss jedoch mindestens eine kurze Wellenlänge ($\leq 460 \mu\text{m}$, siehe Abschnitt 6.3.3) Teil der Beobachtungswellenlängenauswahl sein, um den Ort des Maximums der SED zu bestimmen, damit $N(H_2)$, T und β über die SAM korrekt abgeleitet werden können.

Im Gegensatz zu β_{SED} ist die mit der SAM abgeleitete Größe β_{SAM} nicht geeignet, um

⁸Es sei darauf hingewiesen, dass im ISM bzw. Molekülwolken im Allgemeinen Staubkörner von weniger als einem Mikrometer Größe erwartet werden (z. B. Mathis u. a., 1977). In diesem Zusammenhang wird die Bezeichnung „kleine“ respektive „größere“ Staubkörner verwendet, um auf den hier gewählten Staubkornradius von $0,25 \mu\text{m}$ – $50 \mu\text{m}$ zu verweisen.

⁹Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass dies nicht bedeutet, dass β generell mit weniger Beobachtungswellenlängen abgeleitet werden sollte (siehe Abschnitt 6.4.2), sondern dass der Bereich der gewählten Beobachtungswellenlängen relevant ist.

Aussagen über die Staubkorngröße zu treffen.

Ausgewählte frühere Studien weisen auf eine mögliche Korrelation zwischen der Staubtemperatur T und dem Staubemissionsindex β hin (z. B. Dupac u. a., 2001; 2003; Chuss u. a., 2019). Eine Analyse dieses Zusammenhangs liegt jedoch nicht im Rahmen dieser Studie (aufgrund der Annahme einer konstanten Staubtemperatur T und einheitlicher Staubeigenschaften, d.h. konstantem β in dem Referenzmodell) und es wird stattdessen auf Shetty u. a. (2009a), Shetty u. a. (2009b) und Anderson u. a. (2012) für eine ausführlichere Diskussion zu diesem Thema verwiesen.

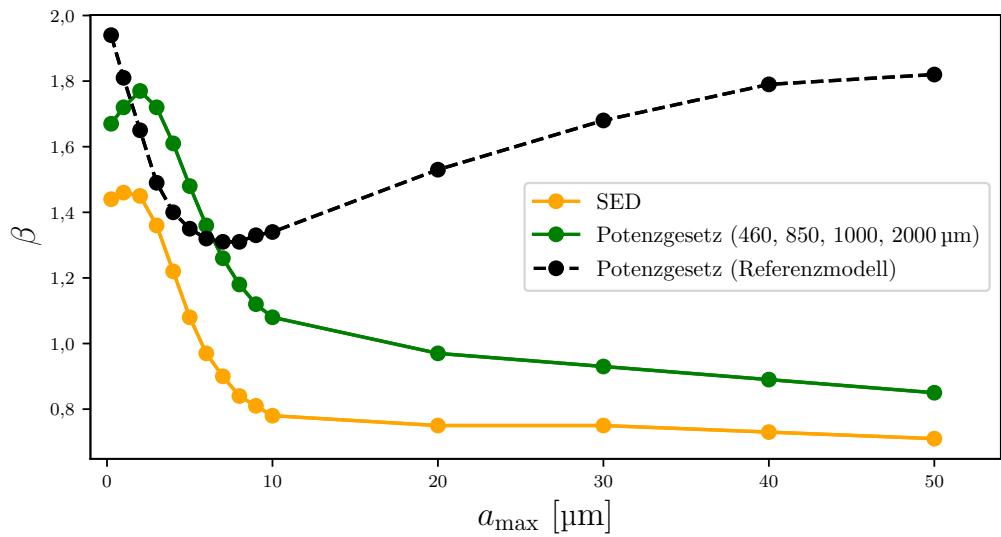


Abbildung 6.9 Staubemissionsindex β in Abhängigkeit von der maximalen Staubkorngröße a_{\max} . Potenzgesetz: β_{SAM} wird aus Gleichung (6.1) abgeleitet; SED: β_{SED} wird aus Gleichung (6.6) bestimmt.

Ableitung der optischen Tiefe τ

Die in Abschnitt 6.4.2 dargestellten Ergebnisse zeigen, dass die Unsicherheiten bezüglich der Staubeigenschaften die größte Schwäche der **SAM** darstellen. Daher wird an dieser Stelle vorgeschlagen, zunächst die optische Tiefe τ abzuleiten und in einem zweiten Schritt die Säulendichte in Kombination mit einem geeigneten Staubmodell zu ermitteln. Wenn für das spezifische zu untersuchende Objekt keine Einschränkungen hinsichtlich der Staubeigenschaften verfügbar sind, erscheint eine Betrachtung verschiedener Staubmodelle (z. B. Mathis u. a., 1977; Draine und Lee, 1984; Weingartner und Draine, 2001; Draine und Fraisse, 2009; Köhler u. a., 2015; Draine und Hensley, 2021) und ihrer Auswirkungen auf die abgeleiteten Werte von $N(\text{H}_2)$ und T zwingend erforderlich. Ohne ein spezifisches Staubmodell zu verwenden – abgesehen von der Frequenzabhängigkeit – können immer noch Einschränkungen für das zu untersuchende Objekt erhalten werden, d.h. für die optische Tiefe τ , die Temperatur T und den Staubemissionsindex β . Im Folgenden werden die mit der **SAM** erhaltenen Ergebnisse in Bezug auf die optische Tiefe τ vorgestellt. Die spezifische Anpassungsgleichung lautet in diesem Fall

$$I_{\nu} = \left(1 - \exp\left(-\epsilon (\nu/\nu_0)^{\beta}\right)\right) \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \quad (6.7)$$

Die Anpassungsparameter sind hier ϵ , β und T . Die optische Tiefe bei den jeweiligen Beobachtungswellenlängen wird dann über Gleichung (6.3) berechnet. Die Ergebnisse für die optische Tiefe bei allen neun betrachteten Beobachtungswellenlängen (siehe Tabelle 6.1) sind in Abbildung 6.10 dargestellt.

Im Falle des Potenzgesetz-Ansatzes mit β als Anpassungsparameter nehmen die relativen Unterschiede für τ mit zunehmender Wellenlänge ab, von $\sim 30\text{--}35\%$ ($53\mu\text{m}$) bis $<5\%$ ($850\mu\text{m}$). Bei Beobachtungen bei langen Wellenlängen ($>154\mu\text{m}$) liefert die SAM genaue Ergebnisse für die optische Tiefe (relative Abweichung $< 10\%$), wobei die Steigung in allen Fällen korrekt abgeleitet wird. Das Gleiche gilt für $\beta = 2$. Im Fall von $\beta = 1,62$ sind die Abweichungen höher ($70\% - <10\%$). Betrachtet man andere Staubzusammensetzungen (reines Astrosilikat und reines Graphit), so sind die Anpassungsergebnisse (für $\beta = 2$ und β als Anpassungsparameter) vergleichbar: Im Fall von Astrosilikat sind die Abweichungen etwas geringer ($25\% - <5\%$) und im Fall von Graphit etwas höher ($50\% - 5\%$). Es wird davon ausgegangen, dass diese Abweichungen durch den Ansatz zur Anpassung von ϵ verursacht werden, was zu größeren Unsicherheiten bei kürzeren Wellenlängen führt. Die Temperatur wird in allen Fällen korrekt abgeleitet, mit relativen Abweichungen $< 10\%$. Durch den Umstand, dass die Wahl des Wertes für ϵ auf die Wahl der Referenzopazität $\kappa_{\nu,0}$ und der entsprechenden Frequenz ν_0 zurückgeführt werden kann, wurde die SAM für Werte von $\nu_0 \in (100, 10^6)$ GHz getestet und die gleichen Ergebnisse resultierten. Solange die Referenzfrequenz ν_0 in etwa in der gleichen Größenordnung liegt wie die Beobachtungsfrequenzen (siehe Tabelle 6.1), ändern sich die Ergebnisse nicht. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die SAM zuverlässige Abschätzungen der optischen Tiefe und Temperatur liefert, unabhängig von dem angenommenen Staubkornmodell (mit Ausnahme der Frequenzabhängigkeit), insbesondere bei Messungen bei längeren Wellenlängen.

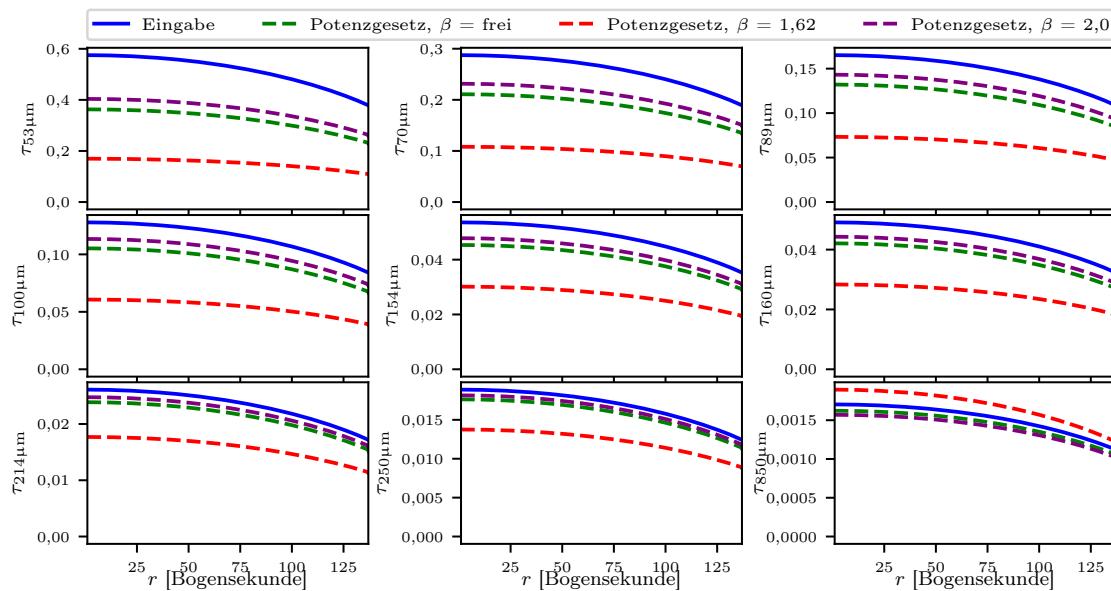


Abbildung 6.10 Ergebnisse des Anpassungsprozesses in Bezug auf die optische Tiefe τ_λ als Funktion des Abstands zum Zentrum im Fall des Referenzmodells. Die Ergebnisse sind für den Potenzgesetz-Ansatz mit $\beta = (1,62; 2,0)$ und β als Anpassungsparameter dargestellt. Bei der Betrachtung des Potenzgesetz-Ansatzes mit $\beta = 2$ und β als Anpassungsparameter sind die Ergebnisse ähnlich, insbesondere bei längeren Wellenlängen.

6.4.3 Betrachtung von eingebetteten Heizquellen

Die [SAM](#) wird häufig für Objekte verwendet, in denen sich bereits Protosterne gebildet haben. Diese stellaren Quellen heizen den umgebenden Staub auf, wodurch die Annahme einer konstanten Temperatur nicht mehr gültig ist. In früheren Studien wurde die [SAM](#) zur Bestimmung von Staubtemperaturen im Bereich von $\sim 20\text{--}100\text{ K}$ verwendet ([Fissel u. a., 2016](#); [Chuss u. a., 2019](#); [Santos u. a., 2019](#)). Im Folgenden werden daher die Auswirkungen einer nicht konstanten Temperaturverteilung auf die Anpassungsergebnisse untersucht.

Lineare Temperaturverteilung

Zunächst wird der Fall einer linearen Temperaturverteilung betrachtet, bei der die Temperatur von 100 K im Zentrum auf 20 K am äußeren Rand des Modellraums abnimmt. Die mit der [SAM](#) erzielten Ergebnisse sind in Abbildung 6.11 für alle in Abschnitt 6.1 beschriebenen Fälle dargestellt, d.h. für den idealen Fall, den Potenzgesetz-Ansatz mit $\beta \in (2; 1,62)$ und β als Anpassungsparameter.

Die in Abbildung 6.11 dargestellte Eingangstemperatur stellt die radiale Temperaturverteilung dar. Entlang der Sichtlinie ergibt sich die „effektive“ Temperatur aus der Überlagerung der Strahlung aus Regionen mit unterschiedlichen lokalen Temperaturen. Folglich kann die Temperaturverteilung entlang der Sichtlinie nicht abgeleitet werden, so dass ein direkter Vergleich mit der aus der [SAM](#) resultierenden Temperatur nicht möglich ist. Daher kann die [SAM](#) nur zur Bestimmung einer ungefähren Temperaturverteilung verwendet werden, um möglicherweise eingebettete Quellen zu lokalisieren. Dies ist möglich, weil bei den Objekten, für welche die [SAM](#) angewendet wird, Regionen mit höherer Temperatur in der Regel auch dichter sind, d.h. ihr relativer Beitrag zum Nettofluss/[SED](#) entlang der Sichtlinie ist höher als der der umgebenden, kälteren Umgebung (siehe Abbildung 6.11). Die Säulendichte wird mit einer Abweichung von $\leq 20\%$ im idealen Fall abgeleitet. Die Unsicherheit bezüglich der Staubeigenschaften (siehe Abschnitt 6.3.1 und 6.4.2) ist jedoch vermutlich deutlich größer. Die Temperatursteigung wird adäquat abgeleitet.

Alle Potenzgesetz-Ansätze für die Staubeigenschaften ergeben ähnliche Abweichungen (bis zu 90% für die Säulendichte).

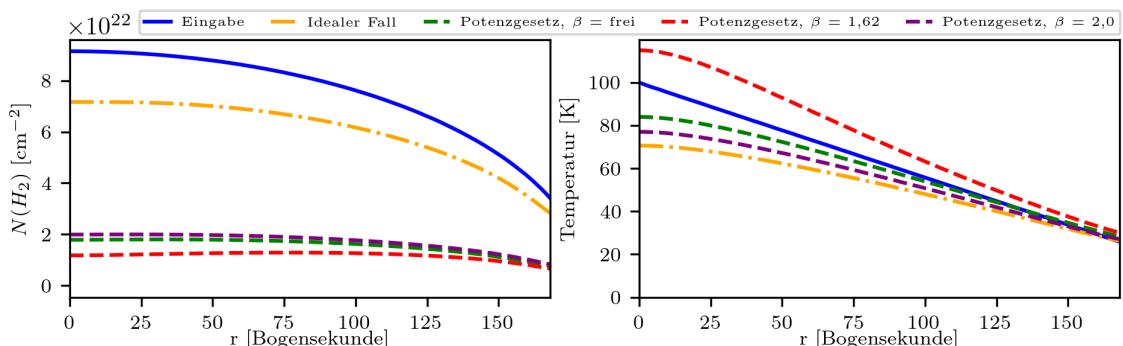


Abbildung 6.11 Ergebnisse des Anpassungsprozesses im Fall des Referenzmodells, aber mit einer Temperatur, welche linear von 100 K (im Zentrum) auf 20 K (am äußeren Rand) abnimmt. Die blaue Linie markiert die Eingangswerte für die Säulendichte bzw. die sphärische Temperaturverteilung. Bei Berücksichtigung des Potenzgesetz-Ansatzes mit $\beta = 2$ und β als Anpassungsparameter sind die Ergebnisse für die Säulendichte ähnlich.

Exponentielle Temperaturverteilung

Zweitens wird eine exponentiell abnehmende Temperaturverteilung von 100 K (im Zentrum) bis 20 K (am äußersten Rand; siehe Abbildung 6.12) betrachtet. Die qualitativen Ergebnisse sind ähnlich wie bei der Betrachtung einer linear abnehmenden Temperaturverteilung. Auch hier können Regionen mit unterschiedlichen Temperaturen voneinander unterschieden werden. Die Säulendichte wird mit einer maximalen Abweichung von 30 % abgeleitet, welche mit der Entfernung vom Zentrum abnimmt (<5 % in den äußersten Regionen). Unter Verwendung des Potenzgesetz-Ansatzes für die Staubeigenschaften beträgt die Abweichung der abgeleiteten Säulendichte $\leq 80\%$ für alle Fälle.

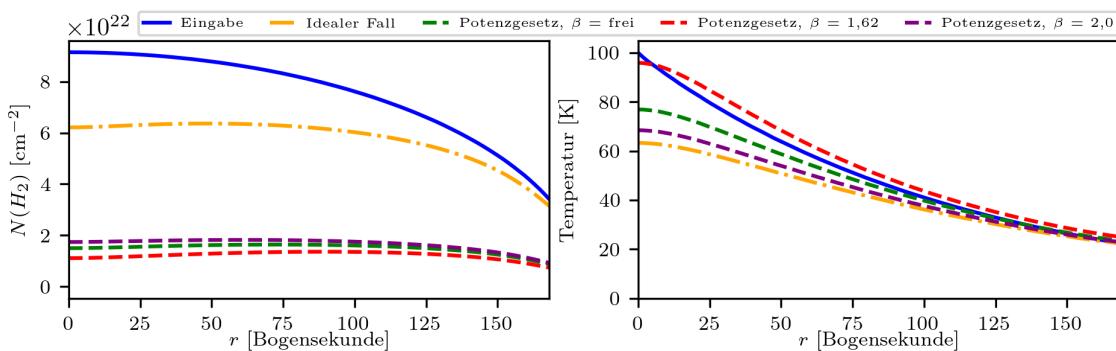


Abbildung 6.12 Wie Abbildung 6.11, jedoch mit exponentiell abnehmender Temperatur von 100 K (im Zentrum) auf 20 K (am äußersten Rand). Bei Berücksichtigung des Potenzgesetz-Ansatzes mit $\beta = 2$ und β als Anpassungsparameter sind die Ergebnisse für die Säulendichte ähnlich.

6.5 Schlussfolgerungen

Um Informationen über die Säulendichte, die Temperatur und den Staubemissionsindex von Molekülwolken und Filamenten zu erhalten, wird üblicherweise die modifizierte Schwarzkörperanpassungsmethode im Ferninfrarot- bis Submillimeter/Millimeter-Wellenlängenbereich angewendet. Diese Methode beruht jedoch auf mehreren Annahmen. In dieser Studie wurden die aus diesen Annahmen resultierenden grundlegenden Limitierungen dieser Methode überprüft und ihre Auswirkungen auf die abgeleiteten Größen bewertet. Die folgenden wesentlichen Schlussfolgerungen können gezogen werden:

1. Die bei weitem größte Unsicherheit ergibt sich aus den unbekannten oder unzureichend eingeschränkten optischen Eigenschaften des Staubes. In vielen Fällen werden Staubopazitäten angenommen, welche von [Hildebrand \(1983\)](#) auf der Grundlage der Analyse von Beobachtungen eines bestimmten Reflexionsnebels festgelegt wurden. Es ist nicht offensichtlich, dass eine allgemeine Anwendung dieser Opazität für die verschiedenen Objekte und Regionen innerhalb eines bestimmten Objekts (die durch unterschiedliche physikalische Bedingungen gekennzeichnet sind) geeignet ist. Es wird daher vorgeschlagen, zunächst die optische Tiefe τ und anschließend die Säulendichte mit Hilfe eines geeigneten Staubmodells abzuleiten. Es lässt sich feststellen, dass die optische Tiefe mit hoher Genauigkeit abgeleitet werden kann, insbesondere bei längeren Wellenlängen. Wenn die Staubeigenschaften bekannt sind, liefert die [SAM](#) sehr genaue Ergebnisse für die Säulendichte und Temperatur.

2. Messungen bei vier Wellenlängen sind ausreichend, um genaue Ergebnisse zu erhalten, solange die Wellenlängen innerhalb von $\lambda \in (53, 70, 89, 100, 154, 160, 214, 250, 850) \mu\text{m}$ liegen ([SOFIA/HAWC+](#), [Herschel/PACS](#), [Herschel/SPIRE](#), [JCMT/SCUBA-2](#)). Im Allgemeinen ist mindestens eine Messung bei einer kurzen Wellenlänge (z. B. ALMA-Band 9, $460 \mu\text{m}$) erforderlich, um hinreichend genaue Werte für die Säulendichte und Temperatur für den betrachteten Fall einer kugelförmigen Staubverteilung mit einer Temperatur von 20 K zu erhalten.
3. Für sehr kompakte, massereiche Objekte mit optisch dicken Regionen liefert die [SAM](#) unzuverlässige Ergebnisse. Allerdings sind Molekülwolken und Filamente, die typischerweise mit den betrachteten Observatorien/Instrumenten [SOFIA/HAWC+](#) und [Herschel/PACS](#) beobachtet werden, bei den betrachteten Beobachtungswellenlängen für großräumige Strukturen optisch dünn.
4. Die Methode liefert zuverlässige Ergebnisse für Säulendichte und Temperatur für alle betrachteten Staubzusammensetzungen und Korngrößen (bis zu $50 \mu\text{m}$) mit einer Abweichung von weniger als 10 %, sofern die Staubeigenschaften bekannt sind. Wird ein Potenzgesetz-Ansatz für die Staubeigenschaften gewählt (in diesem Fall wird die Staubopazität mittels Gleichung (6.1) bestimmt), wird die Säulendichte je nach chemischer Zusammensetzung und Staubkorngröße unter- oder überschätzt (bis zu 70 %).
5. Der Staubemissionsindex β_{SAM} ist als Indikator für die Staubkorngröße nicht geeignet, da einerseits die Beobachtungswellenlängen ausreichend lang sein sollten, um die Rayleigh-Jeans-Näherung zu erfüllen. Andererseits muss mindestens eine kurze Wellenlänge ($\leq 460 \mu\text{m}$) Teil der Beobachtungswellenlängenauswahl sein, um den Ort des Maximums der [SED](#) einzugrenzen.
6. Wird eine nicht konstante Temperaturverteilung betrachtet, ist es mit der [SAM](#) möglich, die Säulendichteverteilung und die relative Steigung der Temperaturverteilung adäquat abzuleiten. Daher ist die [SAM](#) besonders gut geeignet, um Regionen mit lokal eingebetteten Heizquellen zu identifizieren. Im Vergleich zu Molekülwolken mit konstanter Temperaturverteilung wird die Säulendichte mit einer Unsicherheit von $<30 \text{ \%}$ innerhalb des betrachteten Parameterraums abgeleitet.

Mit der [SAM](#) lassen sich zuverlässige Aussagen über die Säulendichte und Temperatur ableiten, wenn die Staubeigenschaften hinreichend eingegrenzt sind. Im Gegensatz zu β_{SED} ist die mit der [SAM](#) abgeleitete Größe β_{SAM} nicht geeignet, um Aussagen über die Staubkorngröße zu machen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Eine komplette Kenntnis des Mechanismus der Stern- und Planetenentstehung, beginnend mit dem Kollaps eines dichten Molekülwolkenkerns über die Bildung zirkumstellarer Scheiben und den Beginn der Staubkoagulation bis hin zur Entstehung von Planeten wie unserer Erde, ist eine lang bestehende noch ungeklärte Herausforderung der modernen Astrophysik. Insbesondere Detailfragen, zum Beispiel wie Magnetfelder diesen Mechanismus beeinflussen, sind noch Teil des Diskurses in der Literatur. Daher wurden in der vorliegenden Arbeit die Magnetfeldeigenschaften diverser astrophysikalischer Objekte mittels polarimetrischer Beobachtungen untersucht sowie analysiert, inwiefern Abschätzungen von physikalischen Größen wie Säulendichte und Temperatur (gewonnen mittels des Prozesses der Anpassung von Schwarzkörperspektren an Beobachtungsdaten) von Molekülwolken zuverlässig sind. Zudem wurde ein besonderer Fokus auf die Analyse des Ursprungs von Polarisationslöchern (die Abnahme des gemessenen Polarisationsgrades mit zunehmender gemessener Intensität) gelegt, da dies ein noch ungelöstes Problem ist, wodurch die Interpretation von Polarisationsmessungen erschwert werden kann.

Hierzu wurden in der ersten Studie die Magnetfeldeigenschaften von B335 im ferninfraroten Wellenlängenbereich mittels [SOFIA/HAWC+](#) bestimmt. Die abgeleitete Magnetfeldstärke ist konsistent mit Literaturwerten und die Magnetfeldstruktur zeigt ein einheitliches Muster. Es konnte zum ersten Mal gezeigt werden, dass Polarisationslöcher in Bok-Globulen auch im ferninfraroten Wellenlängenbereich auftreten können. Mittels einer Analyse der Staubkornausrichtung in B335 konnte gezeigt werden, dass eine Kombination aus dem interstellaren Strahlungsfeld und dem Einfluss des Zentralstern die Abnahme des Polarisationsgrades in den äußeren Regionen von B335 erklären kann.

In der zweiten Studie wurden die Magnetfeldeigenschaften des Filaments OMC-3 mittels [SOFIA/HAWC+](#) Beobachtungen bei zwei Infrarotwellenlängen analysiert. Die Magnetfeldstruktur von OMC-3 ist für beide Wellenlängen einheitlich und senkrecht zum Filament ausgerichtet. Die Berechnung der Magnetfeldstärke von OMC-3 liefert ein Ergebnis, welches vergleichbar zu Literaturwerten ist. Mittels eines Anpassungsprozesses konnten Informationen über die physikalischen Eigenschaften (Temperatur und Säulendichte) von OMC-3 gewonnen werden und der Zusammenhang zwischen diesen Eigenschaften und der beobachteten Polarisierung beschrieben werden. Das Polarisationsloch im dichtesten Bereich von OMC-3 kann mit Überlagerung von polarisierter Emission und dichroitischer Extinktion, welche als gegenläufige Mechanismen wirken, erklärt werden. Der Grund für die Abnahme des Polarisationsgrades in den Außenbereichen ist unbekannt, allerdings ist ein unaufgelöstes komplexeres Magnetfeld ein zu nennender wichtiger Kandidat.

Die dritte Studie befasste sich mit den Magnetfeldeigenschaften der Bok-Globule CB54, wobei polarimetrische Beobachtungen bei drei Infrarotwellenlängen untersucht wurden. Die abgeleitete Magnetfeldstruktur erscheint auf großen Skalen ungeordnet und auf kleinen Skalen geordneter. Es konnte zum ersten Mal bei Bok-Globulen gezeigt werden, dass das Zusammenspiel von polarisierter Emission und dichroitischer Absorption eine Erklärung für die Abnahme des Polarisationsgrades sowie für die wellenlängenabhängige Ausrichtung

der linearen Polarisation im Kern von CB54 liefert¹. Basierend auf den Polarisationsbeobachtungen konnten Einschränkungen hinsichtlich der Größe und des Achsenverhältnisses der Staubkörner abgeleitet werden, welche vergleichbar mit Literaturwerten sind.

