

Magnetfelder in Sternentstehungsregionen

Das Potenzial polarimetrischer Beobachtungen

Dissertation

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

vorgelegt

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

VON

Robert Brauer

Kiel, 2017

Erster Gutachter: Prof. Dr. Sebastian Wolf
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Robert Wimmer-Schweingruber
Tag der mündlichen Prüfung: 24.10.2017
Zum Druck genehmigt: 24.10.2017

Zusammenfassung

Es wird erwartet, dass Magnetfelder einen signifikanten Einfluss auf die Entstehung von Sternen und Planeten besitzen. Um diesen Einfluss des Magnetfeldes zu untersuchen, werden üblicherweise zwei Messmethoden angewandt. Das ist zum einen die Beobachtung der Kontinuumsstrahlung, sofern diese von am Magnetfeld ausgerichteten nicht-sphärischen Staubkörnern verursacht wird, und zum anderen die Beobachtung von Spektrallinien, die durch den Zeeman-Effekt aufgespalten sind. In Bezug auf diese polarimetrischen Beobachtungsmethoden ergeben sich viele wichtige Fragen, von denen in der vorliegenden Arbeit drei beantwortet werden.

Die erste Studie betrachtet den Verlauf des Polarisationsgrades in Beobachtungen von Bok-Globulen im Submillimeterwellenlängenbereich. Dieser verringert sich nahezu immer in Richtung der dichten zentralen Bereiche dieser Objekte. Üblicherweise wird dies mit der schwächeren Ausrichtung der Staubkörner im Kern von Bok-Globulen oder durch die unzureichende räumliche Auflösung einer möglicherweise komplexen Magnetfeldstruktur erklärt. Basierend auf Simulationen mit dem Strahlungstransportprogramm *POLARIS* kann gezeigt werden, dass auch andere Ursachen existieren. Unter der Annahme von (Sub-)Mikrometer großen Staubkörnern und typischen Säulendichten von realen Bok-Globulen kann aufgrund der optischen Tiefe eine Verringerung des Polarisationsgrades von bis zu $\Delta P \sim 10^\circ$ erreicht werden. Eine Verringerung von bis zu $\Delta P \sim 10^\circ$ bzw. $\Delta P \sim 5^\circ$ ergibt sich außerdem, wenn sich im Kern von Bok-Globulen große Staubkörner bzw. Staubkörner aus Graphit angesammelt haben.

Die zweite Studie untersucht die Genauigkeit der Zeeman-Analyse, mit der üblicherweise die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie aus Linienbeobachtungen von Molekülwolken abgeschätzt wird. Basierend auf Simulationen der Spektrallinie von OH bei $\nu_0 = 1665$ MHz ergibt sich, dass die Zeeman-Analyse für Beobachtungen von Molekülwolken einen ausreichend geringen Fehler besitzt. Außerdem wurden Näherungen abgeleitet, mit denen der Fehler der Zeeman-Analyse auch für andere Spektrallinien diverser Gasspezies bestimmt werden kann.

Die dritte Studie untersucht, welche Informationen über das Magnetfeld von zirkumstellaren Scheiben durch Zeeman-Beobachtungen der Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz gewonnen werden können. Basierend auf Simulationen dieser Spektrallinien zeigt sich, dass mit räumlich aufgelösten Zeeman-Beobachtungen die Stärke und Struktur des Magnetfeldes von zirkumstellaren Scheiben abgeschätzt werden kann. Jedoch ist mit derzeitigen und zukünftigen Großteleskopen selbst die Durchführung von räumlich unaufgelösten Zeeman-Beobachtungen sehr anspruchsvoll, wobei auch aus diesen Beobachtungen wichtige Informationen über das Magnetfeld von zirkumstellaren Scheiben gewonnen werden können. Ein starkes Magnetfeld erhöht dabei deutlich die Erfolgsaussichten einer solchen Beobachtung, während die Anzahl der CN Moleküle und die Inklination nur einen geringen Einfluss aufweisen.

Abstract

Magnetic fields are expected to have a significant influence on the formation and evolution of stars and planets. In order to investigate the influence of the magnetic field, two different measurement methods are usually used. Firstly, the observation of the polarized continuum radiation, provided that this is caused by aligned non-spherical dust grains, and secondly, the observation of Zeeman split spectral lines. Many important questions arise with regard to these polarimetric observations, whereby three of them will be answered in the present work.

The first study investigates the behavior of the degree of polarization in submillimeter continuum observations of Bok globules. The degree of polarization almost always decreases towards the dense central regions of these objects. This is usually explained with increased disalignment in the core of Bok globules or insufficient angular resolution of a possibly complex magnetic field structure. However, based on simulations with the radiative transfer code *POLARIS*, it can be shown that other origins also exist. Assuming (sub-)micron-sized dust grains and typical column densities of real Bok globules, a decrease in the degree of polarization of up to $\Delta P \sim 10^\circ$ can be achieved due to the optical depth. A decrease of up to $\Delta P \sim 10^\circ$ and $\Delta P \sim 5^\circ$ can also be obtained, if large dust grains or dust grains consisting of graphite are accumulated in the core of Bok globules, respectively.

The second study investigates the uncertainty of the Zeeman analysis, which is usually used to estimate the magnetic field strength in the line-of-sight direction from spectral line observations of molecular clouds. Based on radiative transfer simulations of the OH spectral line at $\nu_0 = 1665$ MHz, the uncertainty of the Zeeman analysis in previous observations of molecular clouds is sufficiently low. Furthermore, approximations were derived to estimate the uncertainty of the Zeeman analysis for other spectral lines of various species as well.

The third study investigates which constraints for magnetic fields in circumstellar disks can be obtained from Zeeman observations of the $\nu_0 = 113$ GHz CN lines. Based on radiative transfer simulations of these spectral lines, the strength and structure of the magnetic field of circumstellar disks can be estimated using spatially resolved Zeeman observations. However, with the capabilities of recent and upcoming instruments and observatories even spatially unresolved observations would be challenging. Nevertheless, it is also possible to obtain important information about the magnetic field of circumstellar disks from spatially unresolved Zeeman observations. Furthermore, the magnetic field strength significantly increases the success of such observations, whereas the number of CN molecules and the inclination of the disk only have a minor influence.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Grundlagen	3
2.1 Molekülwolken	3
2.2 Zirkumstellare Scheiben	4
2.3 Strahlungstransportsimulationen	5
2.3.1 Stokes-Formalismus	5
2.3.2 Strahlungstransportgleichung	6
3 Untersuchung von Magnetfeldern	9
3.1 Strahlung von ausgerichteten nicht-sphärischen Staubkörnern	9
3.1.1 Ausrichtungsmechanismen	10
3.1.2 Strahlungstransport	11
3.2 Spektrallinien mit Zeeman-Aufspaltung	13
3.2.1 Strahlungstransport	15
3.2.2 Linienform	17
3.2.3 Besetzung der Energieniveaus	22
3.2.4 Verwendete Spektrallinien	22
4 Strahlungstransportsimulationen mit <i>POLARIS</i>	25
4.1 Modell	25
4.1.1 Strahlungsquellen	27
4.1.2 Beobachter	27
4.1.3 Staub	27
4.1.4 Gas	28
4.2 Anwendungsbeispiele	28
4.2.1 Strahlung von ausgerichteten nicht-sphärischen Staubkörnern	29
4.2.2 Spektrallinien mit Zeeman-Aufspaltung	29
5 Ursprung von Polarisationslöchern in Bok-Globulen	35
5.1 Modell	36
5.1.1 Bok-Globule	36
5.1.2 Staub	37
5.1.3 Magnetfeld	38
5.1.4 Zentralstern	39

5.2	Ergebnisse	39
5.2.1	Gesamtmasse	39
5.2.2	Einfluss der optischen Tiefe	39
5.2.3	Staubkorngröße	42
5.2.4	Staubzusammensetzung	46
5.2.5	Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente	48
5.2.6	Bok-Globulen ohne zentrale Strahlungsquelle	49
5.2.7	Potenzielle Beobachtungen	49
5.3	Fazit	51
6	Zeeman-Beobachtungen von Molekülwolken	53
6.1	Vorgehen und Modell	53
6.2	Ergebnisse	55
6.2.1	Dichte, Temperatur, Turbulenz und Magnetfeld	55
6.2.2	Geschwindigkeitsfeld	59
6.2.3	Weitere Spektrallinien	61
6.3	Fazit	65
7	Zeeman-Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben	67
7.1	Modell	68
7.1.1	Zirkumstellare Scheibe	68
7.1.2	Zirkumbinäre Scheibe	71
7.1.3	Gas	74
7.1.4	Staub	75
7.2	Ergebnisse	76
7.2.1	Ideale Beobachtungen	76
7.2.2	Reale Beobachtungen	80
7.2.3	Magnetfeldstärke	81
7.2.4	Molekülhäufigkeit	81
7.2.5	Inklination	83
7.2.6	Keplerbahn	84
7.2.7	Tote Zone	85
7.2.8	Weitere Spektrallinien	87
7.2.9	Zirkumbinäre Scheibe	89
7.3	Fazit	95
8	Schluss, Einordnung und Ausblick	99
	Literatur	101

Anhang	119
A Anhang	119
A.1 Herleitung der Zeeman-Analyse	119
A.2 Vergleich zwischen <i>POLARIS</i> und <i>Mol3D</i>	120
B Naturkonstanten und Hilfsmittel	123
Curriculum Vitae	125
Eidesstattliche Erklärung	129