In den ersten drei Studien wurde jeweils eine Analyse der Polarisationslöcher durchgeführt, indem der gemessene Polarisationsgrad als Funktion der normierten Intensität (bzw. Säulendichte im Fall von OMC-3) angepasst wurde. Es hat sich gezeigt, dass die Steigungen der Kurven für verschiedene Beobachtungswellenlängen und Objektklassen vergleichbar sind. Während keine endgültige Antwort auf die Frage nach den Ursachen für Polarisationslöcher geliefert werden konnte, zeigt dieses Resultat jedoch, dass ähnliche Steigungswerte auf dieselben zugrundeliegenden Mechanismen hindeuten könnten.

In der vierten Studie wurde der in der zweiten Studie verwendete Anpassungsprozess nähergehend untersucht. Mittels dieser Anpassungsmethode (Anwendung einer modifizierten Schwarzkörperanpassungsmethode auf Beobachtungen im Ferninfraroten- bis Submillimeter-Wellenlängenbereich) können unter anderem die Temperatur und Säulendichte von Sternentstehungsgebieten abgeleitet werden. Diese Methode beruht allerdings auf mehreren Annahmen. In dieser Studie wurden daher die sich aus diesen Annahmen ergebenden grundlegenden Limitierungen dieser Methode überprüft und mögliche Auswirkungen auf die abgeleiteten Größen bewertet. Das Resultat war, dass die bei weitem größte Unsicherheit sich aus unbekannten oder nur unzureichend eingeschränkten optischen Eigenschaften des Staubes ergibt. Es wurde daher vorgeschlagen, zunächst die optische Tiefe und anschließend die Säulendichte mit Hilfe eines geeigneten Staubmodells abzuleiten. Es wurde zudem festgestellt, dass der Staubemissionsindex nicht als Indikator für die Staubkorngröße geeignet ist.

Obwohl die thermische Reemissionsstrahlung von Staub in Sternentstehungsgebieten ihr Strahlungsmaximum im ferninfraroten Wellenlängenbereich hat², ist nach dem Beobachtungsende des Herschel Space Observatorys und [SOFIA](#) aktuell kein hochauflösendes Instrument mehr verfügbar, um Magnetfelder in diesem Wellenlängenbereich zu studieren. Daher werden bis auf unbestimmte Zeit gewisse Fragestellungen, wie Ursachen für das Auftreten von Polarisationslöchern, unbeantwortet bleiben, beziehungsweise deutlich erschwert werden. Es gibt zwar Bestrebungen Instrumente zu entwickeln, welche im ferninfraroten Wellenlängenbereich beobachten können, allerdings ist noch unklar, wann diese ihr „first light“ – ihre erste Beobachtung beginnen³. Spätestens im Jahr 2032 soll eine [NASA](#) Sonden-Weltraummission starten, welche entweder im ferninfraroten oder Röntgen-Wellenlängenbereich sensitiv sein soll ([NASA-SMD, 2022](#)); eine Entscheidung bezüglich des Wellenlängenbereiches ist für 2025 angedacht. Da unklar ist, ob diese Sonde für den für die Analyse von Magnetfeldern in Sternentstehungsgebieten relevanten Wellenlängenbereich tatsächlich ausgewählt wird, müssen weitere Missionen berücksichtigt werden. Derzeit sind nur wenige Konzeptionen diesbezüglich für den ferninfraroten Wellenlängenbereich in Planung. Zu nennen wären [PRIMA](#)⁴, [FIRSST](#)⁵ und [SPICE](#)⁶. Bisher ist für keine dieser Mission ein Startdatum bekannt und nur [PRIMA](#) wird voraussichtlich ein Polarimeter

¹Es sei allerdings angemerkt, dass dieses Ergebnis auf Daten mit einem geringeren Signal-Rausch-Verhältnis beruht, als dies bei der Analyse vergleichbarer Polarisationsbeobachtungen üblicherweise der Fall ist.

²Unter der Annahme einer Staubtemperatur von wenigen 10 Kelvin.

³Für eine kurze Übersicht von vergangenen und geplanten Ferninfrarotinstrumenten siehe Abb 2. in Schulz und Meixner (2023).

⁴<https://prima.ipac.caltech.edu/>

⁵<https://baas.aas.org/pub/2023n2i160p26/release/1>

⁶<https://asd.gsfc.nasa.gov/spice/index.html>

besitzen. Daher wird es auf unbestimmte Zeit deutlich erschwert werden, Magnetfelder im ferninfraroten Wellenlängenbereich zu studieren.

Sollten neue Ferninfrarot-Polarimeter mit sehr hoher Auflösung verwendbar sein, muss bei der Datenanalyse ein besonderer Fokus auf die Untersuchung des Ursprungs der Polarisation gesetzt werden, um in der Lage sein zu können, Magnetfeldeigenschaften korrekt ableiten zu können. Durch die höhere Auflösung ([PRIMA](#) soll zum Beispiel auf Skalen von protostellaren Kernen auflösen können), wären z. B. durch höhere Dichte und potentiell größere Staubkörner der Prozess der Selbststreuung und mechanische Staubkornausrichtung mittels B-[MATS](#)/v-[MATS](#) relevant. Zudem wäre durch ein stärkeres Strahlungsfeld die Staubkornausrichtung mittels k-[RATS](#) anstatt B-[RATS](#) möglich. Daher muss bei zukünftigen „Next-Gen“ Ferninfrarotpolarimetern der Polarisationsursprung exakt geprüft werden, um zuverlässig Magnetfeldeigenschaften ableiten zu können.

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass diese Arbeit zu einem besseren Verständnis der Magnetfeldeigenschaften von Bok-Globulen und Filamenten geführt hat, Erkenntnisse über das Auftreten von Polarisationslöchern geliefert wurden sowie Limitierungen bei der Bestimmung von Molekülwolkeneigenschaften bestimmt wurden.

Anhang A

Anhang

A.1 Anhang zu Kapitel 3

A.1.1 Polarisationsmessungen von B335 mit SOFIA/HAWC+ Band E

Tabelle A.1: **SOFIA/HAWC+**-Band-E-Polarisationsmessungen der Bok-Globule B335. p repräsentiert den Polarisationsgrad und θ den Polarisationswinkel. σ_p und σ_θ entsprechen hierbei den zugehörigen Standardabweichungen. Die Werte für θ und σ_θ beschreiben die Polarisationsmessungen und nicht die abgeleitete Magnetfeldrichtung.

Deklination	Rektaszension	p (%)	σ_p (%)	θ (°)	σ_θ (°)
7,0° 33,0' 33,08"	19h 36 min 59,83s	5,0	1,5	83,4	8,7
7,0° 33,0' 33,08"	19h 37 min 00,45s	3,0	1,1	71,4	10,4
7,0° 33,0' 42,18"	19h 37 min 01,06s	2,5	0,9	58,5	9,9
7,0° 33,0' 51,28"	19h 37 min 01,06s	1,0	0,3	64,9	9,4
7,0° 33,0' 51,28"	19h 37 min 00,45s	0,6	0,2	53,3	10,6
7,0° 34,0' 00,38"	19h 37 min 00,45s	0,5	0,2	48,1	11,1
7,0° 34,0' 00,38"	19h 37 min 01,06s	0,4	0,1	62,3	8,3
7,0° 34,0' 00,38"	19h 37 min 01,67s	0,8	0,3	27,8	10,5
7,0° 34,0' 09,48"	19h 37 min 01,67s	0,5	0,2	42,9	10,4
7,0° 34,0' 09,48"	19h 37 min 01,06s	0,4	0,1	67,2	8,2
7,0° 34,0' 18,58"	19h 37 min 01,67s	1,1	0,4	30,9	10,3
7,0° 34,0' 27,68"	19h 37 min 01,67s	2,8	0,8	41,6	8,3
7,0° 34,0' 36,78"	19h 37 min 01,67s	3,7	1,3	-44,5	10,0
7,0° 34,0' 36,78"	19h 37 min 00,45s	3,0	1,1	52,4	10,3
7,0° 34,0' 36,78"	19h 36 min 59,83s	3,3	1,1	60,3	9,0
7,0° 34,0' 45,88"	19h 36 min 59,83s	4,1	1,6	69,2	10,7
7,0° 34,0' 27,68"	19h 36 min 59,22s	1,7	0,7	42,2	11,5
7,0° 34,0' 18,58"	19h 36 min 59,22s	1,7	0,7	39,3	11,3
7,0° 34,0' 09,48"	19h 36 min 58,61s	3,4	1,2	38,6	10,1

A.1.2 Überblick: beobachtete und theoretische Flüsse für B335 bei verschiedenen Wellenlängen

Tabelle A.2: Beobachtete (I_{\max} beob.) und mittels **POLARIS** simulierte Maximalflüsse I_{\max} für maximale Staubkorngrößen $a_{\max} \in [0,25, 50] \mu\text{m}$ und Bok-Globulenmassen $M_{\text{gas}} \in [1, 5] M_{\odot}$.

λ (μm)	I_{\max} beob. (Jy/beam)	I_{\max} ($0,25 \mu\text{m}$) (Jy/beam) $5,0 M_{\odot}$	I_{\max} ($2 \mu\text{m}$) (Jy/beam) $4,6 M_{\odot}$	I_{\max} ($3 \mu\text{m}$) (Jy/beam) $4,4 M_{\odot}$	I_{\max} ($10 \mu\text{m}$) (Jy/beam) $3,2 M_{\odot}$	I_{\max} ($50 \mu\text{m}$) (Jy/beam) $1,0 M_{\odot}$
1300	$0,64 \pm 0,07^a$	0,25	0,42	0,59	0,95	0,40
1100	$0,68 \pm 0,07^a$	0,40	0,65	0,89	1,32	0,57
850	$1,10 \pm 0,33^b$	0,72	1,13	1,46	1,89	0,83
800	$1,30 \pm 0,21^a$	0,75	1,14	1,47	1,85	0,81
600	$4,00 \pm 0,85^a$	3,07	4,3	5,19	5,80	2,73
450	$4,20 \pm 0,84^b$	2,52	3,3	3,85	3,85	1,95
214	$36,87 \pm 3,69^c$	37,36	36,72	37,02	37,38	36,90
χ^2_{red}		5,17	1,65	0,09	3,27	1,96

Anmerkung: ^a: [Chandler u. a. \(1990\)](#), Auflösungen betragen $21'', 19'', 13''$ und $19''$ bei jeweils $1300 \mu\text{m}$, $1100 \mu\text{m}$, $800 \mu\text{m}$ und $600 \mu\text{m}$.

^b: [Launhardt u. a. \(2010\)](#), Auflösungen sind $8,6''$ bei $450 \mu\text{m}$ und $14,9''$ bei $850 \mu\text{m}$.

^c: diese Veröffentlichung, Auflösung ist $18,2''$.

Die 2 mm Beobachtung von [Chandler u. a. \(1990\)](#) wurde nicht berücksichtigt, da hierfür keine Fehlergrenzen angegeben wurden.

A.2 Anhang zu Kapitel 4

In Abschnitt A.2.1 werden die kompletten Polarisationskarten von OMC-3 und in Abschnitt A.2.2 die Karten der optischen Tiefe bei 154, 160, 214 und 850 μm präsentiert.

A.2.1 Komplette Polarisationskarte von OMC-3

Die vollständigen OMC-3-Polarisationskarten für beide Wellenlängen sind in Abbildung A.1 zu sehen. Hier sind die kompletten Sichtfelder – $3,70' \times 4,60'$ bzw. $4,20' \times 6,20'$ für die Bänder D und E (Harper u. a., 2018) – dargestellt.

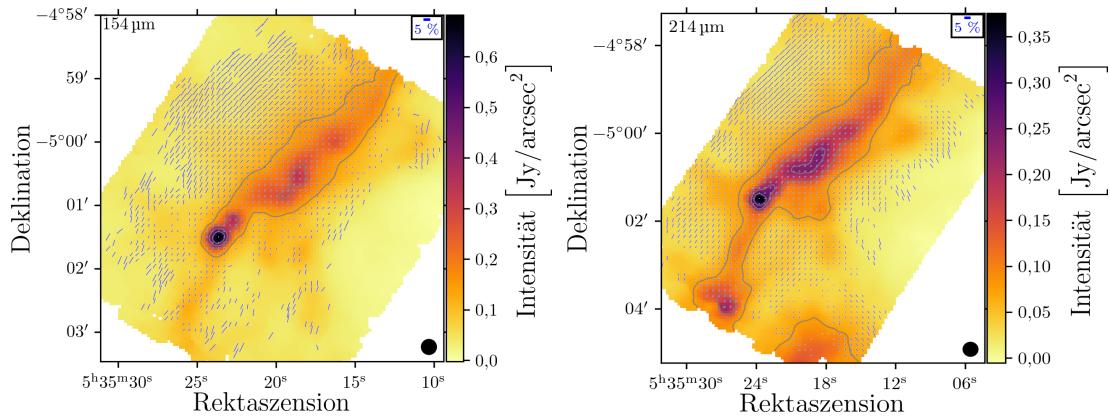


Abbildung A.1 Vollständige SOFIA/HAWC+ Band D (154 μm , links) und E (214 μm , rechts) Polarisationskarten von OMC-3. Die Gesamtintensität ist mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau dargestellt. Die Länge der Vektoren ist proportional zu dem Polarisationsgrad und die Richtung gibt die Orientierung der linearen Polarisierung an. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Nach den Kriterien (4.1) und (4.2) werden nur Vektoren mit $I > 100 \sigma_I$ und $p > 3 \sigma_p$ berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.2.2). Die räumlichen Auflösungselemente von $13,6''$ für 154 μm und $18,2''$ für 214 μm (definiert durch FWHM) sind in den unteren rechten Ecken der entsprechenden Abbildungen angegeben.

A.2.2 Karte von optischen Tiefen bei 154, 160, 214 und 850 μm in OMC-3

In Abbildung A.2 sind die Karten der optischen Tiefen bei 154, 160, 214 und 850 μm dargestellt. Zur Berechnung der optischen Tiefe wurde Gleichung (6.3) angewendet.

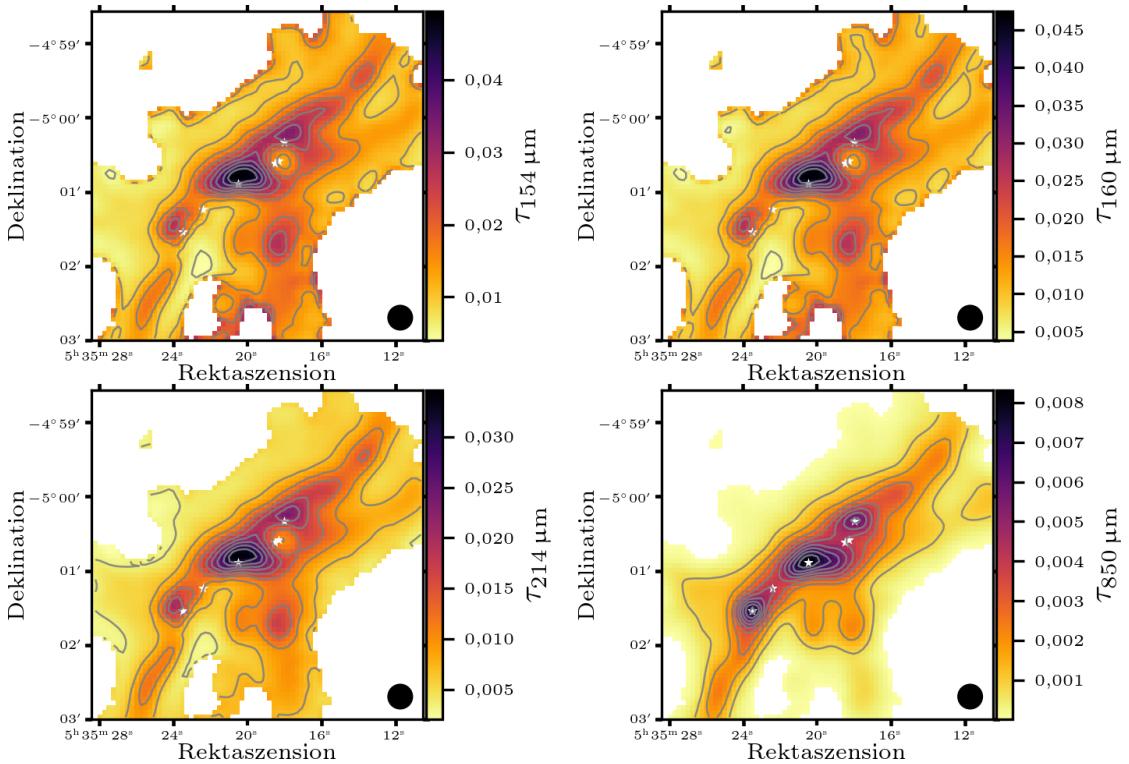


Abbildung A.2 Karten der optischen Tiefe bei Wellenlängen von 154 μm (oben links), 160 μm (oben rechts), 214 μm (unten links) und 850 μm (unten rechts). Die Konturlinien markieren 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80 und 90 % der maximalen optischen Tiefe für jede Wellenlänge. Die weißen Sternensymbole markieren aus der Literatur bekannte stellare Quellen (Chini u. a., 1997). Das räumliche Auflösungselement von 18,2'' bei 214 μm (definiert durch die FWHM) ist unten rechts in jeder Abbildung angegeben.

A.3 Anhang zu Kapitel 5

A.3.1 Einschränkung der Staubeigenschaften in CB54 auf der Grundlage der gemessenen Polarisation

Die Bok-Globule CB54 wurde polarimetrisch und auf ähnlichen Größenordnungen mittels [HAWC+](#) und [SCUBA](#) beobachtet. Alle Beobachtungen zeigen hierbei eine Abnahme des Polarisationsgrades mit zunehmender Intensität. Vergleicht man den Polarisationsgrad im gleichen Abstand zum Kern von CB54 (siehe Abbildung 5.2), so stellt man eine Zunahme des Polarisationsgrades mit steigender Wellenlänge fest. Betrachtet man lediglich den Bereich zwischen 0,07 und 0,27 I/I_{\max} (siehe Abbildung 5.2), so beträgt der durchschnittliche Polarisationsgrad $\overline{p_{154\mu\text{m}}} = 4,0 \pm 1,4\%$, $\overline{p_{214\mu\text{m}}} = 5,5 \pm 2,3\%$ und $\overline{p_{850\mu\text{m}}} = 8,6 \pm 3,6\%$ (siehe Abbildung A.3). Dieser Befund wirft die Frage nach den Staubeigenschaften auf, welche mit der beobachteten Wellenlängenabhängigkeit vereinbar sind. Bei dieser Entfernung vom Kern kann angenommen werden, dass die Staubverteilung bei allen drei Wellenlängen optisch dünn ist. Unter dieser Annahme kann der Polarisationsgrad aufgrund der emittierten Strahlung eines nicht sphärischen Staubkorns wie folgt berechnet werden

$$p = \frac{C_{\text{abs},l} - C_{\text{abs},k}}{C_{\text{abs},l} + C_{\text{abs},k}}, \quad (\text{A.1})$$

wobei $C_{\text{abs},l}$ und $C_{\text{abs},k}$ die Absorptionsquerschnitte für die lange bzw. kurze Achse des Staubkorns darstellen ([Brauer, 2017](#)). Im Folgenden wird eine Parameterstudie durchgeführt, um ausgewählte Staubparameter in CB54 einzuschränken. Betrachtet werden zwei verschiedene Staubarten: reines Astrosilikat sowie eine Mischung aus Astrosilikat und Graphit, bestehend aus kompakten, nicht-sphärischen Staubkörnern mit optischen Eigenschaften gegeben durch [Draine \(2003\)](#). Das Silikat-Graphit-Gemisch (im Folgenden abgekürzt mit Sil-Graph) weist ein Massenhäufigkeitsverhältnis von 62,5 % Silikat und 37,5 % Graphit auf¹. Ob sich Graphitstaubkörner am Magnetfeld ausrichten oder nicht, ist eine noch offene Fragestellung in der Literatur (z. B. [Hildebrand u. a., 1999](#); [Chiar u. a., 2006](#); [Hoang u. a., 2015](#); [Lazarian, 2020](#); [Andersson u. a., 2022](#)). Für die Parameterstudie wird angenommen, dass sich die Graphitstaubkörner nicht an das Magnetfeld ausgerichtet. Außerdem wird angenommen, dass die Größenverteilung der Staubkörner dieselbe ist wie jene die im [ISM](#) vorzufinden ist, siehe Gleichung (3.5). Während eine minimale Staubkorngröße von $a_{\min} = 5 \text{ nm}$ angenommen wird, wie sie häufig zur Beschreibung der Staubphase des [ISM](#) verwendet wird (z. B. [Acharyya u. a., 2011](#); [Rilinger und Espaillat, 2021](#); [Kirchschlager u. a., 2022](#)), ist unklar, ob das gleiche Argument für die maximale Korngröße ($a_{\max} = 250 \text{ nm}$ für das [ISM](#); siehe z. B. [Mathis u. a., 1977](#)) geeignet ist. Für die Parameterstudie werden maximale Staubkornradien zwischen $a_{\max} \in (50 \text{ nm} - 50 \mu\text{m})$ verwendet. Es werden oblate Staubkörner mit Achsenverhältnissen a/b , d.h. dem Verhältnis zwischen der langen (a) und kurzen (b) Achse des Staubkorns, im Bereich von 1,1 bis 4 angenommen. Ein Überblick über die in dieser Studie berücksichtigten Parameter ist in Tabelle A.3 gegeben. Die Absorptionsquerschnitte wurden mit einem von N. Voshchinnikov entwickelten Programm² berechnet, welches auf [Voshchinnikov und Farafonov \(1993\)](#) basiert. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass der mit Gleichung (A.1) berechnete Polarisationsgrad jenen Polarisationsgrad darstellt, welcher im Idealfall beobachtet

¹Graphit weist ein anisotropes optisches Verhalten auf. Entsprechend seiner Struktur muss daher die sogenannte 1/3 - 2/3-Näherung ([Draine und Lee, 1984](#); [Draine und Malhotra, 1993](#)) angewendet werden.

²http://www.astro.spbu.ru/DOP/6-SOFT/SPHEROID/1-SPH_new/

Tabelle A.3: Überblick über die in der Parameterstudie berücksichtigten Parameter. Mit dem Symbol “ \dagger “ sind freie Parameter gekennzeichnet.

Parameter	Symbol	Wert
Staubkornzusammensetzung	(\dagger)	Silikat, Sil-Graph
Staubkornform		oblat
Achsenverhältnis	a/b (\dagger)	1,1 - 4
Exponent der Korngrößenverteilung		-3,5
Minimale Staubkorngröße	a_{\min}	5 nm
Maximale Staubkorngröße	a_{\max} (\dagger)	50 nm - 50 μm

werden würde, wenn jedes Staubkorn in der Staubkornzusammensetzung perfekt an das Magnetfeld ausgerichtet wäre und keine Neigungs- oder Sichtlinieneffekte berücksichtigt werden würden, die den Polarisationsgrad verringern könnten. In einem realistischen Fall wäre der Polarisationsgrad daher geringer. Um diesen Umstand auszugleichen, wird ein Parameter (α) eingeführt, welcher als Skalierungsfaktor verwendet wird, um den berechneten Polarisationsgrad künstlich zu verringern. Für einen bestimmten Fall wird dieser Parameter einheitlich auf alle Wellenlängen (d.h. auf jenen Polarisationsgrad, welcher sich ergibt, wenn man für eine bestimmte Beobachtungswellenlänge die korrespondierenden optischen Eigenschaften annimmt) angewendet.

Silikat Staubphase

Die berechneten Ergebnisse für den Polarisationsgrad für oblate Staubkörner, welche ein Achsenverhältnis von $a/b = 2$ aufweisen und aus reinem Astrosilikat bestehen, sind in Abbildung A.3 dargestellt. Die gezeigten Fehlerbalken geben den durchschnittlichen Polarisationsgrad bei 154 μm , 214 μm und 850 μm an (durchschnittlicher Polarisationsgrad innerhalb von 0,07 und 0,27 I/I_{\max} , siehe Abbildung 5.2). In diesem Fall sind die berechneten Polarisationsgrad-Ergebnisse für jede der betrachteten maximalen Staubkorngrößen mit den Beobachtungen vereinbar (mit der Ausnahme $a_{\max} = 10 \mu\text{m}$). Selbiges gilt für jedes andere Achsenverhältnis (1,1; 1,5; 3; 4; siehe Abbildung A.6 bis A.10). Die Ergebnisse sind die gleichen, es muss lediglich der α -Parameter dementsprechend anpasst werden. In diesem Fall können die Eigenschaften des Staubes in CB54 nicht eingeschränkt werden.

Sil-Graph Staubphase

Die Ergebnisse für den berechneten Polarisationsgrad für nicht-sphärische Staubkörner mit einem Achsenverhältnis von $a/b = 1,1$, bestehend aus Sil-Graph, sind in Abbildung A.4 dargestellt. Die hier gezeigten Ergebnisse stellen den Idealfall dar, d.h. $\alpha = 1$. Selbst in diesem Idealfall ist der berechnete Polarisationsgrad zu gering. Daher muss das Achsenverhältnis der Staubkörner in CB54 größer als 1,1 sein, um mit den Beobachtungen übereinzustimmen.

Die Ergebnisse für den berechneten Polarisationsgrad für oblate Staubkörner, die aus Sil-Graph mit einem Achsenverhältnis von $a/b = 2$ bestehen, sind in Abbildung A.5 dargestellt. Hier wird Staub mit maximalen Korngrößen $a_{\max} \in (50 \text{ nm} - 5 \mu\text{m})$ analysiert. Maximale Staubkorngrößen von bis zu 0,75 μm erlauben es, die Beobachtungen wiederzugeben. Wenn ein Achsenverhältnis von $a/b = 4$ angenommen wird, so ergibt sich

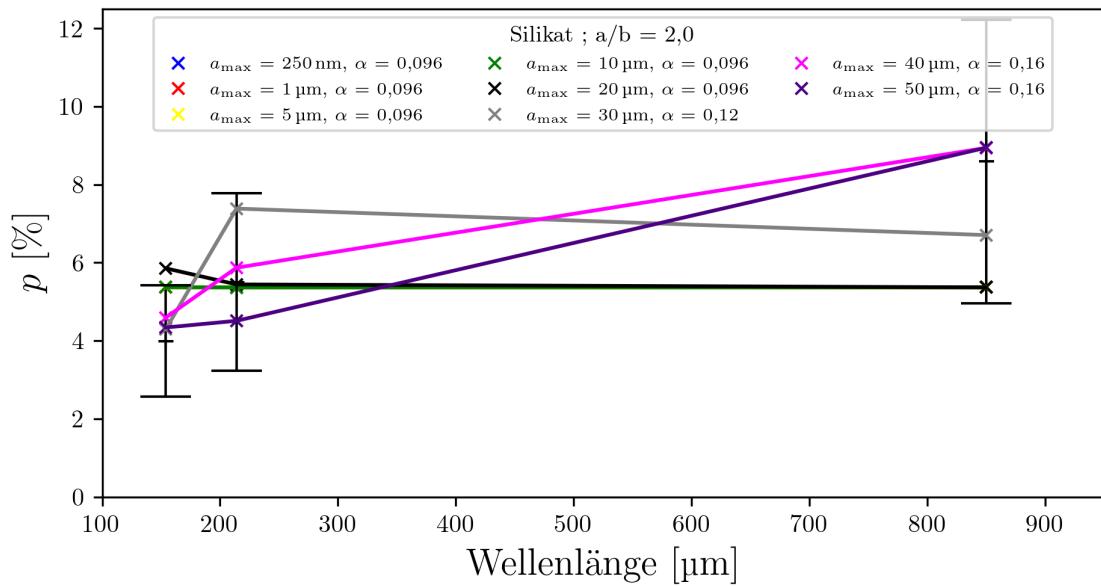


Abbildung A.3 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikatstaubkörner mit einem Achsenverhältnis von 2. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm , 214 μm und 850 μm .

$a_{\max} = 1 \mu\text{m}$ (siehe Abbildung A.10).

Zusammenfassend lassen sich die folgenden Einschränkungen für die Staubeigenschaften ableiten: Unter der Annahme von reinem Astrosilikat-Staubkörnern können keine Staubparameter bestimmt werden. Wird eine Mischung aus Silikat und Graphit betrachtet, so muss der Staub in CB54 ein Achsenverhältnis von $a/b > 1,1$ aufweisen. Zudem ist die maximale Staubkorngröße $a_{\max} \leq 0,75 \mu\text{m}$ ($\leq 1 \mu\text{m}$ für $a/b = 4$). Dieser Befund ähnelt den Ergebnissen von Zielinski u. a. (2021), welche $a_{\max} = 2 \mu\text{m}$ für die Bok-Globule B335 bestimmten (siehe Kapitel 3) und Vaillancourt u. a. (2020), welche $a_{\max} = 0,7 \mu\text{m}$ für den Taurus-Molekülwolkenkomplex fanden sowie Steinacker u. a. (2015), welche $a_{\max} = 1,5 \mu\text{m}$ für verschiedene massenarme Kerne mittels Spitzer-Beobachtungen ermittelten.

Es sei darauf hingewiesen, dass sich diese Ergebnisse drastisch ändern können, wenn Graphitstaubkörner an das Magnetfeld ausgerichtet sind oder andere Staubphasen – wie polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe (PAH) – berücksichtigt würden. Eine Erweiterung des Parameterraums in diese Richtung ist jedoch nicht im Rahmen dieser Studie vorgesehen.

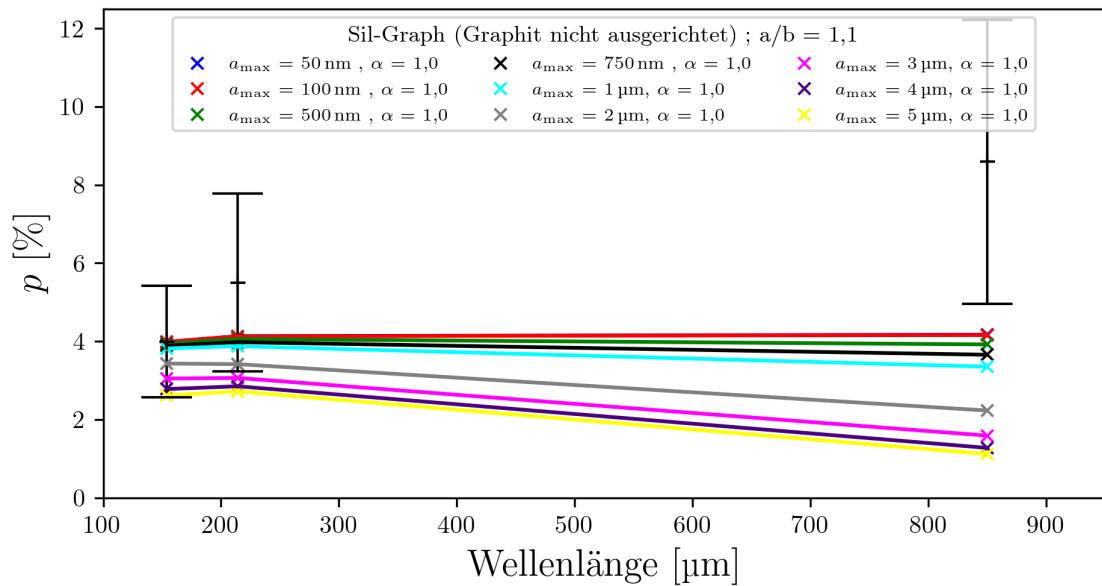


Abbildung A.4 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Sil-Graph Staubkörner mit einem Achsenverhältnis von 1,1. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm , 214 μm und 850 μm .

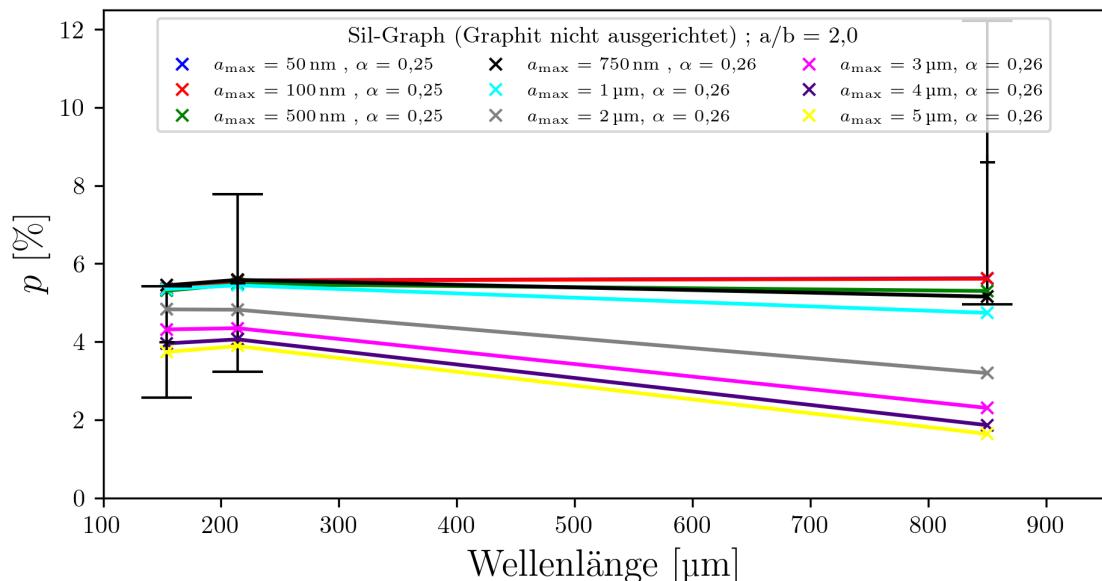


Abbildung A.5 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Sil-Graph Staubkörner mit einem Achsenverhältnis von 2. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm , 214 μm und 850 μm .

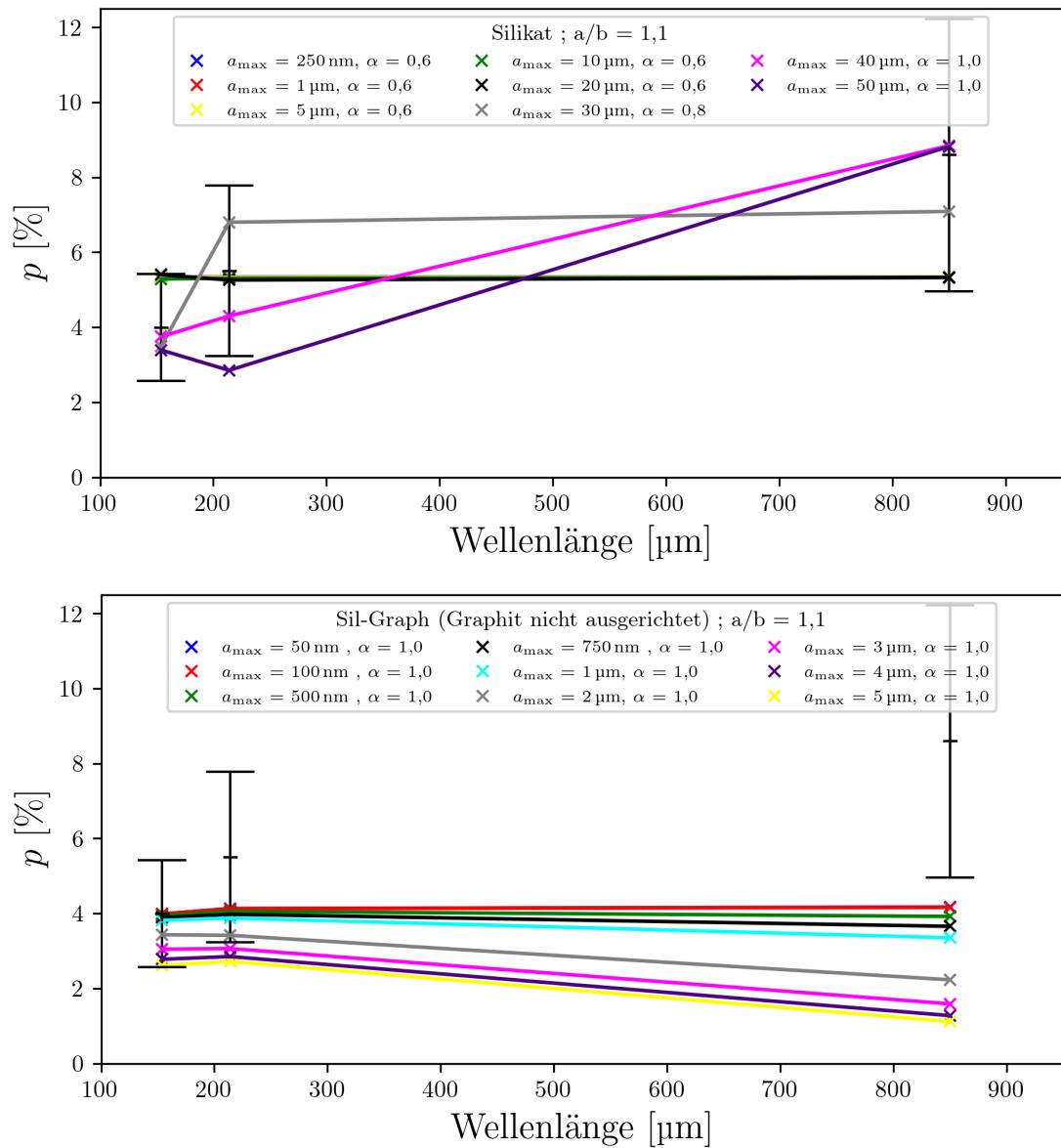


Abbildung A.6 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikat-Staubkörner (oben) und Sil-Graph-Staubkörner (unten) mit einem Achsenverhältnis von 1,1. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm , 214 μm und 850 μm .

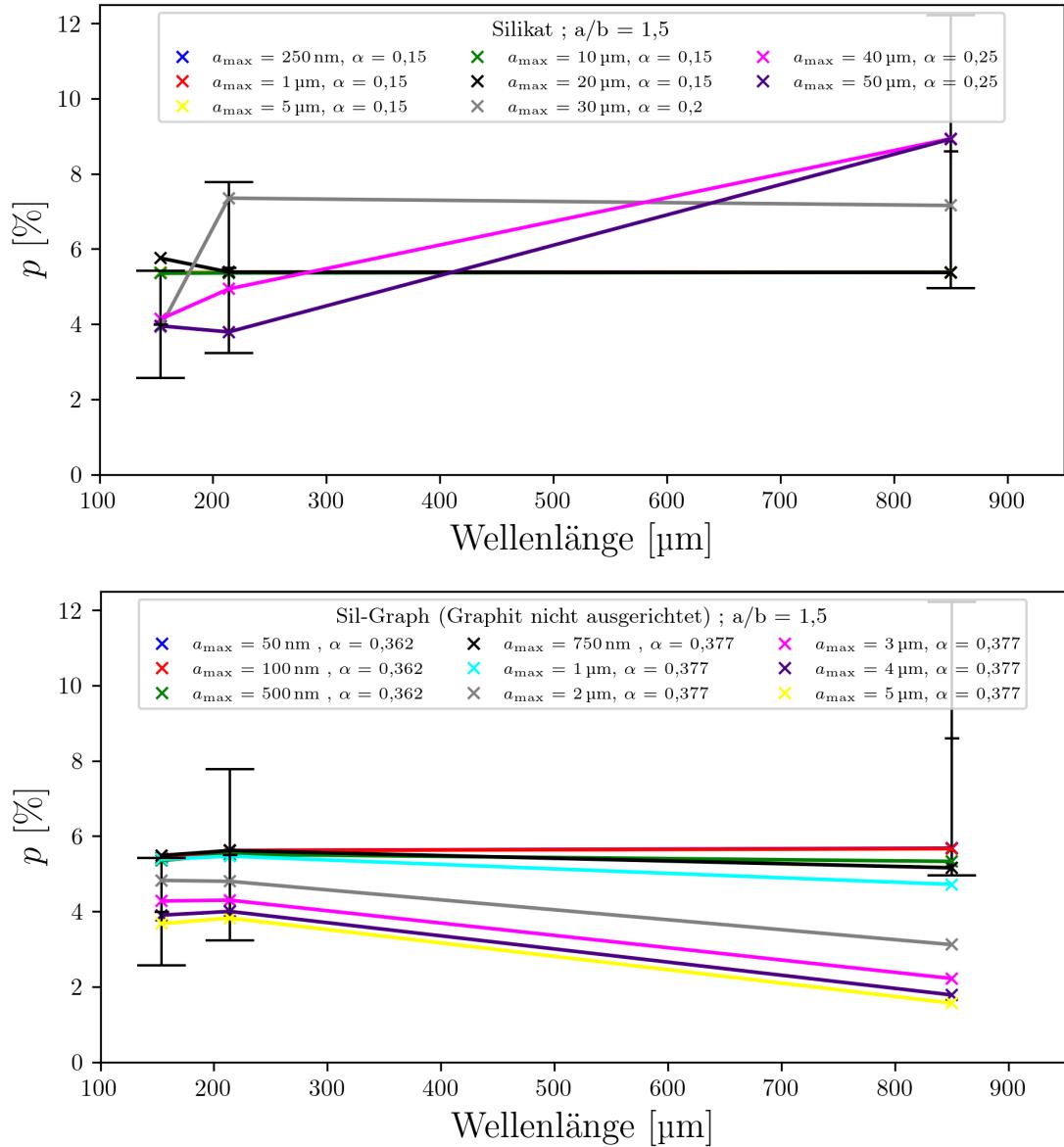


Abbildung A.7 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikat-Staubkörner (oben) und Sil-Graph-Staubkörner (unten) mit einem Achsenverhältnis von 1,5. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm , 214 μm und 850 μm .

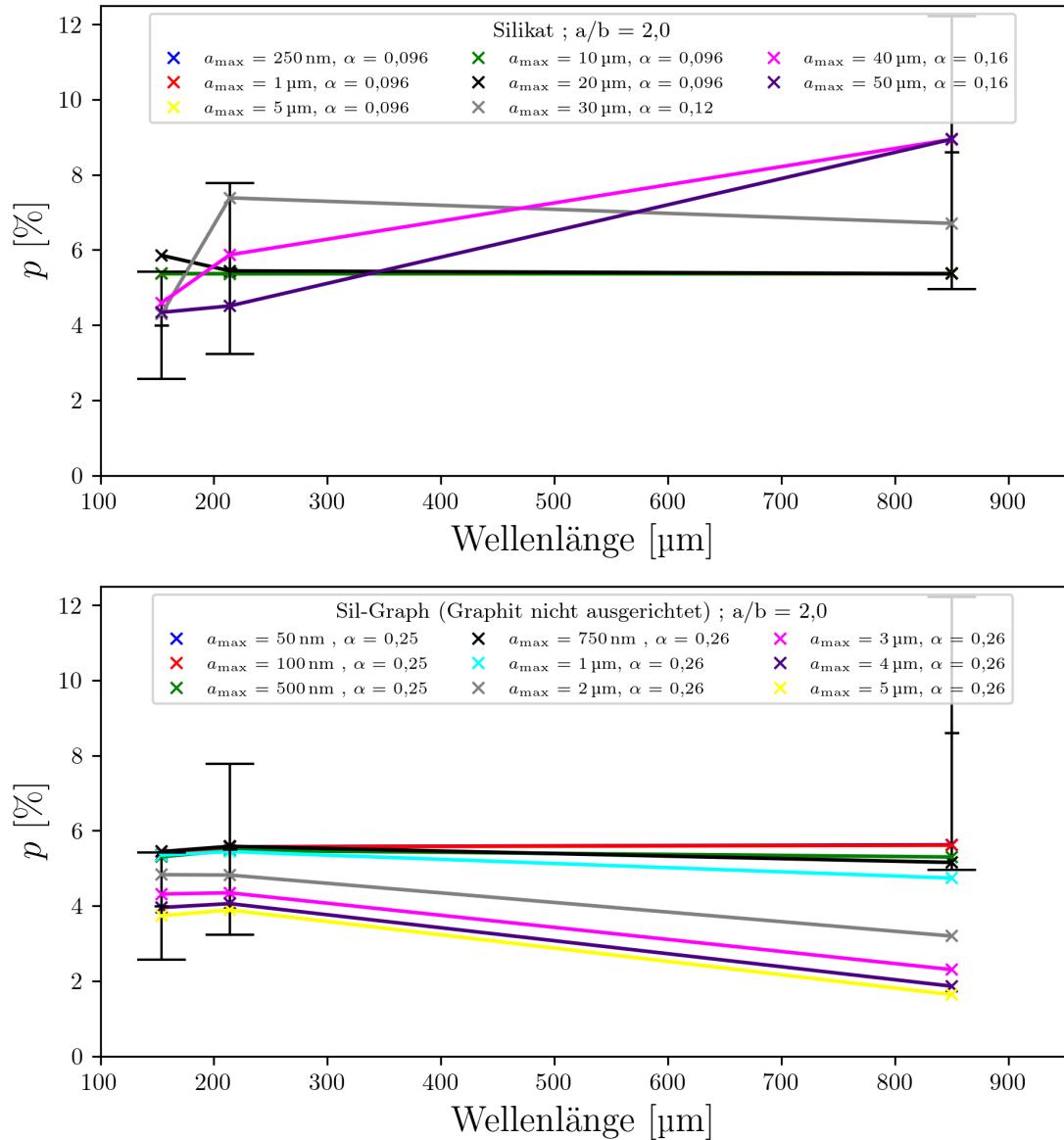


Abbildung A.8 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikat-Staubkörner (oben) und Sil-Graph-Staubkörner (unten) mit einem Achsenverhältnis von 2,0. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm, 214 μm und 850 μm.

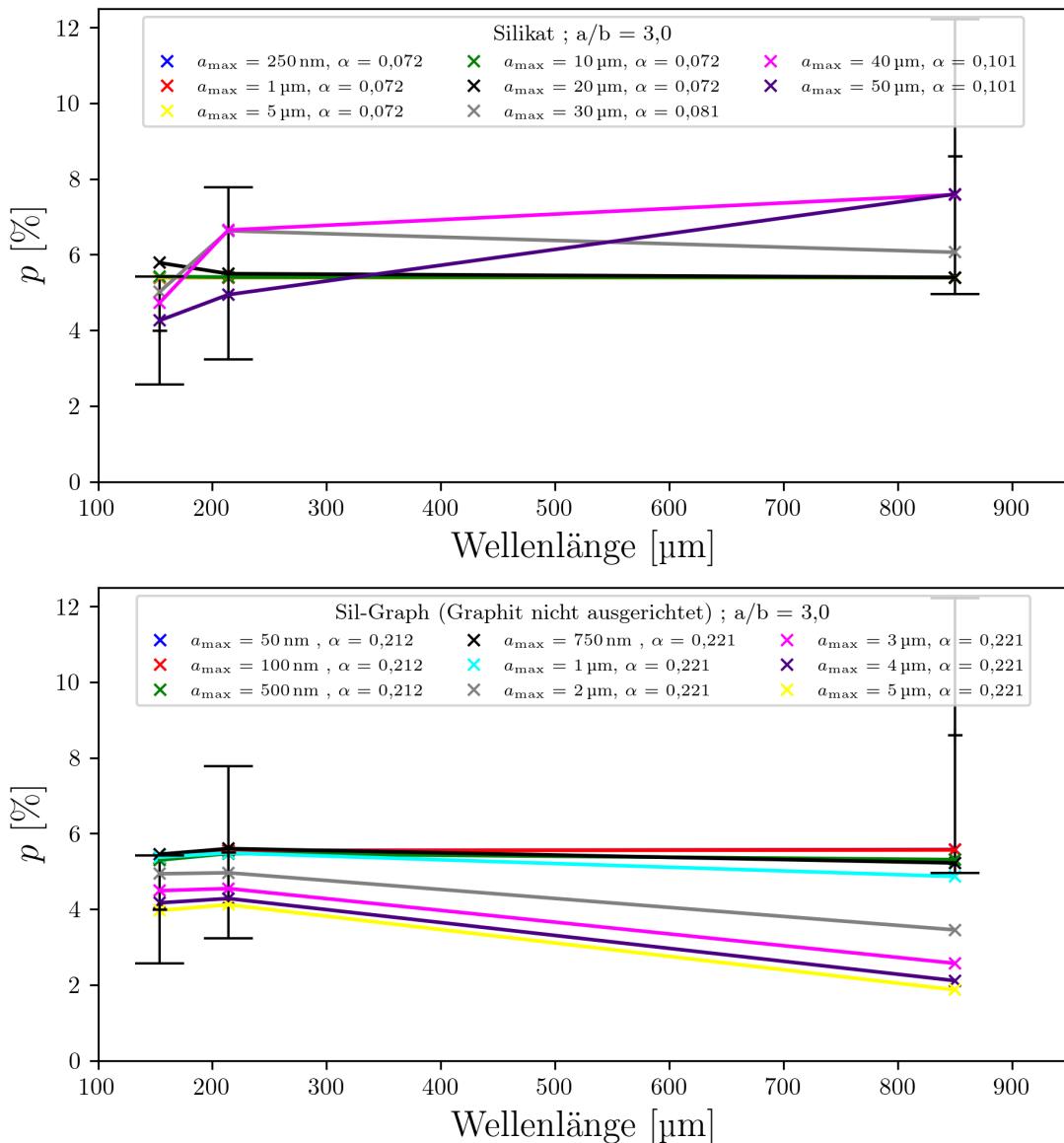


Abbildung A.9 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikat-Staubkörner (oben) und Sil-Graph-Staubkörner (unten) mit einem Achsenverhältnis von 3,0. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm , 214 μm und 850 μm .

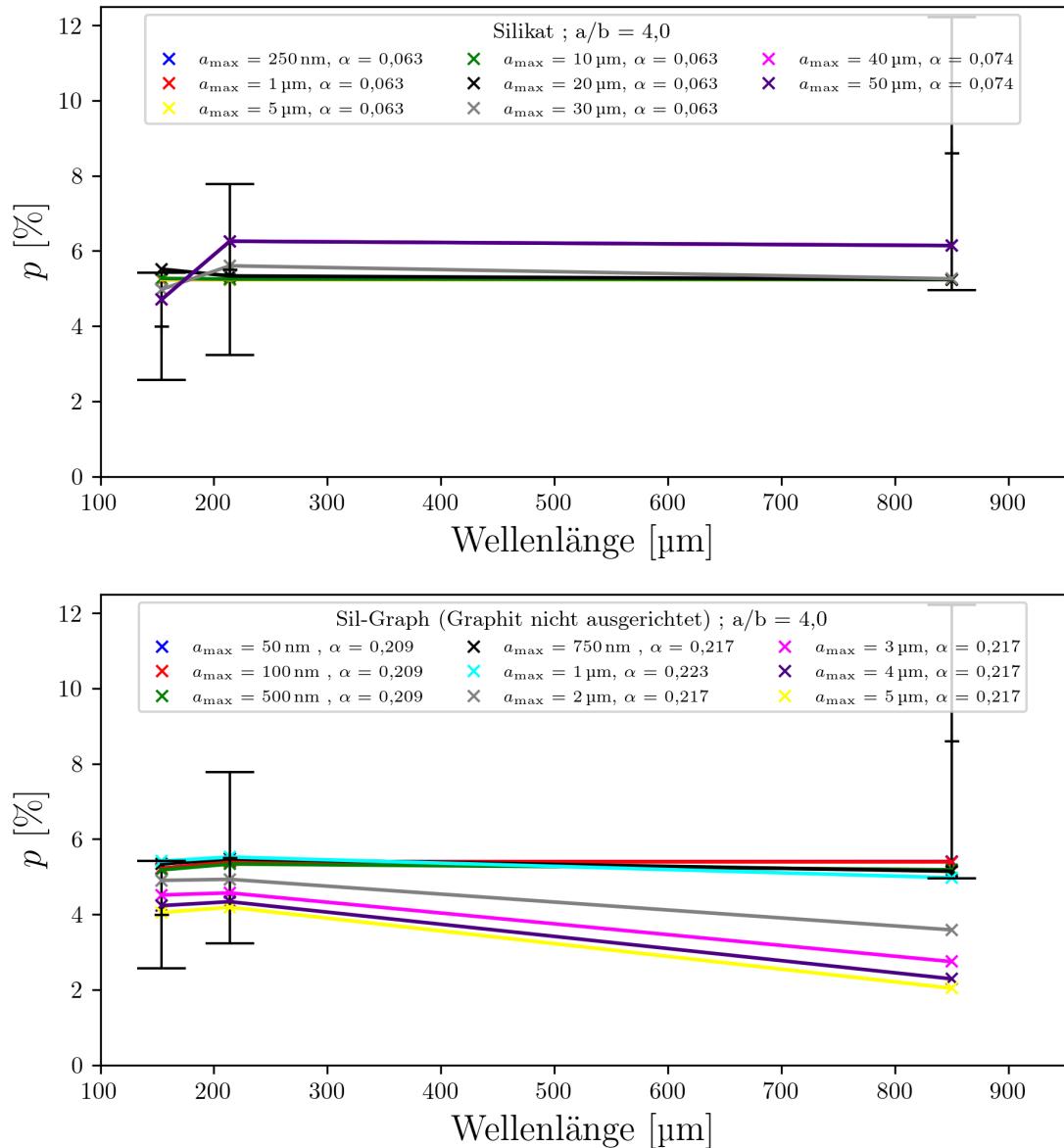


Abbildung A.10 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikat-Staubkörner (oben) und Sil-Graph-Staubkörner (unten) mit einem Achsenverhältnis von 4,0. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm, 214 μm und 850 μm.

Anhang B

Einheiten und Konstanten

Tabelle B.1: Liste der benutzten astronomischen Einheiten und physikalischen Fundamentalkonstanten.