KAPITEL 1

Einleitung

Der Ursprung und die Entwicklung von Magnetfeldern im Universum ist immer noch ein ungelöstes Problem der Astrophysik (siehe z.B. REES 2005). Gleichwohl existieren verschiedene Ansätze, die den Ursprung der Magnetfelder auf unterschiedlichen Skalen zu erklären versuchen. So könnte zum Beispiel das eingefrorene Magnetfeld in den Molekülwolken der Galaxis durch großskalige Dynamos auf Basis eines ursprünglichen Magnetfeldes erklärt werden (CRUTCHER 2012). Dieses ursprüngliche Magnetfeld entstand dabei durch den Biermann-Batterie-Effekt in den ersten Sternen und aktiven Galaxienkernen. Zusätzlich zum Ursprung des Magnetfeldes wird jedoch vor allem sein Einfluss auf die Entwicklung von Molekülwolken und der Sternentstehung erforscht (siehe z.B. SHU u. a. 1987; MATTHEWS & WILSON 2002; MCKEE & OSTRICKER 2007; PUDRITZ u. a. 2014; SEIFRIED & WALCH 2015). Viele dieser Studien fokussieren sich dabei auf die Wechselwirkung zwischen der Gravitation, turbulenten Strömungen und dem Magnetfeld, welche hauptsächlich für den Prozess der Sternentstehung verantwortlich sind (siehe z.B. MAC LOW u. a. 2004; ELMEGREEN u. a. 2004; SCALO u. a. 2004; MCKEE & OSTRICKER 2007). Während der Kollaps einer Molekülwolke von der Gravitation getrieben wird, so arbeiten die Turbulenz und das Magnetfeld dem entgegen (siehe z.B. FEDERRATH & KLESSEN 2013; FEDERRATH 2015). Ohne diese stabilisierende Wirkung würden Molekülwolken als ganzes kollabieren und wesentlich mehr Sterne entstehen, als beobachtet wird (ZUCKERMAN u. a. 1973; VAN LOO u. a. 2015). Ob jedoch die Turbulenz oder das Magnetfeld der dominantere Mechanismus ist, konnte im Allgemeinen bisher noch nicht geklärt werden (CRUTCHER 2012; PILLAI u. a. 2015; FEDERRATH 2015). Des Weiteren wird erwartet, dass neben dem Kollaps auch die Form von Molekülwolken und die Kopplung zwischen der Gas- und der Staubphase durch das Magnetfeld beeinflusst wird (HENNING u. a. 2001; WARDLE & WARDLE 2007; FLOCK u. a. 2015). Weitere Einflüsse von Magnetfeldern ergeben sich, wenn aus einem kollabierenden Molekülwolkenkern ein Protostern mit einer zirkumstellaren Scheibe entsteht. So wird angenommen, dass magnetisch induzierte Viskosität einen signifikanten Einfluss auf den Drehimpulstransport, und damit auf die Struktur der Scheibe, besitzt (BALBUS 2009; OKUZUMI u. a. 2011; DUDOROV & KHAIBRAKHMANOV 2014; KHAIBRAKHMANOV u. a. 2017). Außerdem können die chemische Zusammensetzung, die Entwicklung der Staubkörner und die Migration von Planeten durch das Magnetfeld beeinflusst werden (WARDLE & WARDLE 2007).

Um die Einflüsse von Magnetfeldern zu untersuchen und abschätzen zu können, werden Messungen bzw. Beobachtungen der Stärke und Struktur der Magnetfelder benötigt. Für diese Untersuchungen stehen direkte und indirekte Messmethoden zur Verfügung. Indirekt kann das Magnetfeld aus der polarisierten Kontinuumsstrahlung abgeschätzt werden, sofern diese

von ausgerichteten nicht-sphärischen Staubkörnern verursacht wird (siehe z.B. BERTRANG u. a. 2014; REISSL u. a. 2014; LI u. a. 2016). Im Idealfall sind die Staubkörner dabei mit ihrer längsten Achse senkrecht zum Magnetfeld ausgerichtet. Mit der sogenannten Chandrasekhar-Fermi Methode ist es dann möglich aus der polarisierten Kontinuumsstrahlung die Komponente des Magnetfeldes in der Himmelsebene zu berechnen (CHANDRASEKHAR & FERMI 1953). Diese polarimetrische Beobachtungsmethode wurde bisher schon mehrfach für Molekülwolken und zirkumstellare Scheiben eingesetzt (siehe z.B. MATTHEWS & WILSON 2002; BETHELL u. a. 2007; FALCETA-GONÇALVES u. a. 2008; ZHANG u. a. 2014; LI u. a. 2016). So konnte unter anderem gezeigt werden, dass gewisse Molekülwolken aufgrund ihrer hohen Magnetfeldstärke kaum fragmentieren und so erst die Entstehung von massereichen Sternen ermöglichen (PILLAI u. a. 2015). Neben der indirekten Messmethode kann die Magnetfeldstärke auch direkt über die Zeeman-Aufspaltung von Spektrallinien bestimmt werden (CRUTCHER 2012). Mit der Sensitivität und spektralen Auflösung moderner Großteleskope kann bisher jedoch nur die Komponente des Magnetfeldes entlang der Sichtlinie abgeschätzt werden (CRUTCHER u. a. 1993). Durch die Kombination von direkten und indirekten Messmethoden (HEILES & HAVERKORN 2012) oder der Verwendung der Bayesschen Statistik (CRUTCHER u. a. 2010b) kann aber auch die absolute Magnetfeldstärke abgeschätzt werden. Bisher wurde in mehreren Studien das Magnetfeld von Molekülwolken untersucht, indem die Zeeman-Aufspaltung von CN, OH oder HI beobachtet wurde (siehe z.B. CRUTCHER & KAZES 1983; CRUTCHER u. a. 1999; HEILES & TROLAND 2004; TROLAND & CRUTCHER 2008; CRUTCHER 2012; CRUTCHER 2014). Dabei wurde vor allem untersucht, ob eine Molekülwolke kollabiert (*superkritisch*) oder aufgrund des Magnetfeldes stabil bleiben kann (*subkritisch*). Es zeigt sich, dass der überwiegende Anteil an Molekülwolken leicht *superkritisch* ist (CRUTCHER u. a. 2010a; PILLAI u. a. 2015; FEDERRATH 2015).

In der vorliegenden Arbeit werden drei Studien vorgestellt, die sich mit den beiden polarimetrischen Beobachtungsmethoden befassen, mit denen der Einfluss von Magnetfeldern in Sternentstehungsregionen untersucht wird. Die erste Studie untersucht polarimetrische Beobachtungen von Bok-Globulen (Molekülwolkenkerne) im Submillimeterwellenlängenbereich (siehe Kapitel 5). Diese zeigen, dass der Polarisationsgrad zum Zentrum von Bok-Globulen hin abnimmt. In dieser Studie wird der Frage nachgegangen, welche physikalischen Eigenschaften und Bedingungen in Bok-Globulen zu einer Abnahme des Polarisationsgrades führen können. Die zweite Studie befasst sich mit der Abschätzung der Magnetfeldstärke aus Spektrallinien, die durch den Zeeman-Effekt aufgespalten sind (siehe Kapitel 6). Diese Zeeman-Analyse benötigt gewisse Voraussetzungen, um verlässlich angewendet werden zu können. In dieser Studie wird untersucht, ob diese Voraussetzungen in Zeeman-Beobachtungen von Molekülwolken gegeben sind und wie sich die Genauigkeit der Zeeman-Analyse verhält, wenn dies nicht der Fall ist. Die dritte Studie behandelt ein weiteres Mal die Zeeman-Aufspaltung (siehe Kapitel 7). Es wird untersucht, welche Informationen aus Zeeman-Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben gewonnen werden können und welche Voraussetzungen für eine erfolgreiche Beobachtung erfüllt sein müssen. Neben zirkumstellaren Scheiben werden in dieser Studie auch zirkumbinäre Scheiben untersucht, da diese möglicherweise zu grundlegend anderen Ergebnissen führen können. Um die Diskussion der Ergebnisse dieser Studien nachvollziehen zu können, werden in den folgenden Kapiteln die benötigten Grundlagen ausführlich vorgestellt.

KAPITEL 2

Grundlagen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den Grundlagen, die für das Verständnis der in Kapitel 5 bis 7 vorgestellten Studien nötig sind. Dazu werden die betrachteten astrophysikalischen Objekte sowie die verwendeten Methoden ausführlich vorgestellt.

2.1 Molekülwolken

Die Materie zwischen den Sternen, also das interstellare Medium (ISM), kommt in den unterschiedlichsten Formen und Zuständen vor. Dabei erstreckt sich die Vielfalt von hochgradig ionisierten H-II-Wolken über diffuse HI-Wolken, in denen der Wasserstoff vorwiegend atomar vorkommt, bis zu Molekülwolken, welche einen signifikanten Anteil an molekularem Wasserstoff H_2 besitzen. In Molekülwolken kommen neben molekularem Wasserstoff auch andere Moleküle wie CO, CN, OH und H_2O vor (HERBST & KLEMPERER 1973). Zusätzlich zum Gas bestehen Molekülwolken aus Staubkörnern die eine Größe von typischerweise einigen Nanometern bis wenigen Mikrometern besitzen (WEINGARTNER & DRAINE 2001). Basierend auf Beobachtungen wird für das Gas-zu-Staub Massenverhältnis häufig 100 : 1 angenommen (siehe z.B. PARKIN u. a. 2012). Die geringen Temperaturen von meist nur wenigen 10 K ermöglichen es, dass Molekülwolken nach dem Jeans-Kriterium gravitative Instabilitäten bilden, die zu einem Kollaps und dementsprechend zur Entstehung von Sternen führen können (SHU u. a. 1987; MCKEE & OSTRIKER 2007). Dem wiederum wirken Magnetfelder entgegen, indem sie die Bewegung der geladenen Teilchen beschränken und so den Kollaps einer Molekülwolke behindern (FEDERRATH & KLESSEN 2013; FEDERRATH 2015). Typische Magnetfeldstärken in Molekülwolken betragen zwischen mehreren $10 \mu G$ bis einigen $100 \mu G$ (CRUTCHER u. a. 2010b). Innerhalb dieser Magnetfeldstärken kann eine Molekülwolke *superkritisch* sein und instabil werden oder *subkritisch* sein und dementsprechend keinen Kollaps vollführen. Aus diesem Grund ist es wichtig, dass die Stärke und Struktur des vorherrschenden Magnetfeldes



Abb. 2.1: Kombination von Bildern der Bok-Globule Barnard 68, welche im visuellen und nahen Infrarotbereich aufgenommen wurden. Die Beobachtungen wurde mit dem FORS1 Instrument am 8,2 m *Very Large Telescope* (VLT) im März 1999 aufgenommen (Quelle: ESO).

durch polarimetrische Beobachtungen hinreichend genau abgeschätzt werden können.