Einheit / Naturkonstante	Formelzeichen	Wert (gerundet)
Astronomische Einheit	au	$1,496 \cdot 10^{11}$ m
Sonnenleuchtkraft	L_{\odot}	$3,846 \cdot 10^{26}$ W
Sonnenmasse	M_{\odot}	$1,989 \cdot 10^{30}$ kg
Sonnenradius	R_{\odot}	$6,963\,42 \cdot 10^8$ m
Parallaxensekunde (Parsec)	pc	$3,086 \cdot 10^{16}$ m
Jansky	Jy	$1 \cdot 10^{-26}$ W Hz $^{-1}$ m $^{-2}$
Gravitationskonstante	G	$6,6726 \cdot 10^{-11}$ m 3 kg s $^{-2}$
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	c	$2,9979 \cdot 10^8$ m s $^{-1}$
Plancksches Wirkungsquantum	h	$6,6261 \cdot 10^{-34}$ J s
Boltzmann-Konstante	k_B	$1,3807 \cdot 10^{-23}$ J K $^{-1}$
Gauß	G	$10 \cdot 10^{-4}$ T
Atommasse Wasserstoff	m_H	$1,673\,557\,5 \cdot 10^{-27}$ kg

Literaturverzeichnis

- Acharyya, Kinsuk, George E. Hassel und Eric Herbst (Mai 2011). „The Effects of Grain Size and Grain Growth on the Chemical Evolution of Cold Dense Clouds“. In: *Astrophysical Journal* 732.2, 73, S. 73. DOI: [10.1088/0004-637X/732/2/73](https://doi.org/10.1088/0004-637X/732/2/73) (siehe S. 105).
- ALMA Partnership u. a. (Juli 2015). „The 2014 ALMA Long Baseline Campaign: First Results from High Angular Resolution Observations toward the HL Tau Region“. In: *Astrophysical Journal Letters* 808.1, L3, S. L3. DOI: [10.1088/2041-8205/808/1/L3](https://doi.org/10.1088/2041-8205/808/1/L3). arXiv: [1503.02649 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1503.02649) (siehe S. 13).
- Anderson, L. D. u. a. (Juni 2012). „The dust properties of bubble H II regions as seen by Herschel“. In: *Astronomy and Astrophysics* 542, A10, A10. DOI: [10.1051/0004-6361/201117283](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117283). arXiv: [1203.5721 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1203.5721) (siehe S. 92).
- Andersson, B. -G., A. Lazarian und John E. Vaillancourt (Aug. 2015). „Interstellar Dust Grain Alignment“. In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 53, S. 501–539. DOI: [10.1146/annurev-astro-082214-122414](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082214-122414) (siehe S. 14, 15).
- Andersson, B. -G. u. a. (Juni 2022). „Grain Alignment in the Circumstellar Shell of IRC+10° 216“. In: *Astrophysical Journal* 931.2, 80, S. 80. DOI: [10.3847/1538-4357/ac64a4](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac64a4) (siehe S. 17, 105).
- André, P. u. a. (Jan. 2014). „From Filamentary Networks to Dense Cores in Molecular Clouds: Toward a New Paradigm for Star Formation“. In: *Protostars and Planets VI*. Hrsg. von Henrik Beuther u. a., S. 27. DOI: [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch002](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch002). arXiv: [1312.6232 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1312.6232) (siehe S. 6, 43).
- André, Ph. u. a. (Juli 2010). „From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF: Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey“. In: *Astronomy and Astrophysics* 518, L102, S. L102. DOI: [10.1051/0004-6361/201014666](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014666). arXiv: [1005.2618 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1005.2618) (siehe S. 43).
- Andre, Philippe, Derek Ward-Thompson und Mary Barsony (März 1993). „Submillimeter Continuum Observations of rho Ophiuchi A: The Candidate Protostar VLA 1623 and Prestellar Clumps“. In: *Astrophysical Journal* 406, S. 122. DOI: [10.1086/172425](https://doi.org/10.1086/172425) (siehe S. 87).
- Aso, Yoshiyuki u. a. (Dez. 2000). „Dense Cores and Molecular Outflows in the OMC-2/3 Region“. In: *Astrophysical Journal Suppl.* 131.2, S. 465–482. DOI: [10.1086/317378](https://doi.org/10.1086/317378) (siehe S. 44, 48, 50).
- Azatyan, N. u. a. (Mai 2022). „Infrared study of the star-forming region associated with the UC HII regions G45.07+0.13 and G45.12+0.13“. In: *Publications of the Astronomical Society of Australia* 39, e024, e024. DOI: [10.1017/pasa.2022.20](https://doi.org/10.1017/pasa.2022.20). arXiv: [2204.06338 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/2204.06338) (siehe S. 77).
- Barnett, S. J. (Okt. 1915). „Magnetization by Rotation“. In: *Physical Review* 6.4, S. 239–270. DOI: [10.1103/PhysRev.6.239](https://doi.org/10.1103/PhysRev.6.239) (siehe S. 14).
- Bensberg, A. und S. Wolf (Dez. 2022). „Time-dependent Monte Carlo continuum radiative transfer“. In: *Astronomy and Astrophysics* 668, A120, A120. DOI: [10.1051/0004-6361/202142970](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202142970). arXiv: [2210.16066 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/2210.16066) (siehe S. 12).

- Bernard, J. -Ph. u. a. (Okt. 2016). „PILOT: a balloon-borne experiment to measure the polarized FIR emission of dust grains in the interstellar medium“. In: *Experimental Astronomy* 42.2, S. 199–227. DOI: [10.1007/s10686-016-9506-1](https://doi.org/10.1007/s10686-016-9506-1) (siehe S. 83).
- Bertrang, G. (2015). „Polarized radiation as tracer of magnetic fields in star formation“. en. Diss. URL: https://macau.uni-kiel.de/receive/diss_mods_00017541 (siehe S. 8).
- Bertrang, G., S. Wolf und H. S. Das (Mai 2014). „Large-scale magnetic fields in Bok globules“. In: *Astronomy and Astrophysics* 565, A94. DOI: [10.1051/0004-6361/201323091](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323091), A94. DOI: [10.1051/0004-6361/201323091](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323091). arXiv: [1404.5597 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1404.5597) (siehe S. 16, 38, 39, 62, 69, 72).
- Bethell, T. J. u. a. (Juli 2007). „Polarization of Dust Emission in Clumpy Molecular Clouds and Cores“. In: *Astrophysical Journal* 663.2, S. 1055–1068. DOI: [10.1086/516622](https://doi.org/10.1086/516622). arXiv: [astro-ph/0611324 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611324) (siehe S. 43).
- Beuther, H. u. a. (Mai 2007). „Interferometric multi-wavelength (sub)millimeter continuum study of the young high-mass protocluster IRAS 05358+3543“. In: *Astronomy and Astrophysics* 466.3, S. 1065–1076. DOI: [10.1051/0004-6361:20066742](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066742). arXiv: [astro-ph/0702560 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0702560) (siehe S. 90).
- Biermann, Ludwig und Arnulf Schlüter (Juni 1951). „Cosmic Radiation and Cosmic Magnetic Fields. II. Origin of Cosmic Magnetic Fields“. In: *Physical Review* 82.6, S. 863–868. DOI: [10.1103/PhysRev.82.863](https://doi.org/10.1103/PhysRev.82.863) (siehe S. 6).
- Bok, Bart J. und Edith F. Reilly (März 1947). „Small Dark Nebulae.“ In: *Astrophysical Journal* 105, S. 255. DOI: [10.1086/144901](https://doi.org/10.1086/144901) (siehe S. 7).
- Bok, J. Bart (Sep. 1977). „Dark Nebulae, Globules, and Protostars“. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 89, S. 597. DOI: [10.1086/130172](https://doi.org/10.1086/130172) (siehe S. 7).
- Brauer, R. (2017). „Magnetfelder in Sternentstehungsregionen: Das Potenzial polarimetrischer Beobachtungen“. de. Diss. URL: https://macau.uni-kiel.de/receive/diss_mods_00021744 (siehe S. 8, 10, 105).
- Brauer, R., S. Wolf und S. Reissl (Apr. 2016). „On the origins of polarization holes in Bok globules“. In: *Astronomy & Astrophysics* 588, A129, A129. DOI: [10.1051/0004-6361/201527546](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527546). arXiv: [1603.00270 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1603.00270) (siehe S. 7, 12, 18, 26, 33, 40, 53, 54, 61, 68).
- Brauer, R. u. a. (Mai 2017). „Magnetic fields in molecular clouds: Limitations of the analysis of Zeeman observations“. In: *Astronomy and Astrophysics* 601, A90, A90. DOI: [10.1051/0004-6361/201629001](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629001). arXiv: [1703.02745 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1703.02745) (siehe S. 2).
- Brown, J. C. u. a. (Juli 2007). „Rotation Measures of Extragalactic Sources behind the Southern Galactic Plane: New Insights into the Large-Scale Magnetic Field of the Inner Milky Way“. In: *Astrophysical Journal* 663.1, S. 258–266. DOI: [10.1086/518499](https://doi.org/10.1086/518499). arXiv: [0704.0458 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0704.0458) (siehe S. 19).
- Brunngräber, R. und S. Wolf (Juli 2019). „Polarization reversal of scattered thermal dust emission in protoplanetary disks at submillimetre wavelengths“. In: *Astronomy and Astrophysics* 627, L10, S. L10. DOI: [10.1051/0004-6361/201935169](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935169). arXiv: [1907.02705 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1907.02705) (siehe S. 30, 31).
- (Aug. 2020). „Self-scattering in protoplanetary disks with dust settling“. In: *Astronomy and Astrophysics* 640, A122, A122. DOI: [10.1051/0004-6361/202037981](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202037981). arXiv: [2007.05715 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/2007.05715) (siehe S. 12, 17, 31, 79).
- Brunngräber, Robert (2018). „Beobachtbarkeit von ausgewählten Strukturen und Staubeigenschaften zirkumstellarer Scheiben in verschiedenen Entwicklungsstadien“. de. Diss. URL: https://macau.uni-kiel.de/receive/diss_mods_00022969 (siehe S. 10).

- Burtscher, Leonard u. a. (Dez. 2020). „Towards a physical understanding of the thermal background in large ground-based telescopes“. In: *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VIII*. Hrsg. von Christopher J. Evans, Julia J. Bryant und Kentaro Motohara. Bd. 11447. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, S. 114477L. DOI: [10.1117/12.2576271](https://doi.org/10.1117/12.2576271). arXiv: [2012.13528](https://arxiv.org/abs/2012.13528) [[astro-ph.IM](#)] (siehe S. [24](#)).
- Cabral, Brian und Leith Casey Leedom (1993). „Imaging vector fields using line integral convolution“. In: *Proceedings of the 20th annual conference on Computer graphics and interactive techniques*. SIGGRAPH '93. Anaheim, CA: ACM, S. 263–270. DOI: [10.1145/166117.166151](https://doi.org/10.1145/166117.166151). URL: <http://doi.acm.org/10.1145/166117.166151> (siehe S. [46](#)).
- Cameron, R. M. (Nov. 1976). „NASA's 91-cm Airborne Telescope“. In: *Sky and Telescope* 52, S. 327 (siehe S. [12](#)).
- Chandler, C. J. u. a. (März 1990). „B 335 : protostar or embedded pre-main-sequence star ?“ In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 243, S. 330–335 (siehe S. [29](#), [30](#), [102](#)).
- Chandler, Claire J. und Anneila I. Sargent (Sep. 1993). „The Small-Scale Structure and Kinematics of B335“. In: *Astrophysical Journal Letters* 414, S. L29. DOI: [10.1086/186988](https://doi.org/10.1086/186988) (siehe S. [24](#)).
- Chandrasekhar, S. und E. Fermi (Juli 1953). „Problems of Gravitational Stability in the Presence of a Magnetic Field.“ In: *Astrophysical Journal* 118, S. 116. DOI: [10.1086/145732](https://doi.org/10.1086/145732) (siehe S. [16](#), [32](#), [46](#)).
- Chastenet, Jérémie u. a. (Nov. 2022). „SOFIA/HAWC+ observations of the Crab Nebula: dust properties from polarized emission“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 516.3, S. 4229–4244. DOI: [10.1093/mnras/stac2413](https://doi.org/10.1093/mnras/stac2413). arXiv: [2208.10935](https://arxiv.org/abs/2208.10935) [[astro-ph.GA](#)] (siehe S. [17](#), [79](#)).
- Chen, Che-Yu u. a. (Aug. 2022). „The Davis-Chandrasekhar-Fermi method revisited“ In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 514.2, S. 1575–1594. DOI: [10.1093/mnras/stac1417](https://doi.org/10.1093/mnras/stac1417). arXiv: [2205.09134](https://arxiv.org/abs/2205.09134) [[astro-ph.GA](#)] (siehe S. [16](#), [39](#)).
- Chiar, J. E. u. a. (Nov. 2006). „Spectropolarimetry of the 3.4 μ m Feature in the Diffuse ISM toward the Galactic Center Quintuplet Cluster“. In: *Astrophysical Journal* 651.1, S. 268–271. DOI: [10.1086/507462](https://doi.org/10.1086/507462). arXiv: [astro-ph/0607245](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0607245) [[astro-ph](#)] (siehe S. [17](#), [40](#), [105](#)).
- Ching, T. -C. u. a. (Jan. 2022). „An early transition to magnetic supercriticality in star formation“. In: *Nature* 601.7891, S. 49–52. DOI: [10.1038/s41586-021-04159-x](https://doi.org/10.1038/s41586-021-04159-x). arXiv: [2112.12644](https://arxiv.org/abs/2112.12644) [[astro-ph.GA](#)] (siehe S. [18](#)).
- Ching, Tao-Chung u. a. (Apr. 2017). „Magnetic Fields in the Massive Dense Cores of the DR21 Filament: Weakly Magnetized Cores in a Strongly Magnetized Filament“. In: *Astrophysical Journal* 838.2, 121, S. 121. DOI: [10.3847/1538-4357/aa65cc](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa65cc). arXiv: [1703.02566](https://arxiv.org/abs/1703.02566) [[astro-ph.GA](#)] (siehe S. [19](#)).
- Chini, R. u. a. (Jan. 1997). „Dust Filaments and Star Formation in OMC-2 and OMC-3“. In: *The Astrophysical Journal* 474.2, S. L135–L138. DOI: [10.1086/310436](https://doi.org/10.1086/310436). URL: <https://doi.org/10.1086/310436> (siehe S. [44](#), [51](#), [104](#)).
- Choi, Minho u. a. (Aug. 1995). „Modeling Line Profiles of Protostellar Collapse in B335 with the Monte Carlo Method“. In: *Astrophysical Journal* 448, S. 742. DOI: [10.1086/176002](https://doi.org/10.1086/176002) (siehe S. [24](#)).
- Choudhury, Gulafsha B. u. a. (Juli 2022). „The Relative Orientation between Local Magnetic Field and Galactic Plane in Low Latitude Dark Clouds“. In: *Research in*

- Astronomy and Astrophysics* 22.7, 075003, S. 075003. DOI: [10.1088/1674-4527/ac6f49](https://doi.org/10.1088/1674-4527/ac6f49). arXiv: [2205.04964 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2205.04964) (siehe S. 16).
- Chuss, David T. u. a. (Feb. 2019). „HAWC+/SOFIA Multiwavelength Polarimetric Observations of OMC-1“. In: *Astrophysical Journal* 872.2, 187, S. 187. DOI: [10.3847/1538-4357/aaf37](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaf37). arXiv: [1810.08233 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1810.08233) (siehe S. 1, 13, 15, 16, 43, 49–51, 75, 77, 79, 92, 94).
- Ciardi, David R. und Cynthia Gómez Martin (Juli 2007). „Star Formation in the Bok Globule CB54“. In: *Astrophysical Journal* 664.1, S. 377–383. DOI: [10.1086/518651](https://doi.org/10.1086/518651). arXiv: [0704.0428 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0704.0428) (siehe S. 62, 68).
- Clarke, M. u. a. (Dez. 2022). *HAWC+ DRP User's Manual*, https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SOFIA/docs/sites/default/files/2022-12/hawc_users_revL.pdf. Accessed: 17-10-2023 (siehe S. 24).
- Clemens, Dan P. und Richard Barvainis (Okt. 1988). „A Catalog of Small, Optically Selected Molecular Clouds: Optical, Infrared, and Millimeter Properties“. In: *Astrophysical Journal Suppl.* 68, S. 257. DOI: [10.1086/191288](https://doi.org/10.1086/191288) (siehe S. 7).
- Clemens, Dan P., Joao Lin Yun und Mark H. Heyer (März 1991). „BOK Globules and Small Molecular Clouds: Deep IRAS Photometry and 12CO Spectroscopy“. In: *Astrophysical Journal Suppl.* 75, S. 877. DOI: [10.1086/191552](https://doi.org/10.1086/191552) (siehe S. 7).
- Colditz, Sebastian u. a. (Jan. 2018). „Spectral and Spatial Characterization and Calibration of FIFI-LS — The Field Imaging Spectrometer on SOFIA“. In: *Journal of Astronomical Instrumentation* 7.4, 1840004–, S. 1840004–. DOI: [10.1142/S2251171718400044](https://doi.org/10.1142/S2251171718400044) (siehe S. 13).
- Cortes, Paulo C. u. a. (Dez. 2021). „Magnetic Fields in Massive Star-forming Regions (MagMaR). II. Tomography through Dust and Molecular Line Polarization in NGC 6334I(N)“. In: *Astrophysical Journal* 923.2, 204, S. 204. DOI: [10.3847/1538-4357/ac28a1](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac28a1). arXiv: [2109.09270 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2109.09270) (siehe S. 13, 19, 85, 86).
- Coudé, Simon u. a. (Juni 2019). „The JCMT BISTRO Survey: The Magnetic Field of the Barnard 1 Star-forming Region“. In: *Astrophysical Journal* 877.2, 88, S. 88. DOI: [10.3847/1538-4357/ab1b23](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1b23). arXiv: [1904.07221 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1904.07221) (siehe S. 65, 66).
- Creese, Mark, Terry Jay Jones und Henry A. Kobulnicky (Juli 1995). „Red and Infrared Polarimetry of Highly Reddened Stars in the Galactic Plane“. In: *Astronomical Journal* 110, S. 268. DOI: [10.1086/117516](https://doi.org/10.1086/117516) (siehe S. 17, 40, 54).
- Crutcher, R. M. u. a. (Apr. 1993). „OH Zeeman Observations of Dark Clouds“. In: *Astrophysical Journal* 407, S. 175. DOI: [10.1086/172503](https://doi.org/10.1086/172503) (siehe S. 2, 18).
- Crutcher, Richard M. (Sep. 2012). „Magnetic Fields in Molecular Clouds“. In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 50, S. 29–63. DOI: [10.1146/annurev-astro-081811-125514](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081811-125514) (siehe S. 1, 6).
- Crutcher, Richard M., Nicholas Hakopian und Thomas H. Troland (Feb. 2010). „Self-consistent analysis of OH Zeeman observations“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 402.1, S. L64–L66. DOI: [10.1111/j.1745-3933.2009.00802.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2009.00802.x). arXiv: [0912.3024 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/0912.3024) (siehe S. 18).
- Crutcher, Richard M. und Athol J. Kemball (Okt. 2019). „Review of Zeeman Effect Observations of Regions of Star Formation K Zeeman Effect, Magnetic Fields, Star formation, Masers, Molecular clouds“. In: *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* 6, 66, S. 66. DOI: [10.3389/fspas.2019.00066](https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00066). arXiv: [1911.06210 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1911.06210) (siehe S. 18).
- Crutcher, Richard M. u. a. (Jan. 2004). „SCUBA Polarization Measurements of the Magnetic Field Strengths in the L183, L1544, and L43 Prestellar Cores“. In: *Astro-*

- physical Journal* 600.1, S. 279–285. DOI: [10.1086/379705](https://doi.org/10.1086/379705). arXiv: [astro-ph/0305604](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0305604) [astro-ph] (siehe S. 16, 33, 46, 49, 76).
- Cudlip, W. u. a. (Sep. 1982). „Far infrared polarimetry of W51A and M42“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 200, S. 1169–1173. DOI: [10.1093/mnras/200.4.1169](https://doi.org/10.1093/mnras/200.4.1169) (siehe S. 14).
- Das, A. u. a. (Dez. 2016). „Magnetic field geometry of the large globule CB 34“. In: *Astrophysics and Space Science* 361.12, 381, S. 381. DOI: [10.1007/s10509-016-2966-y](https://doi.org/10.1007/s10509-016-2966-y). arXiv: [1611.00189](https://arxiv.org/abs/1611.00189) [astro-ph.SR] (siehe S. 7).
- Das, H. K., N. V. Voshchinnikov und V. B. Il'in (Mai 2010). „Interstellar extinction and polarization - a spheroidal dust grain approach perspective“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 404.1, S. 265–274. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2010.16281.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16281.x). arXiv: [1001.0655](https://arxiv.org/abs/1001.0655) [astro-ph.GA] (siehe S. 17, 79).
- Davidson, J. A. u. a. (Mai 2011). „Magnetic Field Structure Around Low-mass Class 0 Protostars: B335, L1527, and IC348-SMM2“. In: *Astrophysical Journal* 732.2, 97, S. 97. DOI: [10.1088/0004-637X/732/2/97](https://doi.org/10.1088/0004-637X/732/2/97). arXiv: [1103.4370](https://arxiv.org/abs/1103.4370) [astro-ph.GA] (siehe S. 23, 24).
- Davis, Christopher J. u. a. (Feb. 2000). „Submillimeter Polarimetry of the Protostellar Outflow Sources in Serpens with the Submillimeter Common-User Bolometer Array“. In: *Astrophysical Journal Letters* 530.2, S. L115–L118. DOI: [10.1086/312476](https://doi.org/10.1086/312476) (siehe S. 25, 51, 63).
- Davis Jr., L. und J. L. Greenstein (Sep. 1951). „The Polarization of Starlight by Aligned Dust Grains.“ In: *Astrophysical Journal* 114, S. 206. DOI: [10.1086/145464](https://doi.org/10.1086/145464) (siehe S. 14).
- Davis, Leverett (März 1951). „The Strength of Interstellar Magnetic Fields“. In: *Physical Review* 81.5, S. 890–891. DOI: [10.1103/PhysRev.81.890.2](https://doi.org/10.1103/PhysRev.81.890.2) (siehe S. 16, 32, 46, 76).
- de Gregorio-Monsalvo, Itziar u. a. (Juni 2009). „Radio Continuum Emission and Water Masers Toward CB 54“. In: *Astronomical Journal* 137.6, S. 5080–5085. DOI: [10.1088/0004-6256/137/6/5080](https://doi.org/10.1088/0004-6256/137/6/5080). arXiv: [0904.0736](https://arxiv.org/abs/0904.0736) [astro-ph.GA] (siehe S. 62).
- Dempsey, J. T. u. a. (Apr. 2013). „SCUBA-2: on-sky calibration using submillimetre standard sources“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 430.4, S. 2534–2544. DOI: [10.1093/mnras/stt090](https://doi.org/10.1093/mnras/stt090). arXiv: [1301.3773](https://arxiv.org/abs/1301.3773) [astro-ph.IM] (siehe S. 79).
- Dolginov, A. Z. und I. G. Mitrofanov (Sep. 1976). „Orientation of Cosmic Dust Grains“. In: *Astrophysics and Space Science* 43.2, S. 291–317. DOI: [10.1007/BF00640010](https://doi.org/10.1007/BF00640010) (siehe S. 14, 76).
- Draine, B. T. (Dez. 2003). „Scattering by Interstellar Dust Grains. II. X-Rays“. In: *Astrophysical Journal* 598.2, S. 1026–1037. DOI: [10.1086/379123](https://doi.org/10.1086/379123). arXiv: [astro-ph/0308251](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0308251) [astro-ph] (siehe S. 79, 105).
- (Jan. 2006). „On the Submillimeter Opacity of Protoplanetary Disks“. In: *Astrophysical Journal* 636.2, S. 1114–1120. DOI: [10.1086/498130](https://doi.org/10.1086/498130). arXiv: [astro-ph/0507292](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0507292) [astro-ph] (siehe S. 90).
- Draine, B. T. und Brandon S. Hensley (März 2021). „The Dielectric Function of “Astrodust” and Predictions for Polarization in the 3.4 and 10 μm Features“. In: *Astrophysical Journal* 909.1, 94, S. 94. DOI: [10.3847/1538-4357/abd6c6](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abd6c6). arXiv: [2009.11314](https://arxiv.org/abs/2009.11314) [astro-ph.GA] (siehe S. 92).
- Draine, B. T. und H. M. Lee (Okt. 1984). „Optical Properties of Interstellar Graphite and Silicate Grains“. In: *Astrophysical Journal* 285, S. 89. DOI: [10.1086/162480](https://doi.org/10.1086/162480) (siehe S. 17, 27, 79, 92, 105).

- Draine, B. T. und Sangeeta Malhotra (Sep. 1993). „On Graphite and the 2175 Angstrom Extinction Profile“. In: *Astrophysical Journal* 414, S. 632. DOI: [10.1086/173109](https://doi.org/10.1086/173109) (siehe S. 27, 79, 105).
- Draine, B. T. und Joseph C. Weingartner (Okt. 1996). „Radiative Torques on Interstellar Grains. I. Superthermal Spin-up“. In: *Astrophysical Journal* 470, S. 551. DOI: [10.1086/177887](https://doi.org/10.1086/177887). arXiv: [astro-ph/9605046 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9605046) (siehe S. 15, 36).
- Draine, Bruce T. und Aurélien A. Fraisse (Mai 2009). „Polarized Far-Infrared and Submillimeter Emission from Interstellar Dust“. In: *Astrophysical Journal* 696.1, S. 1–11. DOI: [10.1088/0004-637X/696/1/1](https://doi.org/10.1088/0004-637X/696/1/1). arXiv: [0809.2094 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0809.2094) (siehe S. 18, 40, 43, 92).
- Dupac, X. u. a. (Juni 2003). „Inverse temperature dependence of the dust submillimeter spectral index“. In: *Astronomy and Astrophysics* 404, S. L11–L15. DOI: [10.1051/0004-6361:20030575](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030575). arXiv: [astro-ph/0304253 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304253) (siehe S. 92).
- Dupac, X. u. a. (Sep. 2002). „Submillimeter dust emission of the M 17 complex measured with PRONAOS“. In: *Astronomy and Astrophysics* 392, S. 691–698. DOI: [10.1051/0004-6361:20020942](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020942). arXiv: [astro-ph/0206337 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0206337) (siehe S. 75).
- Dupac, X. u. a. (Juni 2001). „Submillimeter Mapping and Analysis of Cold Dust Condensations in the Orion M42 Star-forming Complex“. In: *Astrophysical Journal* 553.2, S. 604–612. DOI: [10.1086/320946](https://doi.org/10.1086/320946). arXiv: [astro-ph/0102407 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0102407) (siehe S. 77, 92).
- Elliot, J. L., E. Dunham und D. Mink (Mai 1977). „The rings of Uranus“. In: *Nature* 267.5609, S. 328–330. DOI: [10.1038/267328a0](https://doi.org/10.1038/267328a0) (siehe S. 12).
- Evans Neal J., II u. a. (Nov. 2015). „Detection of Infall in the Protostar B335 with ALMA“. In: *Astrophysical Journal* 814.1, 22, S. 22. DOI: [10.1088/0004-637X/814/1/22](https://doi.org/10.1088/0004-637X/814/1/22). arXiv: [1510.03476 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1510.03476) (siehe S. 27, 29).
- Evans Neal J., II, Amanda Heiderman und Nalin Vutisalchavakul (Feb. 2014). „Star Formation Relations in Nearby Molecular Clouds“. In: *Astrophysical Journal* 782.2, 114, S. 114. DOI: [10.1088/0004-637X/782/2/11410](https://doi.org/10.1088/0004-637X/782/2/11410). arXiv: [1401.3287 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1401.3287) (siehe S. 6).
- Fanciullo, Lapo u. a. (Mai 2022). „The JCMT BISTRO Survey: multiwavelength polarimetry of bright regions in NGC 2071 in the far-infrared/submillimetre range, with POL-2 and HAWC+“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 512.2, S. 1985–2002. DOI: [10.1093/mnras/stac528](https://doi.org/10.1093/mnras/stac528) (siehe S. 17, 79).
- Federrath, Christoph (Juli 2015). „Inefficient star formation through turbulence, magnetic fields and feedback“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 450.4, S. 4035–4042. DOI: [10.1093/mnras/stv941](https://doi.org/10.1093/mnras/stv941). arXiv: [1504.03690 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1504.03690) (siehe S. 1, 6).
- (Mai 2016). „The role of turbulence, magnetic fields and feedback for star formation“. In: *Journal of Physics Conference Series*. Bd. 719. Journal of Physics Conference Series, S. 012002. DOI: [10.1088/1742-6596/719/1/012002](https://doi.org/10.1088/1742-6596/719/1/012002). arXiv: [1606.03121 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1606.03121) (siehe S. 75).
- Fehlberg, E. (1970). „Klassische Runge-Kutta-Formeln vierter und niedrigerer Ordnung mit Schrittweiten-Kontrolle und ihre Anwendung auf Wärmeleitungsprobleme“. In: *Computing* 6, S. 61–71 (siehe S. 12).
- Fiorellino, E. u. a. (Feb. 2021). „The census of dense cores in the Serpens region from the Herschel Gould Belt Survey“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 500.4, S. 4257–4276. DOI: [10.1093/mnras/staa3420](https://doi.org/10.1093/mnras/staa3420). arXiv: [2010.15241 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2010.15241) (siehe S. 77).

- Fischer, Christian u. a. (Jan. 2018). „FIFI-LS: The Field-Imaging Far-Infrared Line Spectrometer on SOFIA“. In: *Journal of Astronomical Instrumentation* 7.4, 1840003-556, S. 1840003–556. DOI: [10.1142/S2251171718400032](https://doi.org/10.1142/S2251171718400032) (siehe S. 13).
- Fischer, O. (1992). „Modellierung der Polarisation in zirkumstellaren Staubhüllen unter Anwendung der Monte-Carlo-Methode“. de. Diss. (siehe S. 9, 11).
- Fissel, Laura M. u. a. (Juni 2016). „Balloon-Borne Submillimeter Polarimetry of the Vela C Molecular Cloud: Systematic Dependence of Polarization Fraction on Column Density and Local Polarization-Angle Dispersion“. In: *Astrophysical Journal* 824.2, 134, S. 134. DOI: [10.3847/0004-637X/824/2/134](https://doi.org/10.3847/0004-637X/824/2/134). arXiv: [1509.05298 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1509.05298) (siehe S. 75, 78–80, 94).
- Frerking, Margaret A., William D. Langer und Robert W. Wilson (Feb. 1987). „The Structure and Dynamics of BOK Globule B335“. In: *Astrophysical Journal* 313, S. 320. DOI: [10.1086/164970](https://doi.org/10.1086/164970) (siehe S. 33).
- Friesen, R. K. u. a. (Aug. 2005). „Fourier transform spectroscopy of the submillimetre continuum emission from hot molecular cores“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 361.2, S. 460–468. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.09179.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09179.x). arXiv: [astro-ph/0505331 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0505331) (siehe S. 89).
- Galametz, M. u. a. (Dez. 2019). „Low dust emissivities and radial variations in the envelopes of Class 0 protostars: possible signature of early grain growth“. In: *Astronomy and Astrophysics* 632, A5, A5. DOI: [10.1051/0004-6361/201936342](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936342). arXiv: [1910.04652 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1910.04652) (siehe S. 90).
- Galitzki, N. u. a. (Juli 2014). „The Balloon-borne Large Aperture Submillimeter Telescope for Polarimetry-BLASTPol: performance and results from the 2012 Antarctic flight“. In: *Ground-based and Airborne Telescopes V*. Hrsg. von Larry M. Stepp, Roberto Gilmozzi und Helen J. Hall. Bd. 9145. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 91450R. DOI: [10.1117/12.2054759](https://doi.org/10.1117/12.2054759). arXiv: [1407.3815 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/1407.3815) (siehe S. 83).
- Gandilo, Natalie N. u. a. (Juni 2016). „Submillimeter Polarization Spectrum in the Vela C Molecular Cloud“. In: *Astrophysical Journal* 824.2, 84, S. 84. DOI: [10.3847/0004-637X/824/2/84](https://doi.org/10.3847/0004-637X/824/2/84). arXiv: [1512.06745 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/1512.06745) (siehe S. 43, 51, 75, 78).
- Gardner, Jonathan P. u. a. (Apr. 2006). „The James Webb Space Telescope“. In: *Space Science Reviews* 123.4, S. 485–606. DOI: [10.1007/s11214-006-8315-7](https://doi.org/10.1007/s11214-006-8315-7). arXiv: [astro-ph/0606175 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0606175) (siehe S. 13).
- Girart, Jose M., Richard M. Crutcher und Ramprasad Rao (Nov. 1999). „Detection of Polarized CO Emission from the Molecular Outflow in NGC 1333 IRAS 4A“. In: *Astrophysical Journal Letters* 525.2, S. L109–L112. DOI: [10.1086/312345](https://doi.org/10.1086/312345) (siehe S. 19).
- Glenn, Jason, Christopher K. Walker und Erick T. Young (Feb. 1999). „Magnetic Fields in Star Formation Regions: 1.3 Millimeter Continuum Polarimetry“. In: *Astrophysical Journal* 511.2, S. 812–821. DOI: [10.1086/306707](https://doi.org/10.1086/306707) (siehe S. 17, 40).
- Gold, T. (1952). „The alignment of galactic dust“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 112, S. 215. DOI: [10.1093/mnras/112.2.215](https://doi.org/10.1093/mnras/112.2.215) (siehe S. 14, 76).
- Goldreich, P. und N. D. Kylafis (Jan. 1981). „On mapping the magnetic field direction in molecular clouds by polarization measurements“. In: *Astrophysical Journal Letters* 243, S. L75–L78. DOI: [10.1086/183446](https://doi.org/10.1086/183446) (siehe S. 2, 19).
- Gómez, José F. u. a. (Sep. 2006). „A Sensitive Survey for Water Maser Emission Toward Bok Globules Using the Robledo 70 m Antenna“. In: *Astronomical Journal* 132.3, S. 1322–1332. DOI: [10.1086/506514](https://doi.org/10.1086/506514). arXiv: [astro-ph/0606087 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0606087) (siehe S. 62).

- González-Casanova, Diego F. und A. Lazarian (Jan. 2017). „Velocity Gradients as a Tracer for Magnetic Fields“. In: *Astrophysical Journal* 835.1, 41, S. 41. DOI: [10.3847/1538-4357/835/1/41](https://doi.org/10.3847/1538-4357/835/1/41). arXiv: [1608.06867 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1608.06867) (siehe S. 2, 19).
- Goodman, Alyssa A. u. a. (Nov. 1992). „The Structure of Magnetic Fields in Dark Clouds: Infrared Polarimetry in B216–217“. In: *Astrophysical Journal* 399, S. 108. DOI: [10.1086/171907](https://doi.org/10.1086/171907) (siehe S. 17, 40, 54).
- (Aug. 1995). „Does Near-Infrared Polarimetry Reveal the Magnetic Field in Cold Dark Clouds?“ In: *Astrophysical Journal* 448, S. 748. DOI: [10.1086/176003](https://doi.org/10.1086/176003) (siehe S. 17).
- Grasso, D. und H. R. Rubinste in (Juli 2001). „Magnetic fields in the early Universe“. In: *Physics Reports* 348.3, S. 163–266. DOI: [10.1016/S0370-1573\(00\)00110-1](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(00)00110-1). arXiv: [astro-ph/0009061 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0009061) (siehe S. 1).
- Griffin, M. J. u. a. (Juli 2010). „The Herschel-SPIRE instrument and its in-flight performance“. In: *Astronomy and Astrophysics* 518, L3, S. L3. DOI: [10.1051/0004-6361/201014519](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014519). arXiv: [1005.5123 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/1005.5123) (siehe S. 75, 79).
- Guillet, V. u. a. (Feb. 2018). „Dust models compatible with Planck intensity and polarization data in translucent lines of sight“. In: *Astronomy and Astrophysics* 610, A16, A16. DOI: [10.1051/0004-6361/201630271](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201630271). arXiv: [1710.04598 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1710.04598) (siehe S. 17, 43, 79).
- Hall, J. S. (1949). „Observations of the Polarized Light From Stars“. In: *Science* 109.2825, S. 166–167. DOI: [10.1126/science.109.2825.166](https://doi.org/10.1126/science.109.2825.166). eprint: <http://science.sciencemag.org/content/109/2825/166.full.pdf>. URL: <http://science.sciencemag.org/content/109/2825/166> (siehe S. 14).
- Hanayama, Hidekazu u. a. (Nov. 2005). „Biermann Mechanism in Primordial Supernova Remnant and Seed Magnetic Fields“. In: *Astrophysical Journal* 633.2, S. 941–945. DOI: [10.1086/491575](https://doi.org/10.1086/491575). arXiv: [astro-ph/0501538 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0501538) (siehe S. 6).
- Harper, Doyal A. u. a. (Juni 2000). „HAWC: a far-infrared camera for SOFIA“. In: *Airborne Telescope Systems*. Hrsg. von Ramsey K. Melugin und Hans-Peter Röser. Bd. 4014. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, S. 43–53. DOI: [10.1117/12.389132](https://doi.org/10.1117/12.389132) (siehe S. 13).
- Harper, Doyal A. u. a. (Jan. 2018). „HAWC+, the Far-Infrared Camera and Polarimeter for SOFIA“. In: *Journal of Astronomical Instrumentation* 7.4, 1840008–1025, S. 1840008–1025. DOI: [10.1142/S2251171718400081](https://doi.org/10.1142/S2251171718400081) (siehe S. 1, 13, 24, 44, 45, 62, 75, 79, 103).
- Harvey-Smith, L., G. J. Madsen und B. M. Gaensler (Aug. 2011). „Magnetic Fields in Large-diameter H II Regions Revealed by the Faraday Rotation of Compact Extragalactic Radio Sources“. In: *Astrophysical Journal* 736.2, 83, S. 83. DOI: [10.1088/0004-637X/736/2/83](https://doi.org/10.1088/0004-637X/736/2/83). arXiv: [1106.0931 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1106.0931) (siehe S. 19).
- Harvey, Daniel W. A. u. a. (Dez. 2001). „Structure of Protostellar Collapse Candidate B335 Derived from Near-Infrared Extinction Maps“. In: *Astrophysical Journal* 563.2, S. 903–918. DOI: [10.1086/324076](https://doi.org/10.1086/324076). arXiv: [astro-ph/0108470 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0108470) (siehe S. 7, 26).
- Heiles, Carl und T. H. Troland (Apr. 2004). „The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. III. Techniques for Spectral Polarization and Results for Stokes V“. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 151.2, S. 271. DOI: [10.1086/381753](https://doi.org/10.1086/381753). URL: <https://dx.doi.org/10.1086/381753> (siehe S. 18).
- Heitsch, F. (Dez. 2005). „Determining the Magnetic Field Strength From Polarimetry of Dense Molecular Clouds: Theoretical Considerations“. In: *Astronomical Polarimetry: Current Status and Future Directions*. Hrsg. von A. Adamson u. a. Bd. 343. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, S. 166 (siehe S. 39).

- Heitsch, Fabian u. a. (Nov. 2001). „Magnetic Field Diagnostics Based on Far-Infrared Polarimetry: Tests Using Numerical Simulations“. In: *Astrophysical Journal* 561.2, S. 800–814. DOI: [10.1086/323489](https://doi.org/10.1086/323489). arXiv: [astro-ph/0103286 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0103286) (siehe S. 16, 71).
- Henning, Th. u. a. (Nov. 2001). „Measurements of the Magnetic Field Geometry and Strength in Bok Globules“. In: *Astrophysical Journal* 561.2, S. 871–879. DOI: [10.1086/323362](https://doi.org/10.1086/323362) (siehe S. 16, 17, 25, 51, 52, 54, 62, 63, 65, 66, 71, 72).
- Herbst, Eric und William Klemperer (Okt. 1973). „The Formation and Depletion of Molecules in Dense Interstellar Clouds“. In: *Astrophysical Journal* 185, S. 505–534. DOI: [10.1086/152436](https://doi.org/10.1086/152436) (siehe S. 6).
- Herranen, Joonas, A. Lazarian und Thiem Hoang (Juni 2019). „Radiative Torques of Irregular Grains: Describing the Alignment of a Grain Ensemble“. In: *Astrophysical Journal* 878.2, 96, S. 96. DOI: [10.3847/1538-4357/ab1eb3](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1eb3). arXiv: [1812.07274 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1812.07274) (siehe S. 36).
- Herter, T. L. u. a. (Jan. 2018). „FORCAST: A Mid-Infrared Camera for SOFIA“. In: *Journal of Astronomical Instrumentation* 7.4, 1840005-451, S. 1840005–451. DOI: [10.1142/S2251171718400056](https://doi.org/10.1142/S2251171718400056) (siehe S. 13).
- Heyer, M. u. a. (Apr. 2016). „The rate and latency of star formation in dense, massive clumps in the Milky Way“. In: *Astronomy and Astrophysics* 588, A29, A29. DOI: [10.1051/0004-6361/20152768110](https://doi.org/10.1051/0004-6361/20152768110). arXiv: [1601.06875 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1601.06875) (siehe S. 6).
- Hildebrand, R. H. (Sep. 1983). „The determination of cloud masses and dust characteristics from submillimetre thermal emission.“ In: *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society* 24, S. 267–282 (siehe S. 6, 27, 29, 75–77, 80, 95).
- Hildebrand, R. H. u. a. (Mai 1999). „The Far-Infrared Polarization Spectrum: First Results and Analysis“. In: *Astrophysical Journal* 516.2, S. 834–842. DOI: [10.1086/307142](https://doi.org/10.1086/307142) (siehe S. 17, 40, 43, 105).
- Hill, T. u. a. (Jan. 2009). „Spectral energy distribution modelling of southern candidate massive protostars using the Bayesian inference method“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 392.2, S. 768–782. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2008.14103.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.14103.x). arXiv: [0810.3158 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0810.3158) (siehe S. 75, 80).
- Hiltner, W. A. (Mai 1949a). „On the Presence of Polarization in the Continuous Radiation of Stars. II.“ In: *Astrophysical Journal* 109, S. 471. DOI: [10.1086/145151](https://doi.org/10.1086/145151) (siehe S. 14).
- (Feb. 1949b). „Polarization of Light from Distant Stars by Interstellar Medium“. In: *Science* 109.2825, S. 165. DOI: [10.1126/science.109.2825.165](https://doi.org/10.1126/science.109.2825.165) (siehe S. 14).
- Hirano, Naomi u. a. (Apr. 1988). „Bipolar Outflow in B335“. In: *Astrophysical Journal Letters* 327, S. L69. DOI: [10.1086/185142](https://doi.org/10.1086/185142) (siehe S. 24).
- Hoang, Thiem (Mai 2019). „A Dynamical Constraint on Interstellar Dust Models from Radiative Torque Disruption“. In: *Astrophysical Journal* 876.1, 13, S. 13. DOI: [10.3847/1538-4357/ab1075](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1075). arXiv: [1812.08391 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1812.08391) (siehe S. 17, 40, 53, 54).
- (Juli 2020). „Rotational Disruption of Astrophysical Dust and Ice—Theory and Applications“. In: *Galaxies* 8.3, S. 52. DOI: [10.3390/galaxies8030052](https://doi.org/10.3390/galaxies8030052). arXiv: [2006.16084 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2006.16084) (siehe S. 17).
- Hoang, Thiem, Jungyeon Cho und A. Lazarian (Jan. 2018). „Alignment of Irregular Grains by Mechanical Torques“. In: *Astrophysical Journal* 852.2, 129, S. 129. DOI: [10.3847/1538-4357/aa9edc](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa9edc). arXiv: [1704.02256 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1704.02256) (siehe S. 2, 14).

- Hoang, Thiem und A. Lazarian (Apr. 2009). „Radiative Torques Alignment in the Presence of Pinwheel Torques“. In: *Astrophysical Journal* 695.2, S. 1457–1476. DOI: [10.1088/0004-637X/695/2/1457](https://doi.org/10.1088/0004-637X/695/2/1457). arXiv: [0801.0266 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0801.0266) (siehe S. 15, 36).
- (Feb. 2014). „Grain alignment by radiative torques in special conditions and implications“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 438.1, S. 680–703. DOI: [10.1093/mnras/stt2240](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2240). arXiv: [1407.8228 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1407.8228) (siehe S. 36).
- Hoang, Thiem, A. Lazarian und B. -G. Andersson (Apr. 2015). „Modelling grain alignment by radiative torques and hydrogen formation torques in reflection nebula“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 448.2, S. 1178–1198. DOI: [10.1093/mnras/stu2758](https://doi.org/10.1093/mnras/stu2758). arXiv: [1412.0424 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1412.0424) (siehe S. 17, 40, 105).
- Hoang, Thiem u. a. (Mai 2019). „Rotational disruption of dust grains by radiative torques in strong radiation fields“. In: *Nature Astronomy* 3, S. 766–775. DOI: [10.1038/s41550-019-0763-6](https://doi.org/10.1038/s41550-019-0763-6). arXiv: [1810.05557 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1810.05557) (siehe S. 17, 40, 53, 54).
- Hoang, Thiem u. a. (Feb. 2021). „Grain Alignment and Disruption by Radiative Torques in Dense Molecular Clouds and Implication for Polarization Holes“. In: *Astrophysical Journal* 908.2, 218, S. 218. DOI: [10.3847/1538-4357/abd54f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abd54f). arXiv: [2010.07742 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2010.07742) (siehe S. 17, 40).
- Holland, W. S. u. a. (Apr. 2013). „SCUBA-2: the 10 000 pixel bolometer camera on the James Clerk Maxwell Telescope“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 430.4, S. 2513–2533. DOI: [10.1093/mnras/sts612](https://doi.org/10.1093/mnras/sts612). arXiv: [1301.3650 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/1301.3650) (siehe S. 1).
- Houde, Martin u. a. (Apr. 2004). „Tracing the Magnetic Field in Orion A“. In: *Astrophysical Journal* 604.2. "Tracing the Magnetic Field in Orion A", Published 2004 April, DOI: [10.1086/382067](https://doi.org/10.1086/382067), S. 717–740. DOI: [10.1086/382067](https://doi.org/10.1086/382067). arXiv: [astro-ph/0312365 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0312365) (siehe S. 44, 46, 56, 58, 60).
- Houde, Martin u. a. (Dez. 2009). „Dispersion of Magnetic Fields in Molecular Clouds. II.“ In: *Astrophysical Journal* 706.2, S. 1504–1516. DOI: [10.1088/0004-637X/706/2/1504](https://doi.org/10.1088/0004-637X/706/2/1504). arXiv: [0909.5227 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/0909.5227) (siehe S. 16, 49).
- Hu, Yue u. a. (Juni 2019). „Magnetic field morphology in interstellar clouds with the velocity gradient technique“. In: *Nature Astronomy* 3, S. 776–782. DOI: [10.1038/s41550-019-0769-0](https://doi.org/10.1038/s41550-019-0769-0). arXiv: [2002.09948 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2002.09948) (siehe S. 19).
- Hull, Charles L. H. u. a. (Apr. 2020). „Understanding the Origin of the Magnetic Field Morphology in the Wide-binary Protostellar System BHR 71“. In: *Astrophysical Journal* 892.2, 152, S. 152. DOI: [10.3847/1538-4357/ab5809](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab5809). arXiv: [1910.07290 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1910.07290) (siehe S. 87).
- Hull, Charles L. H. u. a. (Juli 2014). „TADPOL: A 1.3 mm Survey of Dust Polarization in Star-forming Cores and Regions“. In: *Astrophysical Journal Suppl.* 213.1, 13, S. 13. DOI: [10.1088/0067-0049/213/1/13](https://doi.org/10.1088/0067-0049/213/1/13). arXiv: [1310.6653 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1310.6653) (siehe S. 62, 71, 72).
- Ichiki, Kiyotomo u. a. (Feb. 2006). „Cosmological Magnetic Field: A Fossil of Density Perturbations in the Early Universe“. In: *Science* 311.5762, S. 827–829. DOI: [10.1126/science.1120690](https://doi.org/10.1126/science.1120690). arXiv: [astro-ph/0603631 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603631) (siehe S. 6).
- Isella, Andrea, John M. Carpenter und Anneila I. Sargent (Mai 2010). „Investigating Planet Formation in Circumstellar Disks: CARMA Observations of Ry Tau and Dg Tau“. In: *Astrophysical Journal* 714.2, S. 1746–1761. DOI: [10.1088/0004-637X/714/2/1746](https://doi.org/10.1088/0004-637X/714/2/1746). arXiv: [1003.4318 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1003.4318) (siehe S. 90).
- Jakobsen, P. u. a. (Mai 2022). „The Near-Infrared Spectrograph (NIRSpec) on the James Webb Space Telescope. I. Overview of the instrument and its capabilities“. In: *Astronomy*

- and Astrophysics 661, A80, A80. DOI: [10.1051/0004-6361/20214266310.48550/arXiv.2202.03305](https://doi.org/10.1051/0004-6361/20214266310.48550/arXiv.2202.03305). arXiv: [2202.03305 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/2202.03305) (siehe S. 13).
- Jeans, J. H. (1902). „The Stability of a Spherical Nebula“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 199, S. 1–53. DOI: [10.1098/rsta.1902.0012](https://doi.org/10.1098/rsta.1902.0012) (siehe S. 5).
- (Dez. 1905). „On the Laws of Radiation“. In: *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 76.513, S. 545–552. DOI: [10.1098/rspa.1905.0060](https://doi.org/10.1098/rspa.1905.0060) (siehe S. 89).
- Jones, T. J. u. a. (Jan. 2015). „Grain Alignment in Starless Cores“. In: *Astronomical Journal* 149.1, 31, S. 31. DOI: [10.1088/0004-6256/149/1/31](https://doi.org/10.1088/0004-6256/149/1/31). arXiv: [1411.1031 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1411.1031) (siehe S. 65).
- Jones, Terry Jay u. a. (Okt. 2020). „HAWC+ Far-infrared Observations of the Magnetic Field Geometry in M51 and NGC 891“. In: *Astronomical Journal* 160.4, 167, S. 167. DOI: [10.3847/1538-3881/abada8](https://doi.org/10.3847/1538-3881/abada8). arXiv: [2008.07897 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2008.07897) (siehe S. 1).
- Kandori, Ryo u. a. (Nov. 2005). „Near-Infrared Imaging Survey of Bok Globules: Density Structure“. In: *The Astronomical Journal* 130, S. 2166–2184. DOI: [10.1086/444619](https://doi.org/10.1086/444619). arXiv: [astro-ph/0506205 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0506205) (siehe S. 7, 26).
- Kandori, Ryo u. a. (März 2020). „Distortion of Magnetic Fields in Barnard 335“. In: *Astrophysical Journal* 891.1, 55, S. 55. DOI: [10.3847/1538-4357/ab6f07](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab6f07) (siehe S. 7, 26, 27, 29, 30).
- Kataoka, Akimasa u. a. (Aug. 2015). „Millimeter-wave Polarization of Protoplanetary Disks due to Dust Scattering“. In: *The Astrophysical Journal* 809, 78, S. 78. DOI: [10.1088/0004-637X/809/1/78](https://doi.org/10.1088/0004-637X/809/1/78). arXiv: [1504.04812 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/1504.04812) (siehe S. 2, 14, 31).
- Kataoka, Akimasa, Satoshi Okuzumi und Ryo Tazaki (März 2019). „Millimeter-wave Polarization Due to Grain Alignment by the Gas Flow in Protoplanetary Disks“. In: *Astrophysical Journal Letters* 874.1, L6, S. L6. DOI: [10.3847/2041-8213/ab0c9a](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab0c9a). arXiv: [1903.03529 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/1903.03529) (siehe S. 2, 14).
- Kataoka, Akimasa u. a. (Juli 2017). „The Evidence of Radio Polarization Induced by the Radiative Grain Alignment and Self-scattering of Dust Grains in a Protoplanetary Disk“. In: *Astrophysical Journal Letters* 844.1, L5, S. L5. DOI: [10.3847/2041-8213/aa7e33](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa7e33). arXiv: [1707.01612 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/1707.01612) (siehe S. 15).
- Kirchschlager, Florian, Lars Mattsson und Frederick A. Gent (Jan. 2022). „Supernova induced processing of interstellar dust: impact of interstellar medium gas density and gas turbulence“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 509.3, S. 3218–3234. DOI: [10.1093/mnras/stab3059](https://doi.org/10.1093/mnras/stab3059). arXiv: [2109.01175 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2109.01175) (siehe S. 105).
- Kirk, J. M., D. Ward-Thompson und R. M. Crutcher (Juli 2006). „SCUBA polarization observations of the magnetic fields in the pre-stellar cores L1498 and L1517B“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 369.3, S. 1445–1450. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2006.10392.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10392.x). arXiv: [astro-ph/0603785 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0603785) (siehe S. 76).
- Klessen, R. S. (Nov. 2011). „Star Formation in Molecular Clouds“. In: *EAS Publications Series*. Hrsg. von Corinne Charbonnel und Thierry Montmerle. Bd. 51. EAS Publications Series, S. 133–167. DOI: [10.1051/eas/115100910.48550/arXiv.1109.0467](https://doi.org/10.1051/eas/115100910.48550/arXiv.1109.0467). arXiv: [1109.0467 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1109.0467) (siehe S. 6).
- Ko, Chia-Lin u. a. (Feb. 2020). „Resolving Linear Polarization due to Emission and Extinction of Aligned Dust Grains on NGC 1333 IRAS4A with JVLA and ALMA“. In: *Astrophysical Journal* 889.2, 172, S. 172. DOI: [10.3847/1538-4357/ab5e79](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab5e79). arXiv: [1909.09628 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1909.09628) (siehe S. 18, 34, 68).