Eine besondere Art von Molekülwolken stellen die sogenannten Bok-Globulen dar. Sie sind besonders kalte und dichte Kerne von Molekülwolken, in denen üblicherweise massearme Sterne entstehen (BOK & REILLY 1947; CLEMENS u. a. 1991). Bok-Globulen besitzen weiterhin meist eine rundliche Form, die sich deutlich vom Hintergrund und der Umgebung abgrenzt (siehe Abb. 2.1). Daher sind sie eine ausgezeichnete Umgebung um die Sternentstehung und den Einfluss von Magnetfeldern zu untersuchen.

2.2 Zirkumstellare Scheiben

Wenn ein Teil einer Molekülwolke zu einem Protostern kollabiert, bildet sich, aufgrund der Drehimpulserhaltung, eine dünne Scheibe um den zentralen Protostern aus (siehe Abb. 2.2). Statt nur eines zentralen Protosterns, können auch mehrere vorhanden sein, die sich eine Scheibe teilen oder zusätzlich separate Scheiben besitzen (BATE & BONNELL 1997). Durch die Viskosität und differentielle Rotation des Gases wird in der Scheibe Drehimpuls nach außen und Masse nach innen transportiert (PRINGLE 1981). Da die molekulare Viskosität zu gering ist, muss die Viskosität in zirkumstellaren Scheiben durch andere Prozesse erklärt werden (MONTESINOS 2012). Einer der vielversprechendsten Erklärungen ist die Magnetorotationsinstabilität (MRI), welche eine magnetisch induzierte Viskosität hervorruft (BALBUS & HAWLEY 1991; HARTMANN u. a. 1998). Basierend auf Abschätzungen des Magnetfeldes beträgt die Magnetfeldstärke je nach Region der Scheibe zwischen einigen 1 mG bis einige 1 G (DUDOROV & KHAIBRAKHMANOV 2014; FLOCK u. a. 2017; YUSEF-ZADEH u. a. 2017). Es wird außerdem vermutet, dass die dichten Bereiche der Scheibe nahe am Zentralstern nur schwach ionisiert sind, da die Säulendichten hoch genug sind, um sie vor ionisierender Strahlung (z.B. kosmischer Strahlung) zu schützen (UMEBAYASHI & NAKANO 1981; TURNER & SANO 2008; DUDOROV & KHAIBRAKHMANOV 2014). Dort reduziert sich dementsprechend die magnetisch induzierte Viskosität und Materie kann sich ansammeln, welche dann für die Entstehung von Planeten zur Verfügung steht (DUDOROV & KHAIBRAKHMANOV 2014). Um den Einfluss des Magnetfeldes auf die Planetenentstehung oder die Entwicklung der Scheibe zu untersuchen, werden polarimetrische Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben benötigt. Bisher wurden diese Beobachtungen nur sehr selten durchgeführt, weswegen der Einfluss des Magnetfeldes in zirkumstellaren Scheiben hauptsächlich mit Simulationen untersucht wurde (FLOCK u. a. 2015; LI u. a. 2016). Mit (Magneto-)Hydrodynamiksimulationen wird dabei die Entwicklung der Scheibe untersucht, während Strahlungstransportsimulationen Vorhersagen für Beobachtungen liefern.

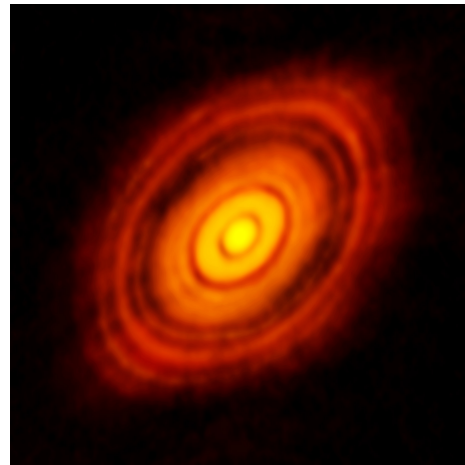


Abb. 2.2: Beobachtung der protoplanetaren Scheibe um HL Tauri bei $\lambda = 1,3$ mm mit dem *Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array* (Quelle: ALMA - ESO/NAOJ/NRAO).

2.3 Strahlungstransportsimulationen

Beobachtungen astronomischer Objekte, wie z.B. Molekülwolken oder zirkumstellarer Scheiben, ermöglichen bereits einen tiefen Einblick in ihre Struktur und den vorhandenen physikalischen Prozessen. Mit Hilfe von Computersimulationen können diese Erkenntnisse jedoch noch erheblich erweitert werden. Neben (Magneto-)Hydrodynamiksimulationen, die vor allem die zeitliche Entwicklung astronomischer Objekte untersuchen, werden Strahlungstransportsimulationen verwendet, um die emittierte Strahlung eines Objektes mit ihren internen physikalischen Eigenschaften zu verbinden (siehe z.B. FLOCK u. a. 2015; OBER u. a. 2015). Mit Strahlungstransportsimulationen konnte zum Beispiel gezeigt werden, dass Sedimentation¹ in der zirkumstellaren Scheibe des *Butterfly* Sterns vorkommen muss, um die Ergebnisse von Beobachtungen reproduzieren zu können (GRÄFE u. a. 2013). Die Kernkomponente von Strahlungstransportsimulationen bildet dabei die Lösung der Strahlungstransportgleichung und die Beschreibung der transportierten Strahlung. Im Folgenden werden die Grundlagen vorgestellt, die für das Verständnis von Strahlungstransportsimulationen und ihrer Auswertung benötigt werden.

2.3.1 Stokes-Formalismus

Die elektromagnetische Strahlung und ihr polarisierter Anteil wird in Strahlungstransportsimulationen üblicherweise mit Hilfe des Stokes-Formalismus beschrieben. Der sogenannte Stokes-Vektor besteht dabei wie folgt aus vier Komponenten (KRÜGEL 2008):

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} |E_x|^2 + |E_y|^2 \\ |E_x|^2 - |E_y|^2 \\ |E_{45}|^2 - |E_{135}|^2 \\ |E_{RZ}|^2 - |E_{LZ}|^2 \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Dabei sind E_x und E_y die Anteile des elektrischen Feldvektors entlang der x- und y-Achse in der Polarisationssebene (siehe Abb. 2.3). E_{45} und E_{135} beschreiben die Anteile entlang der Diagonalen und E_{RZ} sowie E_{LZ} sind die Anteile des elektrischen Feldvektors, die rechts bzw. links zirkular rotieren. Aus diesen Komponenten des elektrischen Feldvektors ergeben sich der Strahlungsfluss I , der horizontal/vertikal polarisierte Anteil Q , der diagonal polarisierte Anteil U und der zirkular polarisierte Anteil V der elektromagnetischen Strahlung. Aus diesen Größen lässt sich wie folgt der Polarisationsgrad P und der Polarisationswinkel θ berechnen:

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}, \quad (2.2)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) + n\frac{\pi}{2}, \quad n = \begin{cases} 0, & \text{falls } Q > 0, \\ 1, & \text{falls } Q < 0. \end{cases} \quad (2.3)$$

¹ Die Ansammlung großer Staubkörner in der Mittelebene einer zirkumstellaren Scheibe.

Sollte in Beobachtungen der zirkular polarisierte Anteil V^2 vernachlässigbar gegenüber dem linear polarisierten Anteil ($Q^2 + U^2$) sein, so geht der Polarisationsgrad P in den linearen Polarisationsgrad P_l über. Zur Veranschaulichung des Stokes-Vektors ist in Abb. 2.3 die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors für einige ausgewählte Konfigurationen des Stokes-Vektors dargestellt.

Die Stokes-Vektor-Komponenten werden in Einheiten der spektralen Flussdichte ausgedrückt. Üblicherweise wird die aus dem Radiobereich stammende Einheit *Jansky* [Jy] dafür verwendet. Die Umrechnung von SI-Einheiten in Jy kann wie folgt durchgeführt werden:

$$1 \text{ Jy} = 10^{-26} \frac{\text{W}}{\text{Hz m}^2}. \quad (2.4)$$

2.3.2 Strahlungstransportgleichung

Die Grundlage einer jeden Strahlungstransportsimulation besteht in der Lösung der Strahlungstransportgleichung. Sie beschreibt, wie sich die elektromagnetische Strahlung \vec{S}_ν , mit der Frequenz ν entlang eines Weges s ändert (KRÜGEL 2008):

$$\frac{d\vec{S}_\nu}{ds} = -\mathbf{K}_\nu^{\text{Ext}} \vec{S}_\nu + \vec{\epsilon}_\nu. \quad (2.5)$$

Dabei beschreibt $\mathbf{K}_\nu^{\text{Ext}}$ den Extinktionskoeffizienten pro Einheitsvolumen und $\vec{\epsilon}_\nu$ den Quellterm. Der Extinktionskoeffizient hängt von der Art des durchquerten Mediums ab und berücksichtigt die Abschwächung der Strahlung. Dagegen behandelt der Quellterm die Strahlung, die zum Beispiel durch Streuung oder Emission entlang des Weges s hinzukommt. Im Rahmen des Stokes-Formalismus besitzt $\vec{\epsilon}_\nu$ die Form eines Stokes-Vektors und $\mathbf{K}_\nu^{\text{Ext}}$ die Form einer Müller-Matrix.

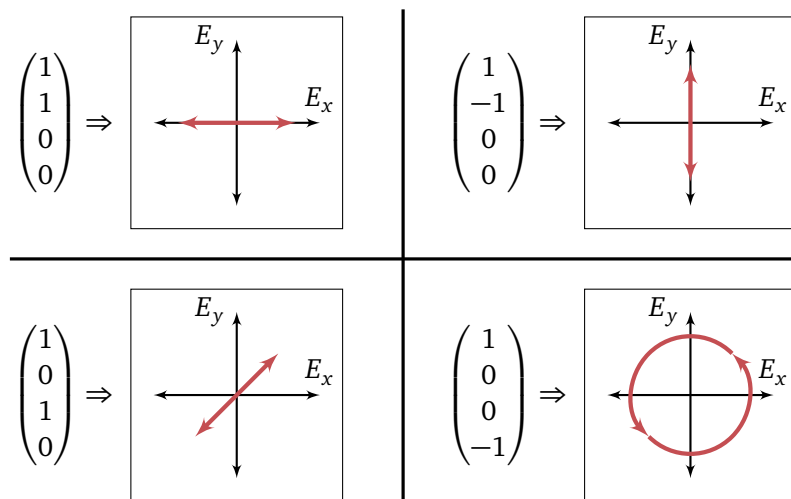


Abbildung 2.3: Illustration der Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors für verschiedene Konfigurationen des Stokes-Vektors (siehe Gleichung (2.1)).

Eine Müller-Matrix ist eine 4×4 Matrix, welche durch Multiplikation mit einem Stokes-Vektor wieder einen Stokes-Vektor ergibt. Die explizite Form von $\vec{\epsilon}_\nu$ und $\mathbf{K}_\nu^{\text{Ext}}$ wird in Kapitel 3 für die Strahlung von Staubkörnern oder die Spektrallinien von Atomen und Molekülen vorgestellt.

Optische Tiefe

Unter Vernachlässigung des Quellterms kann die Strahlungstransportgleichung analytisch gelöst werden. Der entweichende Strahlungsfluss I_ν ergibt sich dann aus der einfallenden Strahlung $I_{\nu,0}$ wie folgt:

$$I_\nu = I_{\nu,0} \cdot e^{-\tau_\nu}. \quad (2.6)$$

Dabei wird τ_ν als optische Tiefe bezeichnet und angenommen, dass einfallende Strahlung nicht polarisiert ist. Die optische Tiefe berechnet sich wie folgt:

$$\tau_\nu(l) = \int_0^l K_\nu^{\text{Ext}} ds = \int_0^l C_\nu^{\text{Ext}}(s)n ds. \quad (2.7)$$

Dabei ist K_ν^{Ext} die (1,1) Komponente der Müller-Matrix des Extinktionskoeffizienten pro Einheitsvolumen, l die zurückgelegte Weglänge, n die Anzahldichte der abschwächenden Teilchen und C_ν^{Ext} der Wirkungsquerschnitt für Extinktion eines abschwächenden Teilchens. Im Allgemeinen existieren Wirkungsquerschnitte für die Absorption, Streuung und Extinktion von Strahlung. Aus der einfallenden Strahlung pro Einheitsfläche wird anhand dieser Querschnittsflächen die Strahlung berechnet, die von einem Teilchen absorbiert, gestreut oder generell abgeschwächt wird. Der Wirkungsquerschnitt für Extinktion ergibt sich dabei aus der Summe der Wirkungsquerschnitte für Absorption und Streuung, während der Wirkungsquerschnitt für Emission im thermodynamischen Gleichgewicht dem der Absorption entspricht KRÜGEL 2008.

Beim Strahlungstransport wird meist zwischen zwei Extremfällen der optischen Tiefe unterschieden. Besitzt das durchlaufene Medium eine optische Tiefe $\tau_\nu \ll 1$, dann wird die Bezeichnung *optisch dünn* verwendet. Ein solches Medium lässt näherungsweise die gesamte einfallende Strahlung durch. Das Gegenteil dazu ist ein *optisch dickes* Medium. In diesem Fall ist die optische Tiefe $\tau_\nu \gg 1$ und nahezu keine Strahlung kann das Medium durchdringen.

In diesem Abschnitt wird die optische Tiefe nur für den nicht polarisierten Strahlungsfluss betrachtet. Das Konzept einer optischen Tiefe kann analog für die Abschwächung von polarisierter Strahlung in einem Medium verwendet werden.

Lösungsansätze

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, ist die Strahlungstransportgleichung nur für Spezialfälle analytisch lösbar. In Strahlungstransportsimulationen werden stattdessen jedoch numerische Ansätze verfolgt, um eine Lösung der Strahlungstransportgleichung zu erhalten (siehe Kapitel 4). Zwei etablierte Ansätze sind dabei der Monte-Carlo-Algorithmus oder das Runge-Kutta-Fehlberg-Verfahren (CASHWELL 1957; FEHLBERG 1970). Der Monte-Carlo-Algorithmus eignet

sich dabei vor allem für die Berücksichtigung der Streuung an Teilchen. Das Runge-Kutta-Fehlberg-Verfahren wird dagegen für die effiziente Berechnung der Emission und Extinktion mit dem sogenannten *Ray-Trace-Algorithmus* verwendet (STEINACKER u. a. 2006).

KAPITEL 3

Untersuchung von Magnetfeldern

In Kapitel 2 wurde bereits beschrieben, dass die Messung von Magnetfeldern und die Untersuchung ihrer Auswirkungen notwendig sind, um unterschiedliche physikalische Prozesse in Molekülwolken oder zirkumstellaren Scheiben verstehen zu können. In diesem Kapitel werden nun zwei etablierte Beobachtungsmethoden vorgestellt, mit denen das Magnetfeld untersucht werden kann. Beide Methoden unterscheiden sich dabei wie folgt in ihren grundsätzlichen Eigenschaften. Die Beobachtung der polarisierten Strahlung von ausgerichteten nicht-sphärischen Staubkörnern ist eine indirekte Messmethode des Magnetfeldes. Mit ihr kann die Struktur des Magnetfeldes entlang der Himmelsebene aus der Orientierung der Polarisation abgeschätzt werden (siehe z.B. LI u. a. 2016). Dagegen bietet die Beobachtung von Spektrallinien, die durch den Zeeman-Effekt aufgespalten wurden, eine direkte Möglichkeit die Magnetfeldstärke zu messen (siehe z.B. FALGARONE u. a. 2008; CRUTCHER u. a. 2010b; PILLAI u. a. 2016). Mit der Sensitivität und spektralen Auflösung moderner Großteleskope kann aus Zeeman-Beobachtungen jedoch nur die Komponente des Magnetfeldes entlang der Sichtlinie abgeleitet werden (CRUTCHER u. a. 1993). Im Folgenden werden beide Beobachtungsmethoden vorgestellt. Neben einer allgemeinen Beschreibung wird dabei auch auf den Strahlungstransport eingegangen, welcher für die Durchführung und Auswertung von Strahlungstransportsimulationen benötigt wird.

3.1 Strahlung von ausgerichteten nicht-sphärischen Staubkörnern

Die Staubkörner des interstellaren Mediums werden in Untersuchungen überwiegend als homogene und kompakte Kugeln angenommen. Die Umsetzung von Strahlungstransportsimulationen erleichtert sich dadurch erheblich. Jedoch besitzen Staubkörner in der Realität eher eine fraktale nicht-sphärische Form (BLUM u. a. 2006). Durch verschiedene physikalische Prozesse werden diese nicht-sphärischen Staubkörner in Rotation $\vec{\omega}$ versetzt und richten sich aufgrund der Barnett Dissipation mit ihrer längsten Achse senkrecht zur Magnetfeldrichtung \vec{B} aus (siehe Abb. 3.1; BARNETT 1915). Es gibt dabei mehrere Ursachen für die Rotation und der daraus folgenden Ausrichtung (paramagnetische Relaxation, DAVIS & GREENSTEIN 1951; mechanische Ausrichtung, GOLD 1952; Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente, LAZARIAN

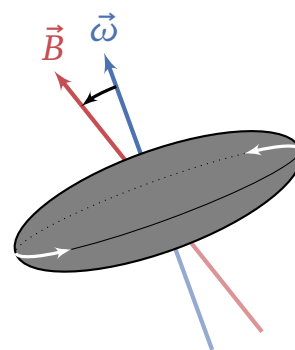


Abb. 3.1: Ausrichtung eines rotierenden nicht-sphärischen oblaten Staubkorns mit seiner längsten Achse senkrecht zur Magnetfeldrichtung.

2007). Die dominierende Ursache hängt von den vorherrschenden physikalischen Bedingungen und der Beschaffenheit der Staubkörner ab. Aufgrund von Kollisionen mit Gasteilchen ist die Ausrichtung der nicht-sphärischen Staubkörner meist nicht perfekt, was zu einer Präzession des Drehmoments um die Magnetfeldrichtung führt (siehe z.B. LAZARIAN & HOANG 2007; LAZARIAN u. a. 2015).

3.1.1 Ausrichtungsmechanismen

Im Folgenden werden die verschiedenen Ursachen für die Rotation und der daraus folgenden Ausrichtung der nicht-sphärischen Staubkörner vorgestellt. Dabei werden die Ausrichtungsmechanismen beschrieben, die für die Studien der vorliegenden Arbeit relevant sind und daher in den dazugehörigen Strahlungstransportsimulationen berücksichtigt werden.

Strahlungsinduzierte Drehmomente

Die Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente nimmt an, dass die nicht-sphärischen Staubkörner in Rotation versetzt werden, sobald sie sich in einem anisotropen Strahlungsfeld befinden (LAZARIAN 2007; LAZARIAN & HOANG 2007; HOANG & LAZARIAN 2009; ANDERSSON u. a. 2015). Die anisotrope Strahlung muss dabei eine Wellenlänge aufweisen, die kleiner als die Ausdehnung der Staubkörner ist. Durch die Barnett Dissipation werden die rotierenden Staubkörner dann mit ihrer längsten Achse senkrecht zum Magnetfeld ausgerichtet (BARNETT 1915). Dem entgegen stehen Kollisionen mit Gasteilchen (hauptsächlich molekularer und atomarer Wasserstoff), welche die Ausrichtung abschwächen.