- Kobus, J. u. a. (Okt. 2020). „Interferometric study on the temporal variability of the brightness distributions of protoplanetary disks“. In: *Astronomy and Astrophysics* 642, A104, A104. DOI: [10.1051/0004-6361/202038013](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038013). arXiv: [2008.08374 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/2008.08374) (siehe S. 17, 79).
- Kobus, Julia u. a. (Sep. 2022). „Radiative transfer simulations for in-situ particle size diagnostic in reactive, particle growing plasmas“. In: *Journal of Physics D Applied Physics* 55.35, 355202, S. 355202. DOI: [10.1088/1361-6463/ac74f6](https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac74f6). arXiv: [2206.13299 \[physics.plasm-ph\]](https://arxiv.org/abs/2206.13299) (siehe S. 12).
- Köhler, M., N. Ysard und A. P. Jones (Juli 2015). „Dust evolution in the transition towards the denser ISM: impact on dust temperature, opacity, and spectral index“. In: *Astronomy and Astrophysics* 579, A15, A15. DOI: [10.1051/0004-6361/201525646](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525646). arXiv: [1506.01533 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1506.01533) (siehe S. 92).
- Könyves, V. u. a. (Dez. 2015). „A census of dense cores in the Aquila cloud complex: SPIRE/PACS observations from the Herschel Gould Belt survey“. In: *Astronomy and Astrophysics* 584, A91, A91. DOI: [10.1051/0004-6361/201525861](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201525861). arXiv: [1507.05926 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1507.05926) (siehe S. 79).
- Kounkel, Marina u. a. (Jan. 2017). „The Goulds Belt Distances Survey (GOBELINS) II. Distances and Structure toward the Orion Molecular Clouds“. In: *Astrophysical Journal* 834.2, 142, S. 142. DOI: [10.3847/1538-4357/834/2/142](https://doi.org/10.3847/1538-4357/834/2/142). arXiv: [1609.04041 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1609.04041) (siehe S. 44, 47, 79).
- Krügel, E. (2008). *An Introduction to the Physics of Interstellar Dust*. 1. Aufl. Series in Astronomy und Astrophysics. Taylor & Francis Group (siehe S. 8).
- Krumholz, M. R. u. a. (Jan. 2014). „Star Cluster Formation and Feedback“. In: *Protostars and Planets VI*. Hrsg. von Henrik Beuther u. a., S. 243. DOI: [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch011](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch011). arXiv: [1401.2473 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1401.2473) (siehe S. 75).
- Krumholz, Mark R., Avishai Dekel und Christopher F. McKee (Jan. 2012). „A Universal, Local Star Formation Law in Galactic Clouds, nearby Galaxies, High-redshift Disks, and Starbursts“. In: *Astrophysical Journal* 745.1, 69, S. 69. DOI: [10.1088/0004-637X/745/1/69](https://doi.org/10.1088/0004-637X/745/1/69). arXiv: [1109.4150 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1109.4150) (siehe S. 6).
- Krumholz, Mark R. und Christoph Federrath (Feb. 2019). „The Role of Magnetic Fields in Setting the Star Formation Rate and the Initial Mass Function“. In: *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* 6, 7, S. 7. DOI: [10.3389/fspas.2019.00007](https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00007). arXiv: [1902.02557 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1902.02557) (siehe S. 5).
- Kurono, Yasutaka u. a. (März 2013). „Unveiling the Detailed Density and Velocity Structures of the Protostellar Core B335“. In: *Astrophysical Journal* 765.2, 85, S. 85. DOI: [10.1088/0004-637X/765/2/85](https://doi.org/10.1088/0004-637X/765/2/85). arXiv: [1302.3941 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1302.3941) (siehe S. 24).
- Kwon, Jungmi u. a. (Mai 2018). „A First Look at BISTRO Observations of the ρ Oph-A core“. In: *Astrophysical Journal* 859.1, 4, S. 4. DOI: [10.3847/1538-4357/aabd82](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aabd82). arXiv: [1804.09313 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1804.09313) (siehe S. 76).
- Kwon, Woojin u. a. (Feb. 2022). „B-fields in Star-forming Region Observations (BISTRO): Magnetic Fields in the Filamentary Structures of Serpens Main“. In: *Astrophysical Journal* 926.2, 163, S. 163. DOI: [10.3847/1538-4357/ac4bbe](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac4bbe). arXiv: [2201.05059 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2201.05059) (siehe S. 65).
- Lada, C. J. und B. A. Wilking (Dez. 1984). „The nature of the embedded population in the rho Ophiuchi dark cloud : mid-infrared observations.“ In: *Astrophysical Journal* 287, S. 610–621. DOI: [10.1086/162719](https://doi.org/10.1086/162719) (siehe S. 87).

- Lada, Charles J. (Jan. 1999). „The Formation of Low Mass Stars: An Observational Overview“. In: *The Origin of Stars and Planetary Systems*. Hrsg. von Charles J. Lada und Nikolaos D. Kylafis. Bd. 540. NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C, S. 143 (siehe S. 87).
- Laor, Ari und Bruce T. Draine (Jan. 1993). „Spectroscopic Constraints on the Properties of Dust in Active Galactic Nuclei“. In: *Astrophysical Journal* 402, S. 441. DOI: [10.1086/172149](https://doi.org/10.1086/172149) (siehe S. 17).
- Larson, R. B. (März 1981). „Turbulence and star formation in molecular clouds.“ In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 194, S. 809–826. DOI: [10.1093/mnras/194.4.809](https://doi.org/10.1093/mnras/194.4.809) (siehe S. 14).
- Launhardt, R. und T. Henning (Okt. 1997). „Millimetre dust emission from northern BOK globules.“ In: *Astronomy and Astrophysics* 326, S. 329–346 (siehe S. 7, 62).
- Launhardt, R. u. a. (Mai 2010). „Looking Into the Hearts of Bok Globules: Millimeter and Submillimeter Continuum Images of Isolated Star-forming Cores“. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 188, S. 139–177. DOI: [10.1088/0067-0049/188/1/139](https://doi.org/10.1088/0067-0049/188/1/139). arXiv: [1004.0869 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1004.0869) (siehe S. 7, 29, 30, 102).
- Lazarian, A (Juli 2007). „Tracing Magnetic Fields with Aligned Grains“. In: *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer* 106. DOI: [10.1016/j.jqsrt.2007.01.038](https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2007.01.038). arXiv: [0707.0858](https://arxiv.org/abs/0707.0858) (siehe S. 2, 14, 15, 36, 40, 76).
- Lazarian, A. (Sep. 2020). „Two modes of carbonaceous dust alignment“. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2009.11304, arXiv:2009.11304. arXiv: [2009.11304 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2009.11304) (siehe S. 17, 40, 105).
- Lazarian, A. und Thiem Hoang (Juli 2007a). „Radiative torques: analytical model and basic properties“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 378.3, S. 910–946. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2007.11817.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11817.x). arXiv: [0707.0886 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0707.0886) (siehe S. 14).
- (Nov. 2007b). „Subsonic Mechanical Alignment of Irregular Grains“. In: *Astrophysical Journal Letters* 669.2, S. L77–L80. DOI: [10.1086/523849](https://doi.org/10.1086/523849). arXiv: [0707.3805 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0707.3805) (siehe S. 14).
- Lazarian, Alexander, B. -G. Andersson und Thiem Hoang (2015). „Grain alignment: Role of radiative torques and paramagnetic relaxation“. In: *Polarimetry of Stars and Planetary Systems*, S. 81. DOI: [10.48550/arXiv.1511.03696](https://doi.org/10.48550/arXiv.1511.03696) (siehe S. 14).
- Le Gouellec, V. J. M. u. a. (Dez. 2020). „A statistical analysis of dust polarization properties in ALMA observations of Class 0 protostellar cores“. In: *Astronomy and Astrophysics* 644, A11, A11. DOI: [10.1051/0004-6361/202038404](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038404). arXiv: [2009.07186 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2009.07186) (siehe S. 17, 79, 87).
- Le Gouellec, Valentin J. M. u. a. (Juli 2023). „The Origin of Dust Polarization in the Orion Bar“. In: *Astrophysical Journal* 951.2, 97, S. 97. DOI: [10.3847/1538-4357/accff7](https://doi.org/10.3847/1538-4357/accff7). arXiv: [2305.01908 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2305.01908) (siehe S. 14).
- Leach, Robert W. u. a. (März 1991). „Polarimetric Mapping of Orion Using MILLIPOL: Magnetic Activity in BN/KL“. In: *Astrophysical Journal* 370, S. 257. DOI: [10.1086/169811](https://doi.org/10.1086/169811) (siehe S. 2, 17, 23, 61, 63).
- Lee, Hyeseung u. a. (Juni 2020). „Physical Model of Dust Polarization by Radiative Torque Alignment and Disruption and Implications for Grain Internal Structures“. In: *Astrophysical Journal* 896.1, 44, S. 44. DOI: [10.3847/1538-4357/ab8e33](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab8e33). arXiv: [1911.00654 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1911.00654) (siehe S. 17, 79).
- Lefèvre, C. u. a. (Dez. 2014). „Dust properties inside molecular clouds from coreshine modeling and observations“. In: *Astronomy and Astrophysics* 572, A20, A20. DOI:

- 10 . 1051 / 0004 - 6361 / 20142408110 . 48550 / arXiv . 1407 . 5804 . arXiv: 1407 . 5804 [astro-ph.GA] (siehe S. 6).
- Leroy, Adam K. u. a. (Sep. 2017). „Cloud-scale ISM Structure and Star Formation in M51“. In: *Astrophysical Journal* 846.1, 71, S. 71. DOI: 10.3847/1538-4357/aa7fef10 . 48550 / arXiv . 1706 . 08540 . arXiv: 1706 . 08540 [astro-ph.GA] (siehe S. 6).
- Leung, C. M. (Jan. 1985). „Physical conditions in isolated dark globules.“ In: *Protostars and Planets II*. Hrsg. von D. C. Black und M. S. Matthews, S. 104–136 (siehe S. 7).
- Li, Aigen (Aug. 2008). „Optical Properties of Dust“. In: *arXiv e-prints*, arXiv:0808.4123, arXiv:0808.4123. arXiv: 0808 . 4123 [astro-ph] (siehe S. 18, 40).
- Li, Jun u. a. (Apr. 2022). „Dust models for the extinction of Type IIn supernova SN 2010jl“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 511.2, S. 2021–2032. DOI: 10.1093/mnras/stac220 . arXiv: 2201 . 09298 [astro-ph.SR] (siehe S. 17, 79).
- Liddle, Andrew R. und David H. Lyth (2000). *Cosmological Inflation and Large-Scale Structure* (siehe S. 7).
- Lietzow, M., S. Wolf und R. Brunngräber (Jan. 2021). „Three-dimensional continuum radiative transfer of polarized radiation in exoplanetary atmospheres“. In: *Astronomy and Astrophysics* 645, A146, A146. DOI: 10 . 1051 / 0004 - 6361 / 202038932 . arXiv: 2012 . 12992 [astro-ph.EP] (siehe S. 12).
- Lin, Yuxin u. a. (Mai 2017). „Cloud Structure of Three Galactic Infrared Dark Star-forming Regions from Combining Ground- and Space-based Bolometric Observations“. In: *Astrophysical Journal* 840.1, 22, S. 22. DOI: 10 . 3847 / 1538 - 4357 / aa6c67 . arXiv: 1704 . 06448 [astro-ph.GA] (siehe S. 75, 79).
- Lissauer, Jack J. (1993). „Planet Formation“. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 31.1, S. 129–172. DOI: 10 . 1146 / annurev . aa . 31 . 090193 . 001021 . eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.31.090193.001021>. URL: <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.31.090193.001021> (siehe S. 75).
- Liu, Hauyu Baobab (Juni 2021). „Magnetically Regulated Disk Formation in the Inner 100 au Region of the Class 0 Young Stellar Object OMC-3/MMS 6 Resolved by JVLA and ALMA“. In: *Astrophysical Journal* 914.1, 25. "Magnetically Regulated Disk Formation in the Inner 100 au Region of the Class 0 Young Stellar Object OMC-3/MMS 6 Resolved by JVLA and ALMA", Published 2021 June 10, DOI: 10.3847/1538-4357/abf8b6, S. 25. DOI: 10 . 3847 / 1538 - 4357 / abf8b6 . arXiv: 2010 . 05392 [astro-ph.SR] (siehe S. 34, 57, 59, 75).
- Liu, Junhao, Keping Qiu und Qizhou Zhang (Nov. 2021a). „Magnetic fields in star formation: a complete compilation of all the DCF estimations“. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2111.05836, arXiv:2111.05836. arXiv: 2111 . 05836 [astro-ph.GA] (siehe S. 16, 18, 44, 54, 55, 60, 68, 87).
- Liu, Junhao u. a. (Okt. 2021b). „Calibrating the Davis-Chandrasekhar-Fermi Method with Numerical Simulations: Uncertainties in Estimating the Magnetic Field Strength from Statistics of Field Orientations“. In: *Astrophysical Journal* 919.2, 79, S. 79. DOI: 10 . 3847 / 1538 - 4357 / ac0cec . arXiv: 2106 . 09934 [astro-ph.GA] (siehe S. 16).
- Lopez-Rodriguez, Enrique u. a. (Okt. 2022). „Extragalactic magnetism with SOFIA (SALSA Legacy Program). VI. The magnetic fields in the multi-phase interstellar medium of the Antennae galaxies“. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2211.00012, arXiv:2211.00012. arXiv: 2211 . 00012 [astro-ph.GA] (siehe S. 75, 77).
- Lopez-Rodriguez, Enrique u. a. (Jan. 2020). „SOFIA/HAWC+ Traces the Magnetic Fields in NGC 1068“. In: *Astrophysical Journal* 888.2, 66, S. 66. DOI: 10 . 3847 / 1538 - 4357 / ab5849 . arXiv: 1907 . 06648 [astro-ph.GA] (siehe S. 1).

- Lucy, L. B. (Apr. 1999). „Computing radiative equilibria with Monte Carlo techniques“. In: *Astronomy and Astrophysics* 344, S. 282–288 (siehe S. 11).
- Lynds, Beverly T. (Aug. 1965). „Catalogue of Bright Nebulae.“ In: *Astrophysical Journal Suppl.* 12, S. 163. DOI: [10.1086/190123](https://doi.org/10.1086/190123) (siehe S. 62).
- Mathis, J. S., P. G. Mezger und N. Panagia (Nov. 1983). „Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds.“ In: *Astronomy and Astrophysics* 500, S. 259–276 (siehe S. 36).
- Mathis, J. S., W. Rumpl und K. H. Nordsieck (Okt. 1977). „The size distribution of interstellar grains“. In: *The Astrophysical Journal* 217, S. 425–433. DOI: [10.1086/155591](https://doi.org/10.1086/155591) (siehe S. 28, 79, 91, 92, 105).
- Matsuura, Mikako u. a. (Juni 2022). „Spitzer and Herschel studies of dust in supernova remnants in the Small Magellanic Cloud“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 513.1, S. 1154–1174. DOI: [10.1093/mnras/stac583](https://doi.org/10.1093/mnras/stac583). arXiv: [2203.01931 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/2203.01931) (siehe S. 75, 77).
- Matthews, B. C. (Dez. 2005). „Polarimetry and Star Formation in the Submillimeter“. In: *Astronomical Polarimetry: Current Status and Future Directions*. Hrsg. von A. Adamson u. a. Bd. 343. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, S. 99 (siehe S. 17, 40, 44, 51).
- Matthews, Brenda C. u. a. (Mai 2009). „The Legacy of SCUPOL: 850 μ m Imaging Polarimetry from 1997 to 2005“. In: *Astrophysical Journal Suppl.* 182.1, S. 143–204. DOI: [10.1088/0067-0049/182/1/143](https://doi.org/10.1088/0067-0049/182/1/143) (siehe S. 62, 63, 66, 71, 72).
- Matthews, Brenda C. und Christine D. Wilson (Aug. 2002). „Magnetic Fields in Star-forming Molecular Clouds. V. Submillimeter Polarization of the Barnard 1 Dark Cloud“. In: *The Astrophysical Journal* 574, S. 822–833. DOI: [10.1086/341111](https://doi.org/10.1086/341111). URL: <http://esoads.eso.org/abs/2002ApJ...574..822M> (besucht am 16.02.2016) (siehe S. 1, 66).
- Matthews, Brenda C., Christine D. Wilson und Jason D. Fiege (Nov. 2001). „Magnetic Fields in Star-forming Molecular Clouds. II. The Depolarization Effect in the OMC-3 Filament of Orion A“. In: *Astrophysical Journal* 562.1. "Magnetic Fields in Star-forming Molecular Clouds. II. The Depolarization Effect in the OMC-3 Filament of Orion A", Published 2001 November, DOI: [10.1086/323375](https://doi.org/10.1086/323375), S. 400–423. DOI: [10.1086/323375](https://doi.org/10.1086/323375). arXiv: [astro-ph/0106394 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0106394) (siehe S. 44, 46, 57, 58, 60).
- Maury, A. J. u. a. (Juni 2018). „Magnetically regulated collapse in the B335 protostar? I. ALMA observations of the polarized dust emission“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 477.2. DOI: [10.1093/mnras/sty574](https://doi.org/10.1093/mnras/sty574), S. 2760–2765. DOI: [10.1093/mnras/sty574](https://doi.org/10.1093/mnras/sty574). arXiv: [1803.00028 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1803.00028) (siehe S. 38, 39, 41).
- Michail, Joseph M. u. a. (Jan. 2021). „Far-infrared Polarization Spectrum of the OMC-1 Star-forming Region“. In: *Astrophysical Journal* 907.1, 46, S. 46. DOI: [10.3847/1538-4357/abd090](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abd090). arXiv: [2008.00310 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2008.00310) (siehe S. 55, 59).
- Minchin, Nigel R. und Alexander G. Murray (Juni 1994). „Submillimetre polarimetric mapping of DR 21 and NGC 7538-IRS 11: tracing the circumstellar magnetic field.“ In: *Astronomy and Astrophysics* 286, S. 579–587 (siehe S. 2, 17, 63).
- Motte, F. und P. André (Jan. 2001). „The circumstellar environment of low-mass protostars: A millimeter continuum mapping survey“. In: *Astronomy and Astrophysics* 365, S. 440–464. DOI: [10.1051/0004-6361:20000072](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000072) (siehe S. 24).
- Myers, P. C. und A. A. Goodman (Juni 1991). „On the Dispersion in Direction of Interstellar Polarization“. In: *Astrophysical Journal* 373, S. 509. DOI: [10.1086/170070](https://doi.org/10.1086/170070) (siehe S. 16).

- NASA-SMD (2022). https://explorers.larc.nasa.gov/2023APPROBE/pdf_files/NH22ZDA008L.pdf. Accessed: 15-8-2023 (siehe S. 98).
- Natta, A. und L. Testi (Dez. 2004). „Grain Growth in Circumstellar Disks“. In: *Star Formation in the Interstellar Medium: In Honor of David Hollenbach*. Hrsg. von D. Johnstone u. a. Bd. 323. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, S. 279 (siehe S. 90).
- Nielbock, M., R. Chini und S. A. H. Müller (Sep. 2003). „The stellar content of OMC 2/3“. In: *Astronomy and Astrophysics* 408, S. 245–256. DOI: [10.1051/0004-6361:20030961](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030961). arXiv: [astro-ph/0306461 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0306461) (siehe S. 44).
- Olofsson, S. und G. Olofsson (Mai 2009). „A new method of determining distances to dark globules. The distance to B 335“. In: *Astronomy and Astrophysics* 498.2, S. 455–461. DOI: [10.1051/0004-6361/200811574](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811574) (siehe S. 24).
- (Okt. 2011). „The mid-infrared extinction in molecular clouds. Case study of B 335“. In: *Astronomy and Astrophysics* 534, A127, A127. DOI: [10.1051/0004-6361/201015564](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015564). arXiv: [1112.0155 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1112.0155) (siehe S. 27, 40).
- Orkisz, Jan H. u. a. (März 2017). „Turbulence and star formation efficiency in molecular clouds: solenoidal versus compressive motions in Orion B“. In: *Astronomy and Astrophysics* 599, A99, A99. DOI: [10.1051/0004-6361/201629220](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629220). arXiv: [1701.00962 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1701.00962) (siehe S. 75).
- Ostriker, Eve C., James M. Stone und Charles F. Gammie (Jan. 2001). „Density, Velocity, and Magnetic Field Structure in Turbulent Molecular Cloud Models“. In: *Astrophysical Journal* 546.2, S. 980–1005. DOI: [10.1086/318290](https://doi.org/10.1086/318290). arXiv: [astro-ph/0008454 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0008454) (siehe S. 16).
- Parkin, T. J. u. a. (Mai 2012). „The gas-to-dust mass ratio of Centaurus A as seen by Herschel“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 422.3, S. 2291–2301. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2012.20778.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20778.x). arXiv: [1202.5323 \[astro-ph.CO\]](https://arxiv.org/abs/1202.5323) (siehe S. 6).
- Pattle, Kate u. a. (März 2022a). „Magnetic fields in star formation: from clouds to cores“. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2203.11179, arXiv:2203.11179. arXiv: [2203.11179 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2203.11179) (siehe S. 7, 16, 18).
- Pattle, Kate u. a. (Juli 2019). „JCMT BISTRO Survey Observations of the Ophiuchus Molecular Cloud: Dust Grain Alignment Properties Inferred Using a Ricean Noise Model“. In: *Astrophysical Journal* 880.1, 27, S. 27. DOI: [10.3847/1538-4357/ab286f](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab286f). arXiv: [1906.03391 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1906.03391) (siehe S. 66).
- Pattle, Kate u. a. (Sep. 2022b). „Magnetic fields and outflows in the large Bok globule CB 54“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 515.1, S. 1026–1036. DOI: [10.1093/mnras/stac1356](https://doi.org/10.1093/mnras/stac1356). arXiv: [2205.06055 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2205.06055) (siehe S. 62, 71).
- Pattle, Kate u. a. (Mai 2021). „OMC-1 dust polarization in ALMA Band 7: diagnosing grain alignment mechanisms in the vicinity of Orion Source I“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 503.3, S. 3414–3433. DOI: [10.1093/mnras/stab608](https://doi.org/10.1093/mnras/stab608). arXiv: [2009.14758 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2009.14758) (siehe S. 14, 18).
- Pattle, Kate u. a. (Sep. 2017). „The JCMT BISTRO Survey: The Magnetic Field Strength in the Orion A Filament“. In: *Astrophysical Journal* 846.2, 122, S. 122. DOI: [10.3847/1538-4357/aa80e5](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa80e5). arXiv: [1707.05269 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1707.05269) (siehe S. 46, 47, 49).
- Pellegrini, Eric W. u. a. (Nov. 2020). „WARPFIELD population synthesis: the physics of (extra-)Galactic star formation and feedback-driven cloud structure and emission from sub-to-kpc scales“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 498.3,

- S. 3193–3214. DOI: [10.1093/mnras/staa2555](https://doi.org/10.1093/mnras/staa2555). arXiv: [1905.04158](https://arxiv.org/abs/1905.04158) [astro-ph.GA] (siehe S. 12).
- Pfüller, Enrico, Jürgen Wolf und Manuel Wiedemann (Jan. 2018). „The SOFIA Focal Plane Imager: A Highly Sensitive and Fast Photometer for the Wavelength Range 0.4 to 1 Micron“. In: *Journal of Astronomical Instrumentation* 7.4, 1840006, S. 1840006. DOI: [10.1142/S2251171718400068](https://doi.org/10.1142/S2251171718400068) (siehe S. 13).
- Pilbratt, G. L. u. a. (Juli 2010). „Herschel Space Observatory. An ESA facility for far-infrared and submillimetre astronomy“. In: *Astronomy and Astrophysics* 518, L1, S. L1. DOI: [10.1051/0004-6361/201014759](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014759). arXiv: [1005.5331](https://arxiv.org/abs/1005.5331) [astro-ph.IM] (siehe S. 43, 75, 83).
- Pillai, T. u. a. (Jan. 2015). „Magnetic Fields in High-mass Infrared Dark Clouds“. In: *Astrophysical Journal* 799.1, 74, S. 74. DOI: [10.1088/0004-637X/799/1/74](https://doi.org/10.1088/0004-637X/799/1/74). arXiv: [1410.7390](https://arxiv.org/abs/1410.7390) [astro-ph.GA] (siehe S. 1).
- Planck Collaboration u. a. (Dez. 2011). „Planck early results. I. The Planck mission“. In: *Astronomy and Astrophysics* 536, A1, A1. DOI: [10.1051/0004-6361/201116464](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116464). arXiv: [1101.2022](https://arxiv.org/abs/1101.2022) [astro-ph.IM] (siehe S. 1, 90).
- Planck Collaboration u. a. (Nov. 2014). „Planck 2013 results. XI. All-sky model of thermal dust emission“. In: *Astronomy and Astrophysics* 571, A11, A11. DOI: [10.1051/0004-6361/201323195](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323195). arXiv: [1312.1300](https://arxiv.org/abs/1312.1300) [astro-ph.GA] (siehe S. 78).
- Planck Collaboration u. a. (Apr. 2015). „Planck intermediate results. XIX. An overview of the polarized thermal emission from Galactic dust“. In: *Astronomy and Astrophysics* 576, A104, A104. DOI: [10.1051/0004-6361/201424082](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424082). arXiv: [1405.0871](https://arxiv.org/abs/1405.0871) [astro-ph.GA] (siehe S. 62).
- Poglitsch, A. u. a. (Juli 2010). „The Photodetector Array Camera and Spectrometer (PACS) on the Herschel Space Observatory“. In: *Astronomy and Astrophysics* 518, L2, S. L2. DOI: [10.1051/0004-6361/201014535](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014535). arXiv: [1005.1487](https://arxiv.org/abs/1005.1487) [astro-ph.IM] (siehe S. 75, 79).
- Poidevin, Frédéric, Pierre Bastien und Brenda C. Matthews (Juni 2010). „Magnetic Field Structures and Turbulent Components in the Star-forming Molecular Clouds OMC-2 and OMC-3“. In: *Astrophysical Journal* 716.2, S. 893–906. DOI: [10.1088/0004-637X/716/2/893](https://doi.org/10.1088/0004-637X/716/2/893). arXiv: [1003.5596](https://arxiv.org/abs/1003.5596) [astro-ph.GA] (siehe S. 49).
- Pokhrel, R. u. a. (Sep. 2016). „A Herschel-SPIRE survey of the Mon R2 giant molecular cloud: analysis of the gas column density probability density function“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 461.1, S. 22–35. DOI: [10.1093/mnras/stw1303](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1303). arXiv: [1606.01752](https://arxiv.org/abs/1606.01752) [astro-ph.GA] (siehe S. 75, 79).
- Potdar, Ajay u. a. (Feb. 2022). „Galactic H II region IRAS 17149 - 3916 - a multiwavelength study“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 510.1, S. 658–673. DOI: [10.1093/mnras/stab3479](https://doi.org/10.1093/mnras/stab3479). arXiv: [2111.13869](https://arxiv.org/abs/2111.13869) [astro-ph.GA] (siehe S. 75).
- Prialnik, Dina (2000). *An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution* (siehe S. 5).
- Pudritz, Ralph E. u. a. (2013). „The Role of Magnetic Fields in Star Formation“. In: *Proceedings of the International Astronomical Union* 9.S302, S. 10–20. DOI: [10.1017/S174392131400163X](https://doi.org/10.1017/S174392131400163X) (siehe S. 1).
- Quashnock, Jean M., Abraham Loeb und David N. Spergel (Sep. 1989). „Magnetic Field Generation during the Cosmological QCD Phase Transition“. In: *Astrophysical Journal Letters* 344, S. L49. DOI: [10.1086/185528](https://doi.org/10.1086/185528) (siehe S. 6).
- Rayleigh, Lord (Jan. 1900). „Remarks upon the law of complete radiation“. In: *Philosophical Magazine* 49, S. 539–540. DOI: [10.1080/14786440009463878](https://doi.org/10.1080/14786440009463878) (siehe S. 89).