Bei der Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente wird angenommen, dass die Staubkörner entweder mit hohem oder niedrigem Drehmoment rotieren und nur diese beiden Zustände stabil sind (HOANG & LAZARIAN 2008). Sollten die Staubkörner ein anderes Drehmoment besitzen, so konvergieren sie zu einem der beiden stabilen Zustände. Der Zustand mit niedrigem Drehmoment wird stark von den Kollisionen mit Gasteilchen beeinflusst, was die Ausrichtung dieser Staubkörner verringert. Im Gegensatz dazu wird erwartet, dass die Staubkörner im Zustand des hohen Drehmoments nahezu perfekt ausgerichtet sind. Mit $f_{\text{hoch},J}$ wird eine Größe definiert, die den relativen Anteil an Staubkörnern beschreibt, die mit hohem Drehmoment rotieren. Diese Größe hängt zum Beispiel von der Temperatur und Anzahldichte der Staubkörner ab (HOANG & LAZARIAN 2014). Ein analytischer Ausdruck für $f_{\text{hoch},J}$ existiert jedoch nicht.

Unvollkommene interne Ausrichtung

Im Allgemeinen besitzt das Drehmoment und das höchste Trägheitsmoment eines nicht-sphärischen Staubkorns nicht dieselbe Richtung (PURCELL 1979). Durch Schwankungen der thermischen Energie werden Rotationen um jede der drei Körperachsen der Staubkörner angeregt, welche in der Größenordnung von $\sim k_B T_{\text{Staub}}$ liegen. Liegt die Rotationsenergie eines Staubkorns bei $\gg k_B T_{\text{Staub}}$, dann sind diese thermischen Schwankungen zu gering und die Barnett Dissipation richtet das höchste Trägheitsmoment des Staubkorns zum Drehmoment aus

(JONES & SPITZER 1967; LAZARIAN & ROBERGE 1997). In Molekülwolken besitzen die Staubkörner jedoch überwiegend Rotationsenergien von $\sim k_B T_{\text{Staub}}$, welche zu einer unvollkommenen Ausrichtung des höchsten Trägheitsmoments zum Drehmoment führen.

Sonstige Ausrichtungsmechanismen

Die Ausrichtung durch paramagnetische Relaxation wird nicht berücksichtigt, da erwartet wird, dass diese in Molekülwolken vernachlässigbar gegenüber der Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente ist (LAZARIAN u. a. 2015). Die mechanische Ausrichtung wird ebenfalls nicht berücksichtigt, da die benötigten Überschallgeschwindigkeiten der Gasteilchen nicht in Molekülwolken erwartet werden (GOLD 1952; LARSON 1981).

3.1.2 Strahlungstransport

Im Allgemeinen wird für die Beschreibung des Strahlungstransports mit nicht-sphärischen Staubkörnern eine Beschreibung der Emission, Absorption und Streuung benötigt. Die Streuung kann jedoch vernachlässigt werden, wenn die Strahlung eine Wellenlänge besitzt, die weitaus größer als die Ausdehnung der Staubkörner ist (KRÜGEL 2008). In den Studien der vorliegenden Arbeit ist dies der Fall, weshalb im Folgenden nur auf die thermische Emission und Extinktion von nicht-sphärischen Staubkörnern eingegangen wird (siehe Kapitel 5). Die emittierte thermische Strahlung von nicht-sphärischen Staubkörnern hängt hauptsächlich von der Ausdehnung der einzelnen Körperachsen ab. Sofern die Wellenlänge der emittierten Strahlung in derselben Größenordnung oder größer als die Ausdehnung der jeweiligen Körperachse ist, besitzt eine längere Achse einen größeren Wirkungsquerschnitt für Emission als eine kürzere Achse (siehe Abb. 4.3 und KRÜGEL 2008). Als Folge dessen emittiert ein nicht-sphärisches Staubkorn polarisierte thermische Kontinuumsstrahlung mit einer Polarisationsrichtung entlang seiner längsten Achse (siehe Abb. 3.2; polarisierte Emission). Diese Strahlung lässt sich am ehesten im (Sub-)Millimeterwellenlängenbereich beobachten, da dort die Strahlung durch die thermische Emission der Staubkörner dominiert wird (Molekülwolken: $T_{\text{Staub}} \sim 10 \text{ K} \rightarrow \lambda_{\text{max}} \sim 290 \mu\text{m}$; UNSÖLD & BASCHEK 2002). Für die Abschwächung von Strahlung ist es umgekehrt. Vorher nicht polarisierte Strahlung wird entlang der kürzesten Achse des nicht-sphärischen Staubkorns polarisiert (siehe Abb. 3.2; dichroitische Extinktion). Die dichroitische Extinktion kommt vor allem bei der Abschwächung von Sternstrahlung vor, welche im visuellen und nahen Infrarotwellenlängenbereich beobachtet werden kann. In polarimetrischen Beobachtungen kann, aufgrund der Ausrichtung der nicht-sphärischen Staubkörner zum Magnetfeld, aus der Orientierung der Polarisationsvektoren die Struktur des Magnetfeldes entlang der Himmelsebene abgeschätzt werden. Wichtig ist dabei zu unterscheiden, ob polarisierte Emission oder dichroitische Extinktion vorliegt. Die abgeschätzte Magnetfeldrichtung kann sonst um 90° von der Realen abweichen. Mit der sogenannten Chandrasekhar-Fermi Methode ist es außerdem möglich, die Magnetfeldstärke entlang der Himmelsebene zu berechnen (CHANDRASEKHAR & FERMI 1953). Dazu werden die Dispersionen der Polarisationsrichtung und der Geschwindigkeit entlang der Sichtlinie benötigt. Neben der Orientierung der Polarisationsvektoren kann auch

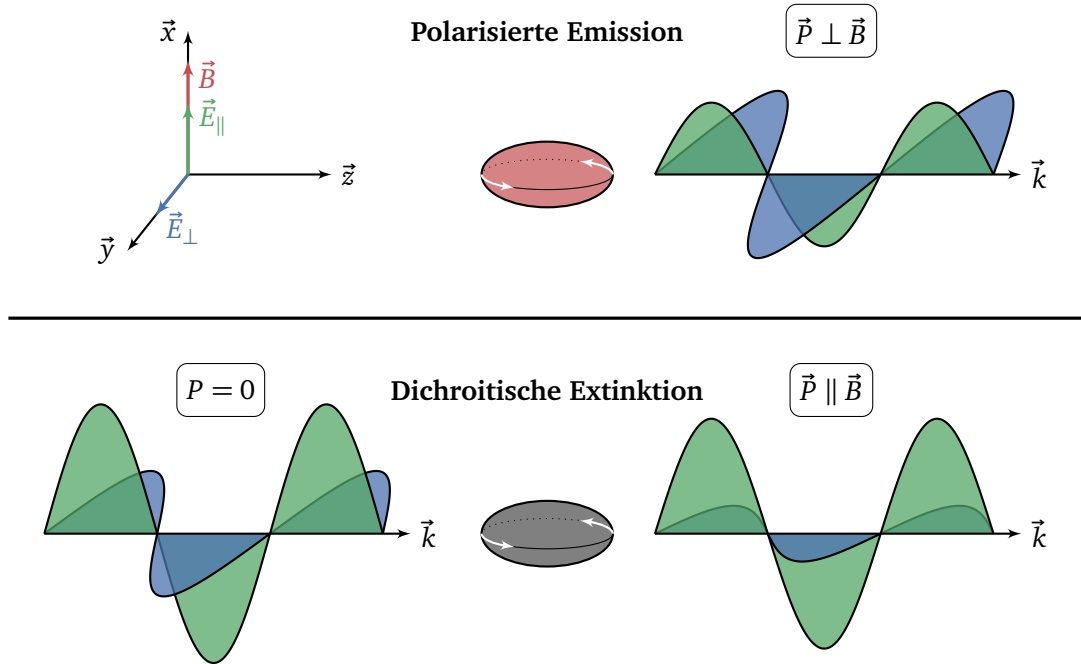


Abbildung 3.2: Schematische Illustration der polarisierten thermischen Emission und dichroitischen Extinktion von rotierenden nicht-sphärischen oblaten Staubkörnern. \vec{E}_{\parallel} und \vec{E}_{\perp} sind die parallel und senkrecht zum externen Magnetfeld \vec{B} orientierten Komponenten des elektrischen Feldvektors der elektromagnetischen Strahlung mit Wellenvektor \vec{k} .

der Polarisationsgrad verwendet werden, um Informationen über das Magnetfeld zu erhalten. Dieser gibt an, wie einheitlich die Staubkörner entlang der Sichtlinie ausgerichtet sind.