- Raymond, Sean N. und Alessandro Morbidelli (Jan. 2022). „Planet Formation: Key Mechanisms and Global Models“. In: *Demographics of Exoplanetary Systems, Lecture Notes of the 3rd Advanced School on Exoplanetary Science*. Hrsg. von Katia Biazzo u. a. Bd. 466. Astrophysics and Space Science Library, S. 3–82. DOI: [10.1007/978-3-030-88124-5_1](https://doi.org/10.1007/978-3-030-88124-5_1). arXiv: [2002.05756 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/2002.05756) (siehe S. 75).
- Redaelli, E. u. a. (Nov. 2019). „Magnetic properties of the protostellar core IRAS 15398-3359“. In: *Astronomy and Astrophysics* 631, A154, A154. DOI: [10.1051/0004-6361/201936271](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201936271). arXiv: [1910.05573 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1910.05573) (siehe S. 1).
- Rees, Martin J. (2005). „Magnetic Fields in the Early Universe“. In: *Cosmic Magnetic Fields*. Hrsg. von Richard Wielebinski und Rainer Beck. Bd. 664, S. 1. DOI: [10.1007/3540313966_1](https://doi.org/10.1007/3540313966_1) (siehe S. 1, 6).
- Reipurth, Bo, Luis F. Rodriguez und Rolf Chini (Aug. 1999). „VLA Detection of Protostars in OMC-2/3“. In: *Astronomical Journal* 118.2, S. 983–989. DOI: [10.1086/300958](https://doi.org/10.1086/300958) (siehe S. 44).
- Reissl, S., S. Wolf und R. Brauer (Sep. 2016). „Radiative transfer with POLARIS. I. Analysis of magnetic fields through synthetic dust continuum polarization measurements“. In: *Astronomy & Astrophysics* 593, A87, A87. DOI: [10.1051/0004-6361/201424930](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424930). arXiv: [1604.05305 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/1604.05305) (siehe S. 12, 28, 36, 78).
- Reissl, S., S. Wolf und D. Seifried (Juni 2014). „Tracing the ISM magnetic field morphology: the potential of multi-wavelength polarization measurements“. In: *Astronomy & Astrophysics* 566, A65, A65. DOI: [10.1051/0004-6361/201323116](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323116). arXiv: [1404.5286 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1404.5286) (siehe S. 17, 18, 54, 79).
- Reissl, Stefan (2016). „The potential of dust polarization measurements: on the observability of magnetic field structures in star-forming regions“. en. Diss. URL: https://macau.uni-kiel.de/receive/diss_mods_00020410 (siehe S. 12).
- Reissl, Stefan u. a. (Feb. 2020). „A systematic study of radiative torque grain alignment in the diffuse interstellar medium“. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2002.11792, arXiv:2002.11792. arXiv: [2002.11792 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/2002.11792) (siehe S. 36, 37, 40).
- Richter, M. J. u. a. (Jan. 2018). „EXES: The Echelon-cross-echelle Spectrograph for SOFIA“. In: *Journal of Astronomical Instrumentation* 7.4, 1840013, S. 1840013. DOI: [10.1142/S2251171718400135](https://doi.org/10.1142/S2251171718400135) (siehe S. 13).
- Rilinger, Anneliese M. und Catherine C. Espaillat (Nov. 2021). „Disk Masses and Dust Evolution of Protoplanetary Disks around Brown Dwarfs“. In: *Astrophysical Journal* 921.2, 182, S. 182. DOI: [10.3847/1538-4357/ac09e5](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac09e5). arXiv: [2106.05247 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/2106.05247) (siehe S. 105).
- Risacher, C. u. a. (Jan. 2018). „The upGREAT Dual Frequency Heterodyne Arrays for SOFIA“. In: *Journal of Astronomical Instrumentation* 7.4, 1840014, S. 1840014. DOI: [10.1142/S2251171718400147](https://doi.org/10.1142/S2251171718400147). arXiv: [1812.07403 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/1812.07403) (siehe S. 13).
- Rivera-Ingraham, A. u. a. (Mai 2017). „Galactic cold cores. VIII. Filament formation and evolution: Filament properties in context with evolutionary models“. In: *Astronomy and Astrophysics* 601, A94, A94. DOI: [10.1051/0004-6361/201628552](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628552). arXiv: [1702.07571 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1702.07571) (siehe S. 75).
- Sadavoy, S. I. u. a. (Apr. 2013). „The Herschel and JCMT Gould Belt Surveys: Constraining Dust Properties in the Perseus B1 Clump with PACS, SPIRE, and SCUBA-2“. In: *Astrophysical Journal* 767.2, 126, S. 126. DOI: [10.1088/0004-637X/767/2/126](https://doi.org/10.1088/0004-637X/767/2/126). arXiv: [1303.1529 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1303.1529) (siehe S. 78, 90).

- Sandell, Göran u. a. (Okt. 2021). „FORCAST Imaging of Two Small Nearby Clusters: The Coronet and B 59“. In: *Astrophysical Journal* 920.1, 7, S. 7. DOI: [10.3847/1538-4357/ac133d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac133d). arXiv: [2107.04158 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/2107.04158) (siehe S. 77).
- Santos, Fabio P. u. a. (Sep. 2019). „The Far-infrared Polarization Spectrum of ρ Ophiuchi A from HAWC+/SOFIA Observations“. In: *Astrophysical Journal* 882.2, 113, S. 113. DOI: [10.3847/1538-4357/ab3407](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab3407). arXiv: [1905.00705 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1905.00705) (siehe S. 13, 16, 24, 43, 44, 51, 54, 55, 59, 62, 75, 77–79, 94).
- Sauter, J. u. a. (Okt. 2009). „The circumstellar disc in the Bok globule CB 26. Multi-wavelength observations and modelling of the dust disc and envelope“. In: *Astronomy and Astrophysics* 505.3, S. 1167–1182. DOI: [10.1051/0004-6361/200912397](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912397). arXiv: [0907.1074 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/0907.1074) (siehe S. 17, 79).
- Schisano, Eugenio u. a. (März 2020). „The Hi-GAL catalogue of dusty filamentary structures in the Galactic plane“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 492.4, S. 5420–5456. DOI: [10.1093/mnras/stz3466](https://doi.org/10.1093/mnras/stz3466). arXiv: [1912.04020 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1912.04020) (siehe S. 43).
- Schlüter, A. (1950). In: *Zeitschrift für Naturforschung A* 5.2, S. 65–71. DOI: [doi:10.1515/zna-1950-0201](https://doi.org/10.1515/zna-1950-0201). URL: <https://doi.org/10.1515/zna-1950-0201> (siehe S. 6).
- Schulz, B. und M. Meixner (Feb. 2023). „Current and Future Space and Airborne Observatories for ISM Studies“. In: *Physics and Chemistry of Star Formation: The Dynamical ISM Across Time and Spatial Scales*, S. 330. DOI: [10.48550/arXiv.2301.05808](https://doi.org/10.48550/arXiv.2301.05808). arXiv: [2301.05808 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2301.05808) (siehe S. 98).
- Seifried, D. und S. Walch (Sep. 2015). „The impact of turbulence and magnetic field orientation on star-forming filaments“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 452, S. 2410–2422. DOI: [10.1093/mnras/stv1458](https://doi.org/10.1093/mnras/stv1458). URL: <http://esoads.eso.org/abs/2015MNRAS.452.2410S> (besucht am 16.02.2016) (siehe S. 1, 6).
- Seifried, D. u. a. (Feb. 2020). „From parallel to perpendicular – On the orientation of magnetic fields in molecular clouds“. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2003.00017, arXiv:2003.00017. arXiv: [2003.00017 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2003.00017) (siehe S. 36).
- Sellers, B., J.L. Hunderwadel und F.A. Hanser (März 1976). *Flight of a UV spectrophotometer aboard Galileo 2, the NASA Convair 990 aircraft*, <https://ntrs.nasa.gov/citations/19760024408>. Accessed: 25-10-2023 (siehe S. 12).
- Sen, A. K. u. a. (Jan. 2000). „Imaging polarimetry of some selected dark clouds“. In: *Astronomy and Astrophysics, Supplement* 141, S. 175–183. DOI: [10.1051/aas:2000117](https://doi.org/10.1051/aas:2000117) (siehe S. 62).
- Sen, A. K. u. a. (Juni 2021). „Polarimetric and photometric observations of CB54, with analysis of four other dark clouds“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 503.4, S. 5274–5290. DOI: [10.1093/mnras/stab380](https://doi.org/10.1093/mnras/stab380) (siehe S. 16, 62, 69, 72).
- Sen, A. K. u. a. (Juli 2005). „An analysis of the distribution of background star polarization in dark clouds“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 361.1, S. 177–190. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2005.09153.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09153.x). arXiv: [astro-ph/0504566 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0504566) (siehe S. 62).
- Shetty, Rahul u. a. (Mai 2009a). „The Effect of Noise on the Dust Temperature-Spectral Index Correlation“. In: *Astrophysical Journal* 696.1, S. 676–680. DOI: [10.1088/0004-637X/696/1/676](https://doi.org/10.1088/0004-637X/696/1/676). arXiv: [0902.0636 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/0902.0636) (siehe S. 92).
- Shetty, Rahul u. a. (Mai 2009b). „The Effect of Line-of-Sight Temperature Variation and Noise on Dust Continuum Observations“. In: *Astrophysical Journal* 696.2, S. 2234–2251. DOI: [10.1088/0004-637X/696/2/2234](https://doi.org/10.1088/0004-637X/696/2/2234). arXiv: [0902.3477 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/0902.3477) (siehe S. 92).

- Shirley, Yancy L., II Evans Neal J. und Jonathan M. C. Rawlings (Aug. 2002). „Tracing the Mass during Low-Mass Star Formation. III. Models of the Submillimeter Dust Continuum Emission from Class 0 Protostars“. In: *Astrophysical Journal* 575.1, S. 337–353. DOI: [10.1086/341286](https://doi.org/10.1086/341286). arXiv: [astro-ph/0204024 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0204024) (siehe S. 24).
- Shirley, Yancy L. u. a. (Okt. 2005). „Modeling the Physical Structure of the Low-Density Pre-Protostellar Core Lynds 1498“. In: *Astrophysical Journal* 632.2, S. 982–1000. DOI: [10.1086/431963](https://doi.org/10.1086/431963). arXiv: [astro-ph/0505171 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0505171) (siehe S. 90).
- Shu, Frank H., Fred C. Adams und Susana Lizano (Jan. 1987). „Star formation in molecular clouds: observation and theory.“ In: *Annual Review of Astron and Astrophys* 25, S. 23–81. DOI: [10.1146/annurev.aa.25.090187.000323](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.25.090187.000323) (siehe S. 5, 17, 53, 75).
- Siebenmorgen, R., N. V. Voshchinnikov und S. Bagnulo (Jan. 2014). „Dust in the diffuse interstellar medium. Extinction, emission, linear and circular polarisation“. In: *Astrophysics and Astrophysics* 561, A82, A82. DOI: [10.1051/0004-6361/201321716](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321716). arXiv: [1308.3148 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1308.3148) (siehe S. 17, 79).
- Soam, A. u. a. (Jan. 2015). „Magnetic field structure around cores with very low luminosity objects“. In: *Astronomy and Astrophysics* 573, A34, A34. DOI: [10.1051/0004-6361/201322536](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322536). arXiv: [1411.0785 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1411.0785) (siehe S. 18, 68).
- Soam, Archana u. a. (Juli 2018). „Magnetic Fields toward Ophiuchus-B Derived from SCUBA-2 Polarization Measurements“. In: *Astrophysical Journal* 861.1, 65, S. 65. DOI: [10.3847/1538-4357/aac4a6](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac4a6). arXiv: [1805.06131 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1805.06131) (siehe S. 66).
- Sodroski, T. J. u. a. (Mai 1997). „A Three-dimensional Decomposition of the Infrared Emission from Dust in the Milky Way“. In: *Astrophysical Journal* 480.1, S. 173–187. DOI: [10.1086/303961](https://doi.org/10.1086/303961) (siehe S. 6).
- Soler, Juan D. (Sep. 2019). „Using Herschel and Planck observations to delineate the role of magnetic fields in molecular cloud structure“. In: *Astronomy and Astrophysics* 629, A96, A96. DOI: [10.1051/0004-6361/201935779](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935779). arXiv: [1909.04862 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1909.04862) (siehe S. 75).
- Stanke, T., M. J. McCaughrean und H. Zinnecker (Sep. 2002). „An unbiased H₂ survey for protostellar jets in Orion A. II\@. The infrared survey data“. In: *Astronomy and Astrophysics* 392, S. 239–266. DOI: [10.1051/0004-6361:20020763](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020763) (siehe S. 44).
- Stein, Wayne (Apr. 1966). „Infrared Radiation from Interstellar Grains“. In: *Astrophysical Journal* 144, S. 318. DOI: [10.1086/148606](https://doi.org/10.1086/148606) (siehe S. 14).
- Steinacker, J. u. a. (Okt. 2015). „Grain size limits derived from 3.6 μm and 4.5 μm coreshine“. In: *Astronomy and Astrophysics* 582, A70, A70. DOI: [10.1051/0004-6361/201425434](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425434). arXiv: [1508.04691 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1508.04691) (siehe S. 14, 76, 107).
- Steinacker, J. u. a. (Apr. 2014). „Coreshine in L1506C - Evidence for a primitive big-grain component or indication for a turbulent core history?“ In: *Astronomy and Astrophysics* 564, A96, A96. DOI: [10.1051/0004-6361/201322117](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322117). arXiv: [1403.3650 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1403.3650) (siehe S. 76).
- Stephens, Ian W. u. a. (Dez. 2017). „ALMA Reveals Transition of Polarization Pattern with Wavelength in HL Tau’s Disk“. In: *The Astrophysical Journal* 851, 55, S. 55. DOI: [10.3847/1538-4357/aa998b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa998b). arXiv: [1710.04670 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1710.04670) (siehe S. 15, 30).
- Stokes, G. G. (Jan. 1851). „On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from different Sources“. In: *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* 9, S. 399 (siehe S. 8).
- Takahashi, Satoko u. a. (Okt. 2009). „Evolutionary Status of Brightest and Youngest Source in the Orion Molecular Cloud -3 Region“. In: *Astrophysical Journal* 704.2, S. 1459–1470.

- DOI: [10.1088/0004-637X/704/2/1459](https://doi.org/10.1088/0004-637X/704/2/1459). arXiv: [0909.0344 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/0909.0344) (siehe S. 44, 51).
- Takahashi, Satoko u. a. (Feb. 2019). „ALMA High Angular Resolution Polarization Study: An Extremely Young Class 0 Source, OMC-3/MMS 6“. In: *Astrophysical Journal* 872.1, 70, S. 70. DOI: [10.3847/1538-4357/aaf6ed](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaf6ed). arXiv: [1812.03189 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1812.03189) (siehe S. 44).
- Tazaki, Ryo, Alexandre Lazarian und Hideko Nomura (Apr. 2017). „Radiative Grain Alignment In Protoplanetary Disks: Implications for Polarimetric Observations“. In: *Astrophysical Journal* 839.1, 56, S. 56. DOI: [10.3847/1538-4357/839/1/56](https://doi.org/10.3847/1538-4357/839/1/56). arXiv: [1701.02063 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/1701.02063) (siehe S. 2, 14, 15).
- Temi, Pasquale u. a. (Jan. 2018). „SOFIA at Full Operation Capability: Technical Performance“. In: *Journal of Astronomical Instrumentation* 7.4, 1840011-186, S. 1840011–186. DOI: [10.1142/S2251171718400111](https://doi.org/10.1142/S2251171718400111) (siehe S. 12, 75, 83).
- Testi, L. u. a. (Jan. 2014). „Dust Evolution in Protoplanetary Disks“. In: *Protostars and Planets VI*. Hrsg. von Henrik Beuther u. a., S. 339. DOI: [10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch015](https://doi.org/10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch015). arXiv: [1402.1354 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1402.1354) (siehe S. 75).
- Thompson, K. L., T. H. Troland und C. Heiles (Okt. 2019). „A Survey of Magnetic Field Strengths in the Envelopes of Molecular Clouds via the 18 cm OH Zeeman Effect“. In: *Astrophysical Journal* 884.1, 49, S. 49. DOI: [10.3847/1538-4357/ab364e](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab364e). arXiv: [1907.11940 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1907.11940) (siehe S. 18).
- Tripathi, Anjali u. a. (Juli 2018). „The Millimeter Continuum Size-Frequency Relationship in the UZ Tau E Disk“. In: *Astrophysical Journal* 861.1, 64, S. 64. DOI: [10.3847/1538-4357/aac5d6](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac5d6). arXiv: [1805.06457 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/1805.06457) (siehe S. 90).
- Trippe, Sascha (Feb. 2014). „Polarization and Polarimetry: a Review“. In: *Journal of Korean Astronomical Society* 47.1, S. 15–39. DOI: [10.5303/JKAS.2014.47.1.15](https://doi.org/10.5303/JKAS.2014.47.1.15). arXiv: [1401.1911 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/1401.1911) (siehe S. 8).
- Uehara, Hayato u. a. (Juli 2021). „Optical Properties of Interstellar Dust around the Orion A Molecular Cloud“. In: *Astrophysical Journal* 915.2, 74, S. 74. DOI: [10.3847/1538-4357/ac03b410.48550](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac03b410.48550). arXiv: [2107.01043 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2107.01043) (siehe S. 6).
- Unsöld, A. und B. Baschek (2005). *Der neue Kosmos*. 7. Aufl. Springer-Verlag (siehe S. 5, 10).
- Utomo, Dyas u. a. (Juli 2018). „Star Formation Efficiency per Free-fall Time in nearby Galaxies“. In: *Astrophysical Journal Letters* 861.2, L18, S. L18. DOI: [10.3847/2041-8213/aacf8f10.48550](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aacf8f10.48550). arXiv: [1806.11121 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1806.11121) (siehe S. 6).
- Vaillancourt, John E. (Sep. 2002). „Analysis of the Far-Infrared/Submillimeter Polarization Spectrum Based on Temperature Maps of Orion“. In: *Astrophysical Journal Suppl.* 142.1, S. 53–69. DOI: [10.1086/341398](https://doi.org/10.1086/341398) (siehe S. 77).
- Vaillancourt, John E. u. a. (Dez. 2020). „Probing Interstellar Grain Growth through Polarimetry in the Taurus Cloud Complex“. In: *Astrophysical Journal* 905.2, 157, S. 157. DOI: [10.3847/1538-4357/abc6b0](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abc6b0). arXiv: [2011.00114 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2011.00114) (siehe S. 14, 107).
- Vaillancourt, John E. u. a. (Mai 2008). „New Results on the Submillimeter Polarization Spectrum of the Orion Molecular Cloud“. In: *Astrophysical Journal Letters* 679.1, S. L25. DOI: [10.1086/589152](https://doi.org/10.1086/589152). arXiv: [0803.4185 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0803.4185) (siehe S. 43).
- Vaillancourt, John E. und Brenda C. Matthews (Aug. 2012). „Submillimeter Polarization of Galactic Clouds: A Comparison of 350 μ m and 850 μ m Data“. In: *Astrophysical*

- Journal Suppl.* 201.2, 13, S. 13. DOI: [10.1088/0067-0049/201/2/13](https://doi.org/10.1088/0067-0049/201/2/13). arXiv: [1204.1378](https://arxiv.org/abs/1204.1378) [[astro-ph.GA](#)] (siehe S. [43](#)).
- Valdivia, Valeska u. a. (Okt. 2019). „Indirect evidence of significant grain growth in young protostellar envelopes from polarized dust emission“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 488.4, S. 4897–4904. DOI: [10.1093/mnras/stz2056](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2056). arXiv: [1907.10945](https://arxiv.org/abs/1907.10945) [[astro-ph.GA](#)] (siehe S. [17](#), [79](#), [87](#)).
- Vallée, Jacques P., Jane S. Greaves und Jason D. Fiege (Mai 2003). „Magnetic Structure of a Dark Bok Globule“. In: *Astrophysical Journal* 588.2, S. 910–917. DOI: [10.1086/374309](https://doi.org/10.1086/374309) (siehe S. [23](#), [25](#), [61](#), [63](#)).
- Van Eck, C. L. u. a. (Feb. 2011). „Modeling the Magnetic Field in the Galactic Disk Using New Rotation Measure Observations from the Very Large Array“. In: *Astrophysical Journal* 728.2, 97, S. 97. DOI: [10.1088/0004-637X/728/2/97](https://doi.org/10.1088/0004-637X/728/2/97). arXiv: [1012.2938](https://arxiv.org/abs/1012.2938) [[astro-ph.GA](#)] (siehe S. [19](#)).
- Van Loo, Sven, Jonathan C. Tan und Sam A. E. G. Falle (Feb. 2015). „Magnetic Fields and Galactic Star Formation Rates“. In: *Astrophysical Journal Letters* 800.1, L11, S. L11. DOI: [10.1088/2041-8205/800/1/L11](https://doi.org/10.1088/2041-8205/800/1/L11). arXiv: [1411.7548](https://arxiv.org/abs/1411.7548) [[astro-ph.GA](#)] (siehe S. [1](#), [6](#)).
- Virtanen, Pauli u. a. (2020). „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17, S. 261–272. DOI: [10.1038/s41592-019-0686-2](https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2) (siehe S. [78](#)).
- Voshchinnikov, N. V. und V. G. Farafonov (Juni 1993). „Optical properties of spheroidal particles“. In: *Astrophysics and Space Science* 204.1, S. 19–86. DOI: [10.1007/BF00658095](https://doi.org/10.1007/BF00658095) (siehe S. [33](#), [105](#)).
- Weingartner, Joseph C. und B. T. Draine (Feb. 2001). „Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud“. In: *Astrophysical Journal* 548.1, S. 296–309. DOI: [10.1086/31865110.48550/arXiv.astro-ph/0008146](https://doi.org/10.1086/31865110.48550/arXiv.astro-ph/0008146). arXiv: [astro-ph/0008146](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0008146) [[astro-ph](#)] (siehe S. [6](#), [92](#)).
- Weintraub, David A., Alyssa A. Goodman und Rachel L. Akeson (Mai 2000). „Polarized Light from Star-Forming Regions“. In: *Protostars and Planets IV*. Hrsg. von V. Mannings, A. P. Boss und S. S. Russell, S. 247–272 (siehe S. [15](#)).
- Whittet, D. C. B. u. a. (Feb. 2008). „The Efficiency of Grain Alignment in Dense Interstellar Clouds: a Reassessment of Constraints from Near-Infrared Polarization“. In: *Astrophysical Journal* 674.1, S. 304–315. DOI: [10.1086/525040](https://doi.org/10.1086/525040). arXiv: [0711.2536](https://arxiv.org/abs/0711.2536) [[astro-ph](#)] (siehe S. [17](#)).
- Wien, Willy (Jan. 1896). „Ueber die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers“. In: *Annalen der Physik* 294.8, S. 662–669. DOI: [10.1002/andp.18962940803](https://doi.org/10.1002/andp.18962940803) (siehe S. [13](#)).
- Wolf, S., R. Launhardt und T. Henning (Juli 2003a). „Magnetic Field Evolution in Bok Globules“. In: *The Astrophysical Journal* 592.1, S. 233–244. DOI: [10.1086/375622](https://doi.org/10.1086/375622). arXiv: [astro-ph/0303652](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0303652). URL: <https://doi.org/10.1086%2F375622> (siehe S. [1](#), [2](#), [7](#), [16](#), [17](#), [23–25](#), [29](#), [30](#), [33](#), [51](#), [52](#), [54](#), [63](#), [65](#), [76](#)).
- Wolf, Sebastian, Ralf Launhardt und Thomas Henning (Aug. 2004). „Evolution of Magnetic fields in Bok Globules?“ In: *Astrophysics and Space Science* 292.1, S. 239–246. DOI: [10.1023/B:ASTR.0000045022.79892.03](https://doi.org/10.1023/B:ASTR.0000045022.79892.03). arXiv: [astro-ph/0306532](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0306532) [[astro-ph](#)] (siehe S. [17](#), [53](#)).
- Wolf, Sebastian, Deborah L. Padgett und Karl R. Stapelfeldt (Mai 2003b). „The Circumstellar Disk of the Butterfly Star in Taurus“. In: *Astrophysical Journal* 588.1, S. 373–386. DOI: [10.1086/374041](https://doi.org/10.1086/374041). arXiv: [astro-ph/0301335](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301335) [[astro-ph](#)] (siehe S. [17](#), [79](#)).