Der Strahlungstransport kann mit der Strahlungstransportgleichung in Gleichung (2.5) beschrieben werden. Sie lässt sich für die Emission und Extinktion von nicht-sphärischen Staubkörnern wie folgt schreiben (MARTIN 1974):

$$\frac{d\vec{S}_\nu}{ds} = -\mathbf{K}_\nu^{\text{Ext}} \vec{S}_\nu + \vec{\epsilon}_\nu, \quad (3.1)$$

$$\mathbf{K}_\nu^{\text{Ext}} = n_{\text{Staub}} \begin{pmatrix} C_\nu^{\text{Ext}} & \Delta C_\nu^{\text{Ext}} & 0 & 0 \\ \Delta C_\nu^{\text{Ext}} & C_\nu^{\text{Ext}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_\nu^{\text{Ext}} & C_\nu^{\text{Zirk}} \\ 0 & 0 & -C_\nu^{\text{Zirk}} & C_\nu^{\text{Ext}} \end{pmatrix}, \quad (3.2)$$

$$\vec{\epsilon}_\nu = n_{\text{Staub}} B_\nu(T_{\text{Staub}}) \begin{pmatrix} C_\nu^{\text{Abs}} \\ \Delta C_\nu^{\text{Abs}} \cos(2\eta) \\ \Delta C_\nu^{\text{Abs}} \sin(2\eta) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Dabei ist n_{Staub} die Anzahldichte und T_{Staub} die Temperatur der nicht-sphärischen Staubkörner. Der Winkel η beschreibt den Winkel im Uhrzeigersinn zwischen der vertikalen Polarisationsrichtung

tung und dem auf die Normalebene der Sichtlinie projizierten Magnetfeld (siehe Abb. 3.5). Die Wirkungsquerschnitte C stehen für die Extinktion C_{ν}^{Ext} , die lineare Polarisation durch Extinktion $\Delta C_{\nu}^{\text{Ext}}$, die lineare Polarisation durch Absorption $\Delta C_{\nu}^{\text{Abs}}$, die zirkulare Polarisation C_{ν}^{Zirk} und die Absorption C_{ν}^{Abs} . Die Wirkungsquerschnitte für die Polarisation sind dabei eine Folge der nicht-sphärischen Form der Staubkörner. Der Wert der Wirkungsquerschnitte hängt von der Zusammensetzung, Form und Ausrichtung der nicht-sphärischen Staubkörner sowie von der betrachteten Wellenlänge ab. Eine ausführliche Berechnung der Wirkungsquerschnitte kann den Arbeiten von MARTIN (1974) und REISSL u. a. (2016) entnommen werden.

3.2 Spektrallinien mit Zeeman-Aufspaltung

Ein weiterer Ansatz für die Messung von Magnetfeldern, ist die Beobachtung von Spektrallinien, die durch den Zeeman-Effekt aufgespalten wurden (CRUTCHER u. a. 1993). Die Aufspaltung wird dabei durch die Orientierung des magnetischen Moments eines Atoms/Moleküls im Bezug zur Magnetfeldrichtung verursacht (WEBER 2007; HERTEL & SCHULZ 2015). Durch diesen Effekt wird die Entartung der Energieniveaus teilweise aufgehoben und Übergänge mit unterschiedlichen Energien bzw. Frequenzen werden möglich (siehe Abb. 3.3). Statt einer Spektrallinie, kommen dann mehrere Spektrallinien vor, die je nach Magnetfeldstärke, zueinander verschoben sind. Ist das Magnetfeld stark genug, sodass die Maxima der Spektrallinien voneinander unterschieden werden können, so kann die Magnetfeldstärke \vec{B} wie folgt aus dem Abstand zwischen den Maxima $\Delta\nu_z$ berechnet werden (WEBER 2007):

$$\Delta\nu_z = \frac{B\mu_b}{h}(g'M' - g''M''), \quad (3.4)$$

$$\Rightarrow B = \frac{\Delta\nu_z h}{\mu_b(g'M' - g''M'')}. \quad (3.5)$$

Dabei ist M die auf den Vektor des Magnetfeldes \vec{B} projizierte Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Elektrons J oder des Moleküls F . Die Größe μ_b beschreibt das Bohrsche Magneton, h das Plancksche Wirkungsquantum und g den Landé-Faktor der zugehörigen Energieniveaus. Der einfache (') bzw. zweifache (') Hochstrich steht dabei für das obere bzw. untere Energieniveau.

In Molekülwolken ist das Magnetfeld häufig zu schwach, um diese Art der Auswertung nutzen zu können ($B \sim 0,1 \mu\text{G}$ bis $B \sim 1 \text{mG}$; CRUTCHER u. a. 2010b). Daher wird üblicherweise die Zeeman-Analyse aus der Arbeit von CRUTCHER u. a. (1993) verwendet. Diese ermöglicht es, aus der zirkular polarisierten Strahlung einer Spektrallinie die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie abzuleiten. Unter der Annahme, dass die Frequenzverschiebung durch den Zeeman-Effekt $\Delta\nu_z$ vernachlässigbar gegenüber der Linienbreite $\Delta\nu$ ist, kann der folgende Ausdruck für den zirkular polarisierten Anteil gefunden werden (CRUTCHER u. a. 1993, siehe Anhang A.1 für eine detaillierte Herleitung):

$$V = \left(\frac{dI}{d\nu} \right) \Delta\nu_z \cos \theta. \quad (3.6)$$

In Kombination mit Gleichung (3.4) kann die Komponente der Magnetfeldstärke entlang der

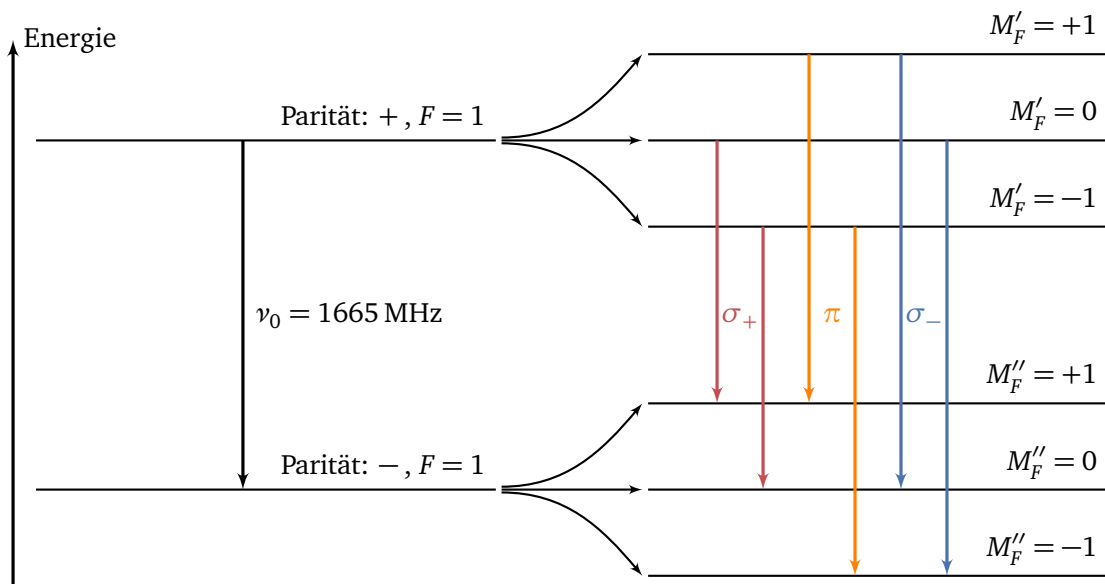
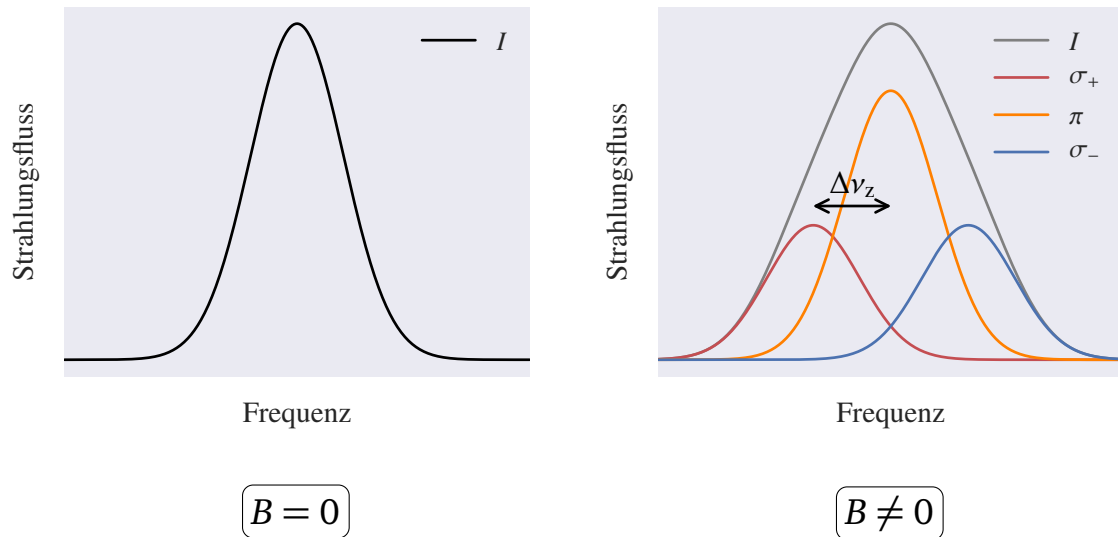


Abbildung 3.3: Zeeman-Aufspaltung der OH Spektrallinie bei $\nu_0 = 1665 \text{ MHz}$. Diese Spektrallinie entsteht durch einen Übergang zwischen zwei Energieniveaus mit unterschiedlicher Parität. Die Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Moleküls F darf daher für beide Energieniveaus gleich sein. Die Größe $\Delta\nu_z$ gibt die Frequenzverschiebung der Zeeman-Aufspaltung an (siehe Gleichung (3.4)). Die Quantenzahl M_F beschreibt die auf den Vektor des Magnetfeldes \vec{B} projizierte Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Moleküls F . Mit σ_{\pm} werden die Übergänge bezeichnet, die $\Delta M = \pm 1$ aufweisen, während $\Delta M = 0$ für alle π -Übergänge zutrifft. Der Strahlungsfluss I der Spektrallinie ergibt sich in der Gegenwart eines Magnetfeldes aus der Überlagerung aller erlaubten Übergänge zwischen Zeeman-Unterniveaus mit ihren jeweiligen relativen Intensitäten.

Sichtlinie $B_{\text{Sicht}} = B \cos \theta$ berechnet werden, indem die Ableitung des Intensitätsprofils an den zirkular polarisierten Anteil angepasst wird. Eine Abschätzung der Komponente entlang der Himmelsebene wäre mit dieser Analyse nur mit einer Sensitivität und spektralen Auflösung möglich, die von modernen Großteleskopen bisher nicht erreicht wird (CRUTCHER u. a. 1993; ALMA PARTNERSHIP u. a. 2016; DEWDNE u. a. 2015). Alternativ kann diese Analyse mit Beobachtungen der polarisierten Strahlung von ausgerichteten Staubkörnern (siehe Abschnitt 3.1) oder der Bayesschen Statistik (CRUTCHER u. a. 2010b) kombiniert werden, um eine Abschätzung der absoluten Magnetfeldstärke zu erhalten.

Eine Illustration der Zeeman-Analyse ist in Abb. 3.4 anschaulich für zwei charakteristische Fälle dargestellt. Auf der linken Seite ist die Frequenzverschiebung durch den Zeeman-Effekt wesentlich kleiner als die Linienbreite, während auf der rechten Seite die Frequenzverschiebung dieselbe Größenordnung besitzt. Es zeigen sich deutliche Unterschiede bei der Anpassung der Ableitung des Intensitätsprofils an den zirkular polarisierten Anteil. Welchen Einfluss das Verhältnis zwischen der Frequenzverschiebung und der Linienbreite auf die Genauigkeit der Zeeman-Analyse hat, wird in Kapitel 6 für Zeeman-Beobachtungen von Molekülwolken im Detail untersucht.

Üblicherweise werden Spektrallinien der Moleküle OH und CN sowie des atomaren Wasserstoffs HI für Zeeman-Beobachtungen von Molekülwolken und ähnlichen Objekten verwendet (siehe z.B. CRUTCHER u. a. 2010a; PILLAI u. a. 2015; HEILES & TROLAND 2004). Aufgrund der jeweiligen Fragestellung werden in den Studien der vorliegenden Arbeit die Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz und von OH bei $\nu_0 = 1665$ MHz und $\nu_0 = 1667$ MHz betrachtet. Um die Strahlungstransportsimulationen dieser Spektrallinien auszuwerten und nachvollziehen zu können, behandelt der folgende Abschnitt den Strahlungstransport von Spektrallinien, die mit dem Zeeman-Effekt aufgespalten wurden.

3.2.1 Strahlungstransport

Unter der Berücksichtigung der Zeeman-Aufspaltung kann die Strahlungstransportgleichung in Gleichung (2.5) wie folgt für die Emission und Extinktion einer Spektrallinie i der Gasspezies j (Atom/Molekül) umgeschrieben werden (LARSSON u. a. 2014):

$$\frac{d\vec{S}_\nu}{ds} = -\mathbf{K}_\nu^{\text{Ext}} \vec{S}_\nu + \vec{\epsilon}_\nu, \quad (3.7)$$

$$\mathbf{K}_\nu^{\text{Ext}} = \frac{n_{\text{Gas}} S_{i,j}^{\text{Ext}}}{2} \sum_{M',M''} [S_{M',M''} F(\nu, a) \mathbf{A}_{M',M''}], \quad (3.8)$$

$$\vec{\epsilon}_\nu = \frac{n_{\text{Gas}} S_{i,j}^{\text{Emi}}}{2} \sum_{M',M''} [S_{M',M''} F(\nu, a) (\mathbf{A}_{M',M''} \cdot \vec{S}_0)], \quad \vec{S}_0 = (1, 0, 0, 0)^T. \quad (3.9)$$

Dabei ist n_{Gas} die Anzahldichte des Gases und \vec{S}_0 der nicht polarisierte Stokes-Einheitsvektor. Die Größen $S_{i,j}^{\text{Ext}}$ und $S_{i,j}^{\text{Emi}}$ beschreiben die Linienstärken der Spektrallinie i der Gasspezies j für Emission und Extinktion ohne Berücksichtigung des Zeeman-Effektes, während $S_{M',M''}$ die relativen Linienstärken für Übergänge zwischen Zeeman-Unterniveaus angeben. $F(\nu, a)$

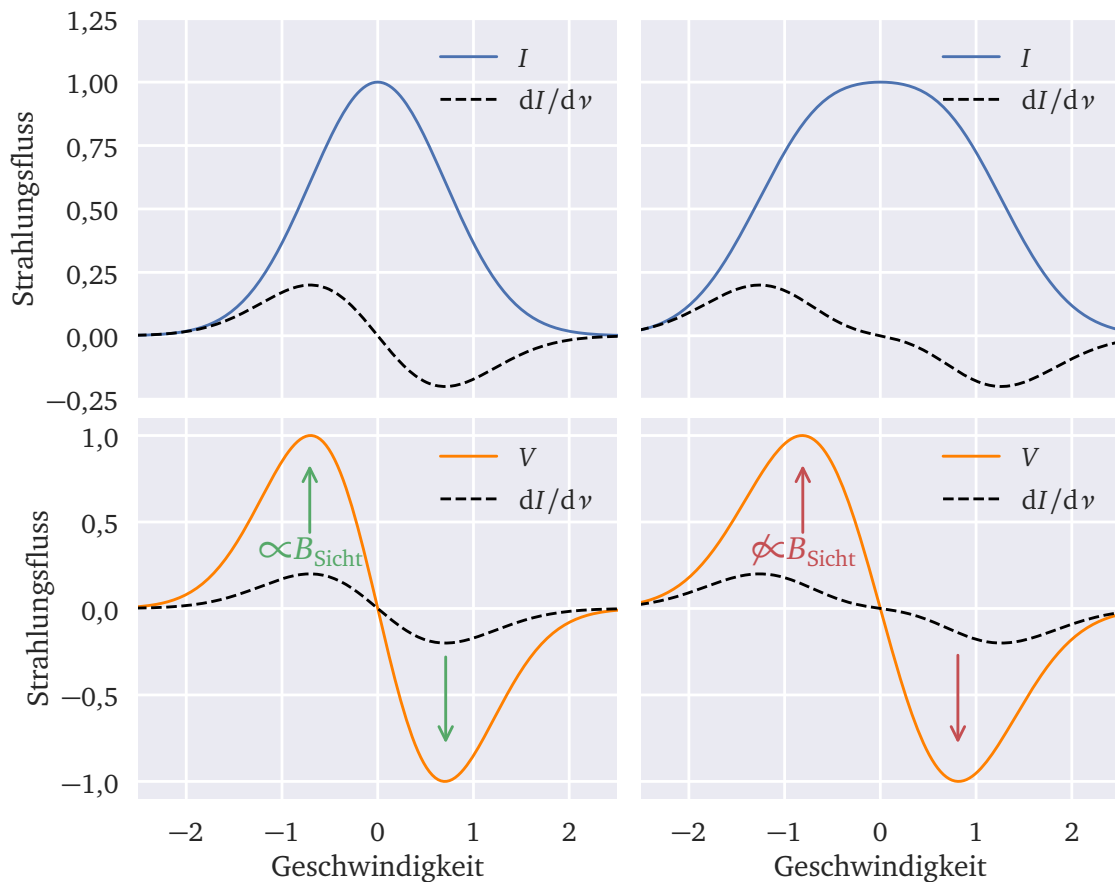


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Berechnung der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie aus der Ableitung des Intensitätsprofils und dem zirkular polarisierten Anteil. Die Frequenzverschiebung durch den Zeeman-Effekt ist entweder wesentlich kleiner (*links*) oder in derselben Größenordnung (*rechts*) wie die Linienbreite. Im *unteren links* Bild ist das Verhältnis zwischen dI/dv und V proportional zu der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie B_{Sicht} . Im Gegensatz dazu weicht die aus den Profilen im *unteren rechts* Bild abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie stark von der im Modell verwendeten Magnetfeldstärke ab.

beschreibt den frequenzabhängigen Verlauf der Spektrallinie und $\mathbf{A}_{M',M''}$ die Müller-Matrix der Zeeman-Aufspaltung. Für die ausführliche Berechnung der Linienstärken wird auf die Abschnitte 3.2.3 bis 3.2.4 verwiesen. Der Verlauf der Spektrallinie und die unterschiedlichen Ursachen der Linienbreite werden in Abschnitt 3.2.2 behandelt.

Für die Übergänge zwischen M' und M'' sind nur drei Möglichkeiten erlaubt. Die Übergänge mit $\Delta M = \pm 1$ werden als σ_{\pm} -Übergänge bezeichnet, während Übergänge mit $\Delta M = 0$ als π -Übergänge bezeichnet werden (siehe Abb. 3.3). Die Müller-Matrix der Zeeman-Aufspaltung $\mathbf{A}_{M',M''}$ hängt wie folgt von der Art des Übergangs ab (LANDI DEGL'INNOCENTI 1976; REES u. a.

1989; LARSSON u. a. 2014):

$$\mathbf{A}_{\sigma_{\pm}} = \begin{pmatrix} 1 + \cos^2 \theta & \cos(2\eta) \sin^2 \theta & \sin(2\eta) \sin^2 \theta & \mp 2 \cos \theta \\ \cos(2\eta) \sin^2 \theta & 1 + \cos^2 \theta & 0 & 0 \\ \sin(2\eta) \sin^2 \theta & 0 & 1 + \cos^2 \theta & 0 \\ \mp 2 \cos \theta & 0 & 0 & 1 + \cos^2 \theta \end{pmatrix}, \quad (3.10)$$

$$\mathbf{A}_{\pi} = \begin{pmatrix} \sin^2 \theta & -\cos(2\eta) \sin^2 \theta & -\sin(2\eta) \sin^2 \theta & 0 \\ -\cos(2\eta) \sin^2 \theta & \sin^2 \theta & 0 & 0 \\ -\sin(2\eta) \sin^2 \theta & 0 & \sin^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sin^2 \theta \end{pmatrix}. \quad (3.11)$$

Dabei steht θ für den Winkel zwischen Magnetfeld \vec{B} und der Sichtlinie \vec{R} , während η den Winkel im Uhrzeigersinn zwischen der vertikalen Polarisationsrichtung und dem auf die Normalebene der Sichtlinie \vec{R} projizierten Magnetfeld beschreibt (siehe Abb. 3.5).