- Wootten, Alwyn und A. Richard Thompson (Aug. 2009). „The Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array“. In: *IEEE Proceedings* 97.8, S. 1463–1471. DOI: [10.1109/JPROC.2009.2020572](https://doi.org/10.1109/JPROC.2009.2020572). arXiv: [0904.3739 \[astro-ph.IM\]](https://arxiv.org/abs/0904.3739) (siehe S. 1).
- Yang, Haifeng u. a. (Aug. 2016). „Disc polarization from both emission and scattering of magnetically aligned grains: the case of NGC 1333 IRAS 4A1“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 460.4, S. 4109–4121. DOI: [10.1093/mnras/stw1253](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1253). arXiv: [1602.08196 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/1602.08196) (siehe S. 31).
- Yang, Haifeng u. a. (Nov. 2017). „Scattering-produced (sub)millimetre polarization in inclined discs: optical depth effects, near-far side asymmetry and dust settling“. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 472, S. 373–388. DOI: [10.1093/mnras/stx1951](https://doi.org/10.1093/mnras/stx1951). arXiv: [1705.05432 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/1705.05432) (siehe S. 31).
- Yen, Hsi-Wei u. a. (Apr. 2020). „Transition from Ordered Pinched to Warped Magnetic Field on a 100 au Scale in the Class 0 Protostar B335“. In: *Astrophysical Journal* 893.1, 54. "Transition from Ordered Pinched to Warped Magnetic Field on a 100 au Scale in the Class 0 Protostar B335", Published 2020 April 15, DOI: 10.3847/1538-4357/ab7eb3, S. 54. DOI: [10.3847/1538-4357/ab7eb3](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab7eb3). arXiv: [2003.04502 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/2003.04502) (siehe S. 28, 38, 39, 41).
- Yu, Ka Chun, John Bally und David Devine (Aug. 1997). „Shock-excited H₂ Flows in OMC-2 and OMC-3“. In: *Astrophysical Journal Letters* 485.1, S. L45–L48. DOI: [10.1086/310799](https://doi.org/10.1086/310799). arXiv: [astro-ph/9706073 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9706073) (siehe S. 44).
- Yun, Joao L. (Feb. 1996). „Discovery of New Wide Binary Infrared Protostars“. In: *Astronomical Journal* 111, S. 930. DOI: [10.1086/117840](https://doi.org/10.1086/117840) (siehe S. 62, 68).
- Yun, Joao Lin und Dan P. Clemens (Mai 1994). „Outflows from Young Stellar Objects in BOK Globules: Maps“. In: *Astrophysical Journal Suppl.* 92, S. 145. DOI: [10.1086/191963](https://doi.org/10.1086/191963) (siehe S. 62, 71, 72).
- Zhao, Mengke u. a. (Juni 2022). „Magnetic Field of Molecular Gas Measured with the Velocity Gradient Technique I. Orion A“. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2206.06717, arXiv:2206.06717. arXiv: [2206.06717 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2206.06717) (siehe S. 18, 19).
- Zhou, Shudong u. a. (Feb. 1993). „Evidence for Protostellar Collapse in B335“. In: *Astrophysical Journal* 404, S. 232. DOI: [10.1086/172271](https://doi.org/10.1086/172271) (siehe S. 24).
- Zielinski, N. und S. Wolf (März 2022). „Magnetic field structure of OMC-3 in the far infrared revealed by SOFIA/HAWC+“. In: *Astronomy and Astrophysics* 659, A22, A22. DOI: [10.1051/0004-6361/202141537](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141537). arXiv: [2111.10252 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2111.10252) (siehe S. 1, 16, 17, 19, 43, 65, 75, 86, 151).
- (Jan. 2024). „Limitations of the modified blackbody fit method for determining molecular cloud properties“. In: *arXiv e-prints*, arXiv:2401.15775, arXiv:2401.15775. DOI: [10.48550/arXiv.2401.15775](https://doi.org/10.48550/arXiv.2401.15775). arXiv: [2401.15775 \[astro-ph.GA\]](https://arxiv.org/abs/2401.15775) (siehe S. 12, 75, 151).
- Zielinski, N., S. Wolf und R. Brunngräber (Jan. 2021). „Constraining the magnetic field properties of Bok globule B335 using SOFIA/HAWC+“. In: *Astronomy and Astrophysics* 645, A125, A125. DOI: [10.1051/0004-6361/202039126](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202039126). arXiv: [2012.05889 \[astro-ph.SR\]](https://arxiv.org/abs/2012.05889) (siehe S. 1, 2, 7, 12, 14, 17, 23, 38, 51, 52, 54, 61, 63, 65, 68, 79, 107, 151).
- Zielinski, Niko, Sebastian Wolf und Kate Pattle (Juni 2023). „On the origin of depolarization in CB54“. In: *Astronomische Nachrichten* 344.5, e20220060, e20220060. DOI: [10.1002/asna.20220060](https://doi.org/10.1002/asna.20220060) (siehe S. 1, 17, 18, 61, 151).
- Zweibel, Ellen G. (Okt. 1990). „Magnetic Field Line Tangling and Polarization Measurements in Clumpy Molecular Gas“. In: *Astrophysical Journal* 362, S. 545. DOI: [10.1086/169291](https://doi.org/10.1086/169291) (siehe S. 16).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Kompositbild (visueller und nahinfraroter Wellenlängenbereich) der Bok-Globule Barnard 68, aufgenommen mit dem 8,2-m-VLT-ANTU-Teleskop und dem Multimoden-Instrument FORS1. (Quelle: ESO).	7
2.2	Bestimmung der Stokes-Parameter I, Q, U und V mittels Intensitätsmessungen und der Verwendung eines Polarisationsfilters. Adaptiert entnommen aus Fischer (1992).	9
2.3	SOFIA über der südkalifornischen Hochwüste. Credit: NASA/Jim Ross. . .	13
2.4	Ursachen polarisierter Strahlung: Absorption, Emission und (Selbst-)Streuung. Adaptiert übernommen aus Weintraub u. a. (2000).	15
3.1	SOFIA/HAWC+ -Band-E(214 μm)-Polarisationskarte von B335. Gezeigt ist die Gesamtintensität mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau. Die Länge der Vektoren ist proportional zu dem Polarisationsgrad und die Richtung gibt die Orientierung der linearen Polarisierung an. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Es werden nur die Vektoren betrachtet, welche $I > 100 \sigma_I$ und $p > 2,5 \sigma_p$ erfüllen. Das räumliche Auflösungselement von 18,2'' (definiert durch die FWHM) ist unten links dargestellt.	26
3.2	Histogramme, welche die Verteilung des Polarisationswinkels (oben) und des Polarisationsgrades (unten) im ferninfraroten Wellenlängenbereich zeigen, welche mit SOFIA/HAWC+ beobachtet wurden. Die gestrichelten Linien repräsentieren den mittleren Polarisationswinkel $\bar{\theta} = 48^\circ$ bzw. den mittleren Polarisationsgrad $\bar{p} = 2,1\%$. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die entsprechenden 1σ -Niveaus, 26° bzw. $1,4\%$	27
3.3	Korrelation zwischen dem Polarisationsgrad p und der Intensität I , welche auf die Maximalintensität normiert wurde. Die Anpassungsgleichung ist Gleichung (3.3).	28
3.4	Übersicht der beobachteten Intensitäten (Chandler u. a., 1990; Launhardt u. a., 2010) sowie der entsprechenden Intensitäten, welche aus POLARIS -Simulationen ermittelt wurden, für verschiedene Kombinationen aus maximalen Staubkorngrößen $a_{\max} \in [0,25; 50] \mu\text{m}$ und Bok-Globulenmassen $M_{\text{gas}} \in [1,0; 5,0] M_{\odot}$	30
3.5	Vergleich des radialen Profils, welches aus POLARIS -Simulationen für $a_{\max} = 2 \mu\text{m}$ und $M_{\text{gas}} = 4,6 M_{\odot}$ ermittelt wurde, mit dem beobachteten Profil bei 214 μm	31

4.1	SOFIA/HAWC+ Band D (154 μm , links) und E (214 μm , rechts) Polarisationskarten von OMC-3. Dargestellt ist die Gesamtintensität, wobei die Polarisationsvektoren überlagert in Blau dargestellt sind. Die Länge der Vektoren ist proportional zu dem Polarisationsgrad und die Richtung gibt die Orientierung der linearen Polarisation an. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Laut den Kriterien (4.1) und (4.2) werden nur Vektoren mit $I > 100\sigma_I$ und $p > 3\sigma_p$ berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.2.2). Die räumlichen Auflösungselemente von 13,6'' für 154 μm und 18,2'' für 214 μm (definiert durch FWHM) sind in den unteren rechten Ecken der entsprechenden Abbildungen angegeben.	46
4.2	Histogramme, welche die Verteilung der Polarisationswinkel für Band D (154 μm , oben) bzw. Band E (214 μm , unten) repräsentieren. Die gestrichelten Linien stellen den mittleren Polarisationswinkel $\bar{\theta}_D = -32,6^\circ$ und $\bar{\theta}_E = -24,1^\circ$ für 154 bzw. 214 μm dar. Die durchgezogenen Linien stellen die entsprechenden 1σ -Niveaus, 14,5° bzw. 20,4°, dar.	47
4.3	Histogramme, welche die Verteilung des Polarisationsgrades für Band D (154 μm , oben) bzw. Band E (214 μm , unten) repräsentieren. Die gestrichelten Linien stellen den mittleren Polarisationsgrad $\bar{p}_D = 4,8\%$ und $\bar{p}_E = 3,8\%$ für 154 bzw. 214 μm dar. Die durchgezogenen Linien stellen die entsprechenden 1σ -Niveaus, 2,7 % bzw. 2,0 %, dar.	48
4.4	SOFIA/HAWC+ -Intensitätskarten von OMC-3 bei 154 (links) und 214 μm (rechts). Die Magnetfeldrichtung wird mittels der Technik der Linienintegralfaltung (LIC) dargestellt. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Nach den Kriterien der Gleichungen (4.1) und (4.2) werden nur Datenpunkte mit $I > 100 \cdot \sigma_I$ und $p > 3 \cdot \sigma_p$ berücksichtigt (siehe Abschnitt 2). Die räumlichen Auflösungselemente von 13,6'' für 154 μm und 18,2'' für 214 μm (definiert durch FWHM) sind in den unteren rechten Ecken der entsprechenden Abbildungen angegeben.	49
4.5	Karten der Säulendichte (oben links), der Temperatur (oben rechts), des Staubemissionsindex (unten links) sowie des entsprechenden reduzierten χ^2 (unten rechts). Das räumliche Auflösungselement von 18,2'' (Band E, 214 μm) ist in jeder Abbildung unten rechts angegeben. Die Karten wurden mittels Gleichung (6.5) erstellt.	52
4.6	Polarisationsgrad bei 154 (oben) und 214 μm (unten) als Funktion der Säulendichte, skaliert auf den Maximalwert. Die Anpassungsgleichung ist Gleichung (4.5).	53
4.7	OMC-3 Polarisationskarten auf verschiedenen Skalen. Links: Die Gesamtintensität ist mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau dargestellt. Die Länge der Vektoren ist proportional zum Polarisationsgrad und die Richtung gibt die Orientierung der linearen Polarisation an. Rechts: Die polarisierte Intensität, beobachtet bei 1,2 mm mittels ALMA, ist mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau dargestellt. Die roten Polarisationsvektoren wurden mit JVLA bei 9 mm beobachtet (Liu u. a., 2021a, ©AAS).	55
4.8	Polarisationsgrad bei 154 (oben) und 214 μm (unten) als Funktion der Temperatur.	56

4.9	Karte des Polarisationsspektrums ($p_{214\mu\text{m}}/p_{154\mu\text{m}}$) von OMC-3. Die Isokonturlinien markieren 10, 30, 50, 70 und 90 % der maximalen Säulendichte. Das räumliche Auflösungselement von $18,2''$ bei $214\mu\text{m}$ (definiert durch die FWHM) ist rechts unten angegeben.	57
4.10	Polarisationsspektrum ($p_{214\mu\text{m}}/p_{154\mu\text{m}}$) als Funktion der Säulendichte (oben) und Temperatur (unten). Rote (blaue) Kreuze weisen auf ein Polarisationsspektrum kleiner als 1 (größer als 1).	58
4.11	Multiwellenlängen- und multiskalen-Polarisationskarten von OMC-3. Oben links: Intensitäts- und Polarisationskarte, aufgenommen mit SHARC II bzw. Hertz bei $350\mu\text{m}$. Überlagert dargestellt werden die Polarisationsvektoren in Weiß und Schwarz (Houde u. a., 2004, ©AAS). Oben rechts: Gesamtintensität, beobachtet bei $850\mu\text{m}$ mit SCUBA , mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau (Matthews u. a., 2001, ©AAS). Unten links: Die Gesamtintensität, beobachtet bei $1,2\text{ mm}$ mit ALMA , ist mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau dargestellt. Die roten Polarisationsvektoren wurden mit JVLA bei 9 mm beobachtet (Liu u. a., 2021a, ©AAS). Unten rechts: Gesamtintensität, beobachtet bei $214\mu\text{m}$ mit SOFIA/HAWC+ , ist mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau dargestellt.	60
5.1	<i>Oben links/Oben rechts:</i> SOFIA/HAWC+ Band D ($154\mu\text{m}$, links) und E ($214\mu\text{m}$, rechts) Polarisationskarten von CB54. Die Gesamtintensität ist mit überlagerten Polarisationsvektoren des elektrischen Feldes in Blau dargestellt. Die Länge der Vektoren ist proportional zum Polarisationsgrad und die Richtung gibt die Orientierung der linearen Polarisation an. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Gemäß den Kriterien (5.1), (5.2) und (5.3) werden nur Vektoren mit $I > 5\sigma_I$, $p > 2\sigma_p$ und $p < 20\%$ berücksichtigt (siehe Abschnitt 5.2). Die räumlichen Auflösungselemente von $13,6''$ bei $154\mu\text{m}$ und $18,2''$ bei $214\mu\text{m}$ (definiert durch FWHM) sind in den unteren rechten Ecken der entsprechenden Abbildungen angegeben. <i>Unten:</i> Vergrößerung der zentralen Region von CB54. Hier werden zusätzlich zu den Kriterien (5.1), (5.2) und (5.3) nur Vektoren mit $I > 60\% \cdot I_{\max}$ gezeigt. Polarisationsvektoren für $154\mu\text{m}$ ($214\mu\text{m}$) sind in rot (blau) dargestellt.	64
5.2	Polarisationsgrad bei $154\mu\text{m}$ (rot), $214\mu\text{m}$ (blau) und $850\mu\text{m}$ (schwarz) als Funktion der Intensität, skaliert auf den Maximalwert. Die Anpassungsgleichung ist Gleichung (3.3).	65
5.3	Polarisationsgrad bei $154\mu\text{m}$ (rot), $214\mu\text{m}$ (blau) und $850\mu\text{m}$ (schwarz) als Funktion der Intensität.	66
5.4	SOFIA/HAWC+ -Intensitätskarten von CB54 bei $154\mu\text{m}$ (links) und $214\mu\text{m}$ (rechts). Unter der Annahme, dass die detektierte Polarisation durch an das Magnetfeld ausgerichtete, nicht-sphärische Staubkörner verursacht wird, kann die Richtung des Magnetfelds durch Drehung der Polarisationsvektoren um 90° dargestellt werden. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Nach den Kriterien (5.1) bis (5.3) werden nur Vektoren mit $I > 5\sigma_I$, $p > 2\sigma_p$ und $p < 20\%$ berücksichtigt (siehe Abschnitt 5.2). Die räumlichen Auflösungselemente von $13,6''$ bei $154\mu\text{m}$ und $18,2''$ bei $214\mu\text{m}$ (definiert durch FWHM) sind unten rechts angegeben.	67

6.3	Ergebnisse des Anpassungsprozesses im idealen Fall für das Referenzmodell bei unterschiedlicher Auswahl von Beobachtungswellenlängen. <i>Oben:</i> Radiale Profile der Säulendichte und Temperatur. Die blaue Linie markiert die Eingabewerte für die Säulendichte bzw. Temperatur. <i>Unten:</i> Relative Abweichungen zwischen den Ergebnissen des Anpassungsprozesses und den Eingabewerten für Säulendichte (links) und Temperatur (rechts). Die Wahl der Wellenlängenkombination (54, 70, 89, 100) μm führt zu etwas geringeren Abweichungen hinsichtlich der Säulendichte im Vergleich zu den anderen Beobachtungswellenlängen, für die sich sehr ähnliche Abweichungen ergeben.	83
6.4	Wie Abbildung 6.3, jedoch wurde zur Bestimmung der Staubeigenschaften der Potenzgesetz-Ansatz mit β als Anpassungsparameter verwendet.	84
6.5	Ergebnisse des Anpassungsprozesses für die Säulendichte und Temperatur im idealen Fall für das Referenzmodell bei der Verwendung verschiedener Selektionen von ALMA-Beobachtungswellenlängen. Mit Ausnahme von (650, 870, 1300, 1620) μm und (1.3, 1.62, 2, 3) mm, liefern alle ALMA-Beobachtungswellenlängenkombinationen sehr ähnliche Ergebnisse.	85
6.6	Überblick über die Anpassungsergebnisse im Idealfall für höhere optische Tiefe. Die hier angegebenen Werte für die optische Tiefe stellen die Maximalwerte bei 850 μm dar, d.h. im Kern der Kugel. <i>Links:</i> Radiale Profile der Säulendichte. Dadurch, dass die Säulendichte mehrere Größenordnungen umfasst, sind die Profile auf den jeweiligen maximalen Eingangswert normiert. Die durchgezogenen Linien markieren die Eingabewerte und die gestrichelten Linien die abgeleiteten Werte für die Säulendichte. <i>Rechts:</i> Relative Abweichungen zwischen den Ergebnissen des Anpassungsprozesses und den Eingabewerten.	88
6.7	Ergebnisse des Anpassungsprozesses im idealen Fall für das Referenzmodell bei Berücksichtigung verschiedener maximaler Staubkorngrößen. <i>Oben:</i> Radiale Profile der Säulendichte und Temperatur. Die blaue Linie markiert die Eingangswerte für die Säulendichte bzw. Temperatur. <i>Unten:</i> Relative Abweichungen zwischen den Ergebnissen des Anpassungsprozesses und den Eingabewerten für Säulendichte (links) und Temperatur (rechts). Betrachtet man $a_{\max} = 0,25 \mu\text{m}$ und $a_{\max} = 1 \mu\text{m}$ sind die Ergebnisse für Säulendichte und Temperatur sehr ähnlich.	89
6.8	Wie Abbildung 6.7, jedoch wurde zur Bestimmung der Staubeigenschaften der Potenzgesetz-Ansatz mit β als Anpassungsparameter verwendet. Betrachtet man $a_{\max} = 0,25 \mu\text{m}$ und $a_{\max} = 1 \mu\text{m}$ sind die Ergebnisse für die Säulendichte sehr ähnlich.	90
6.9	Staubemissionsindex β in Abhängigkeit von der maximalen Staubkorngröße a_{\max} . Potenzgesetz: β_{SAM} wird aus Gleichung (6.1) abgeleitet; SED: β_{SED} wird aus Gleichung (6.6) bestimmt.	92
6.10	Ergebnisse des Anpassungsprozesses in Bezug auf die optische Tiefe τ_{λ} als Funktion des Abstands zum Zentrum im Fall des Referenzmodells. Die Ergebnisse sind für den Potenzgesetz-Ansatz mit $\beta = (1,62; 2,0)$ und β als Anpassungsparameter dargestellt. Bei der Betrachtung des Potenzgesetz-Ansatzes mit $\beta = 2$ und β als Anpassungsparameter sind die Ergebnisse ähnlich, insbesondere bei längeren Wellenlängen.	93

6.11	Ergebnisse des Anpassungsprozesses im Fall des Referenzmodells, aber mit einer Temperatur, welche linear von 100 K (im Zentrum) auf 20 K (am äußeren Rand) abnimmt. Die blaue Linie markiert die Eingangswerte für die Säulendichte bzw. die sphärische Temperaturverteilung. Bei Berücksichtigung des Potenzgesetz-Ansatzes mit $\beta = 2$ und β als Anpassungsparameter sind die Ergebnisse für die Säulendichte ähnlich.	94
6.12	Wie Abbildung 6.11, jedoch mit exponentiell abnehmender Temperatur von 100 K (im Zentrum) auf 20 K (am äußeren Rand). Bei Berücksichtigung des Potenzgesetz-Ansatzes mit $\beta = 2$ und β als Anpassungsparameter sind die Ergebnisse für die Säulendichte ähnlich.	95
A.1	Vollständige SOFIA/HAWC+ Band D (154 μm , links) und E (214 μm , rechts) Polarisationskarten von OMC-3. Die Gesamtintensität ist mit überlagerten Polarisationsvektoren in Blau dargestellt. Die Länge der Vektoren ist proportional zu dem Polarisationsgrad und die Richtung gibt die Orientierung der linearen Polarisation an. Die Isokonturlinien markieren 20, 40, 60 und 80 % der maximalen Intensität. Nach den Kriterien (4.1) und (4.2) werden nur Vektoren mit $I > 100 \sigma_I$ und $p > 3 \sigma_p$ berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.2.2). Die räumlichen Auflösungselemente von 13,6" für 154 μm und 18,2" für 214 μm (definiert durch FWHM) sind in den unteren rechten Ecken der entsprechenden Abbildungen angegeben.	103
A.2	Karten der optischen Tiefe bei Wellenlängen von 154 μm (oben links), 160 μm (oben rechts), 214 μm (unten links) und 850 μm (unten rechts). Die Konturlinien markieren 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80 und 90 % der maximalen optischen Tiefe für jede Wellenlänge. Die weißen Sternensymbole markieren aus der Literatur bekannte stellare Quellen (Chini u. a., 1997). Das räumliche Auflösungselement von 18,2" bei 214 μm (definiert durch die FWHM) ist unten rechts in jeder Abbildung angegeben.	104
A.3	Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikatstaubkörner mit einem Achsenverhältnis von 2. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm , 214 μm und 850 μm	107
A.4	Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Sil-Graph Staubkörner mit einem Achsenverhältnis von 1,1. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm , 214 μm und 850 μm	108
A.5	Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Sil-Graph Staubkörner mit einem Achsenverhältnis von 2. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm , 214 μm und 850 μm	108
A.6	Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikat-Staubkörner (oben) und Sil-Graph-Staubkörner (unten) mit einem Achsenverhältnis von 1,1. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 μm , 214 μm und 850 μm	109

A.7 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikat-Staubkörner (oben) und Sil-Graph-Staubkörner (unten) mit einem Achsenverhältnis von 1,5. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 µm, 214 µm und 850 µm.	110
A.8 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikat-Staubkörner (oben) und Sil-Graph-Staubkörner (unten) mit einem Achsenverhältnis von 2,0. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 µm, 214 µm und 850 µm.	111
A.9 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikat-Staubkörner (oben) und Sil-Graph-Staubkörner (unten) mit einem Achsenverhältnis von 3,0. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 µm, 214 µm und 850 µm.	112
A.10 Berechneter Polarisationsgrad ('x'-Markierungen) unter Verwendung von Gleichung (A.1) für Silikat-Staubkörner (oben) und Sil-Graph-Staubkörner (unten) mit einem Achsenverhältnis von 4,0. Die Fehlerbalken zeigen den durchschnittlichen Polarisationsgrad für die Beobachtungen bei 154 µm, 214 µm und 850 µm.	113

Abkürzungsverzeichnis

ALMA Atacama Large Millimeter/submillimeter Array

ESO Europäische Südsternwarte

FITS Flexible Image Transport System

LIC Line Integral Convolution

PACS Photoconductor Array Camera and Spectrometer

SED Spektrale Energieverteilung

VLT Very Large Telescope

GK Goldreich-Kylafis Effekt

VGT Velocity Gradient Technique

JWST James Webb Space Telescope

SOFIA Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy

NASA National Aeronautics and Space Administration

DLR Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt

HAWC+ High-resolution Airborne Wideband Camera Plus

HAWC High-resolution Airborne Wideband Camera

EXES Echelon-Cross-Echelle Spectrograph

FIFI-LS Far Infrared Field-Imaging Line Spectrometer

FPI+ Focal Plane Imager Plus

GREAT German REceiver for Astronomy at Terahertz Frequencies

FORCAST Faint Object infraRed CAmera for the SOFIA Telescope

POLARIS POLArized RadIation Simulator

KAO Kuiper Airborne Observatory

SCUBA-2 Submillimetre Common User Bolometer Array-2

SCUBA Submillimetre Common User Bolometer Array

ISM Interstellares Medium

HAWC+ High-resolution Airborne Wideband Camera Plus

FWHM Full Width at Half Maximum

PAH Polycyclic Aromatic Hydrocarbon

SPIRE The Spectral and Photometric Imaging Receiver

ISRF Interstellar Radiation Field

PRIMA The PRobe far-infrared Mission for Astrophysics

FIRSST Far-IR Spectroscopy Space Telescope

SPICE Space Interferometer for Cosmic Evolution

RAT Radiative Alignment Torque

MAT Mechanical Alignment Torque

JCMT James Clerk Maxwell Telescope

DCF Davis-Chandrasekhar-Fermi

RATD Radiative Torque Disruption

DSS Digitized Sky Survey

JVLA Jansky Very Large Array

SHARC II Submillimeter High Angular Resolution Camera generation II

SCUPOL SCUBA Polarimeter Legacy

IUCAA Inter-University Centre for Astronomy and Astrophysics

SOFI Son Of ISAAC

NTT New Technology Telescope

CARMA Combined Array for Research in Millimeter-Wave Astronomy

TADPOL Telescope Array Doing POLarization

SAM Schwarzkörperanpassungsmethode

BLASTPol Balloon-borne Large Aperture Submillimeter Telescope for Polarimetry

PILOT Polarized Instrument for Long wavelength Observations of the Tenuous interstellar medium

POS Plane Of Sky

FORS1 FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph 1

AAS American Astronomical Society

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass

1. die vorliegende Arbeit, abgesehen von der Beratung durch meinen Betreuer Prof. Dr. Sebastian Wolf, nach Inhalt und Form von mir selbstständig verfasst worden ist,
2. die Arbeit und ihre Teile nicht im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen haben oder vorliegen,
3. mir kein akademischer Grad entzogen wurde,
4. Teile dieser Arbeit im Fachjournal *Astronomy & Astrophysics* als Zielinski u. a. (2021) und Zielinski und Wolf (2022) sowie im Fachjournal *Astronomische Nachrichten* unter der Referenz Zielinski u. a. (2023) sowie Zielinski und Wolf (2024) veröffentlicht worden sind oder sich in der Veröffentlichung befinden,
5. die Arbeit unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden ist.

Kiel, den

Niko Zielinski

Danksagung

Ich bedanke mich vielmals bei Prof. Dr. Sebastian Wolf für die hervorragende Betreuung und für die Gelegenheit diese Arbeit anfertigen zu können.

Zudem gilt meinen Dank den vielen fleißigen Korrekturlesern: Meiner Frau Mandy, meinem Bruder Julian, meiner Mutter Heinke, meinen Arbeitskollegen Alex, Anton, Julia, Moritz, und Lukas.

Ebenfalls möchte ich mich insgesamt bei meinen Eltern bedanken, ohne eure Unterstützung wäre das Studium und diese Dissertation nicht möglich gewesen.

Großer Dank gebührt auch meiner Frau, da sie mich unermüdlich während des Schreibens dieser Arbeit unterstützt hat.

Ein sehr spezieller Dank geht an Ikke Hüftgold, Mickie Krause, Peter Wackel, Lorenz Büffel, Mia Julia und vielen mehr für die wunderbare musikalische Begleitung während der täglichen Arbeit und des Schreibens dieser Dissertation.

Diese Arbeit basiert auf Beobachtungen, die mit dem NASA/DLR Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy (SOFIA) gemacht wurden. SOFIA wurde gemeinsam von der Universities Space Research Association, Inc. (USRA) unter dem NASA-Vertrag NNA17BF53C und dem Deutschen SOFIA Institut (DSI) unter dem DLR-Vertrag 50 OK 0901 an der Universität Stuttgart betrieben.

Ich bedanke mich bei Robert Brauer und Stefan Heese für die Datenerfassung zu B335, OMC-3 und CB54.

Großen Dank richte ich an DLR/BMBF für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit (50OR1910).

Vielen Dank!