Durch die Kombination der Gleichungen (3.9) bis (3.11) ergibt sich die folgende Beschreibung für die emittierte Intensität I und den zirkular polarisierten Anteil V , welche mit den Ausdrücken aus der Arbeit von CRUTCHER u. a. (1993) übereinstimmen:

$$I = \kappa \left[F(\nu_0 + \Delta\nu_z - \nu, a) \cdot (1 + \cos^2 \theta) + 2F(\nu_0 - \nu, a) \cdot \sin^2 \theta + F(\nu_0 - \Delta\nu_z - \nu, a) \cdot (1 + \cos^2 \theta) \right], \quad (3.12)$$

$$V = \kappa [2F(\nu_0 + \Delta\nu_z - \nu, a) - 2F(\nu_0 - \Delta\nu_z - \nu, a)] \cos \theta. \quad (3.13)$$

Dabei sind in κ alle Größen zusammengefasst, die für die jeweilige Spektrallinie nicht von der Wellenlänge oder der Orientierung zum Magnetfeld abhängen. Unter der Annahme, dass die Frequenzverschiebung durch den Zeeman-Effekt $\Delta\nu_z$ vernachlässigbar gegenüber der Linienbreite $\Delta\nu$ ist, geht dieser Ausdruck in die Gleichung (3.6) über (siehe Anhang A.1 für eine detaillierte Herleitung).

3.2.2 Linienform

Für die Simulation des Strahlungstransports von Spektrallinien wird nach den Gleichungen (3.8) und (3.9) eine Beschreibung der Linienform $F(\nu, a)$ benötigt. Die Form der Linie wird dabei hauptsächlich durch ihre Linienbreite charakterisiert. Man unterscheidet generell drei Ursachen für die Verbreiterung von Spektrallinien (WEBER 2007; BÖTTCHER 2012). Diese sind der Dopplereffekt durch die Bewegung der emittierenden Atome/Moleküle, die natürliche Linienbreite durch die endliche Lebensdauer der beteiligten Energieniveaus und die Stoßverbreiterung durch Stöße zwischen den Atomen/Molekülen. Basierend auf der Arbeit von BÖTTCHER (2012) werden im Folgenden diese Verbreiterungsmechanismen und die daraus resultierende Linienform vorgestellt.

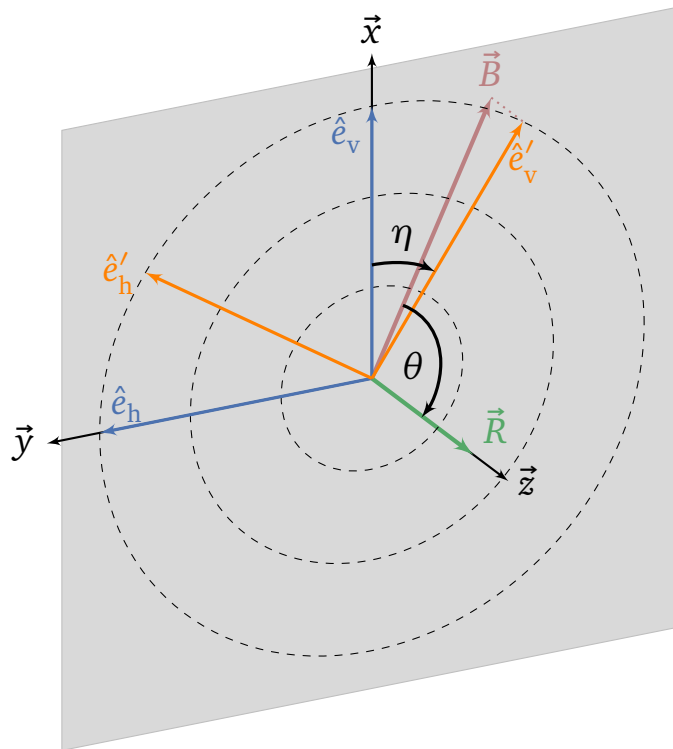


Abbildung 3.5: Geometrie der Polarisationsebene in der Gegenwart eines Magnetfeldes \vec{B} . Dabei beschreibt \vec{R} die Ausbreitungsrichtung der Strahlung, \hat{e}_v und \hat{e}_h die vertikale und horizontale Polarisationsebene und \hat{e}'_v und \hat{e}'_h die vertikale und horizontale Polarisationsebene in Bezug auf die lokale Magnetfeldrichtung. Aus den Winkeln η und θ können die Müller-Matrizen in den Gleichungen (3.10) und (3.11) berechnet werden.

Dopplerverbreiterung

Durch die thermischen Geschwindigkeiten der Atome/Moleküle verschiebt sich der Frequenzbereich, in dem Strahlung von den Atomen/Molekülen absorbiert und emittiert werden kann. Wenn ν_0 die Frequenz des Linienmaximums ohne Doppler-Verschiebung ist, dann kann wie folgt die Frequenz des verschobenen Linienmaximums berechnet werden:

$$\nu = \nu_0 + \Delta\nu, \quad (3.14)$$

$$\Delta\nu = \nu_0 \frac{v_{\text{Sicht}}}{c}. \quad (3.15)$$

Dabei beschreibt v_{Sicht} die Geschwindigkeitskomponente der Atome/Moleküle entlang der Sichtlinie und $\Delta\nu$ die Amplitude der Dopplerverschiebung. Unter der Annahme von lokalem thermodynamischen Gleichgewicht kann die Geschwindigkeitsverteilung der Atome/Moleküle mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben werden. Dementsprechend ergibt sich der folgende Ausdruck für die Anzahl der Atome/Moleküle in Abhängigkeit von ihrer Geschwindig-

keit entlang der Sichtlinie:

$$\frac{dn(\nu_{\text{Sicht}})}{n_0} = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_{\text{Gas}}}} \exp\left(-\frac{m\nu_{\text{Sicht}}^2}{2k_B T_{\text{Gas}}}\right) d\nu_{\text{Sicht}}. \quad (3.16)$$

Dabei ist n_0 die Gesamtanzahl, m die Masse und T_{Gas} die Temperatur der Atome/Moleküle. Mit den folgenden Relationen kann die Anzahl der Atome/Moleküle aus Gleichung (3.16) von einer Abhängigkeit der Geschwindigkeit in eine der Frequenz umgeformt werden:

$$\nu_{\text{Sicht}} = \frac{c(\nu - \nu_0)}{\nu_0}, \quad (3.17)$$

$$d\nu_{\text{Sicht}} = \frac{c d\nu}{\nu_0}, \quad (3.18)$$

$$\Rightarrow \frac{dn(\nu)}{n_0} = \frac{c}{\nu_0} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_{\text{Gas}}}} \exp\left(-\frac{mc^2(\nu - \nu_0)^2}{2\nu_0^2 k_B T_{\text{Gas}}}\right) d\nu. \quad (3.19)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung bezieht sich nun auf die Atome/Moleküle, die aufgrund der Dopplerverschiebung die Möglichkeit besitzen ein Photon mit der Frequenz ν zu emittieren und zu absorbieren. Die sogenannte Dopplerbreite $\Delta\nu_D$ ergibt sich wie folgt aus der Standardabweichung der Maxwell-Boltzmann-Verteilung in Gleichung (3.19):

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T_{\text{Gas}}}{m}}. \quad (3.20)$$

Aus der Kombination der Gleichungen (3.19) und (3.20) ergibt sich das Linienprofil aufgrund der Dopplerverbreiterung dann wie folgt:

$$F(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2}\right). \quad (3.21)$$

Aus der Dopplerbreite ergibt sich die zugehörige Halbwertsbreite wie folgt:

$$\Delta\nu_D^{\text{fwhm}} = 2\sqrt{\ln(2)}\Delta\nu_D = \frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T_{\text{Gas}} \ln(2)}{m}}. \quad (3.22)$$

Berücksichtigt man neben den thermischen Geschwindigkeiten der Atome/Moleküle auch ihre Bewegung aufgrund von turbulenten Strömungen ν_{Turb} , dann ergibt sich die effektive Dopplerbreite wie folgt:

$$\Delta\nu_D^{\text{eff}} = \sqrt{\Delta\nu_D^2 + \left(\frac{\nu_0}{c} \nu_{\text{Turb}}\right)^2} = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T_{\text{Gas}}}{m} + \nu_{\text{Turb}}^2}. \quad (3.23)$$

Natürliche Linienbreite

Die natürliche Linienbreite ergibt sich als Konsequenz aus der Heisenbergschen Unschärferelation:

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar. \quad (3.24)$$

Diese besagt, dass das Energieniveau eines Atoms nicht unendlich genau bestimmt werden kann, da seine Lebensdauer zeitlich begrenzt ist. Aus diesem Grund ergibt sich die natürliche Linienbreite wie folgt:

$$\Delta \nu_N = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \left(\frac{1}{\Delta t'} + \frac{1}{\Delta t''} \right). \quad (3.25)$$

Dabei sind $\Delta t'$ und $\Delta t''$ die Lebensdauern des oberen bzw. unteren Energieniveaus. Diese Linienverbreiterung führt zu einem Lorentzprofil als Linienform, die sich wie folgt beschreiben lässt:

$$F(\nu) = \frac{\gamma}{4\pi^2} \frac{1}{(\nu_0 - \nu)^2 + \left(\frac{\gamma}{4\pi}\right)^2}. \quad (3.26)$$

Hierbei berechnet sich die Breite γ aus den Raten für die spontane Emission $A_{k,l}$ vom angeregten Zustand k in alle niedrigeren Zustände l :

$$\gamma = \sum_l A_{k,l}. \quad (3.27)$$

Stoßverbreiterung

Wenn die Atome/Moleküle regelmäßigen Stößen mit anderen Atomen und Molekülen ausgesetzt sind, so verzerren sich ihre Energieniveaus. Die Stärke dieses Effekts hängt von der Häufigkeit solcher Stöße $\nu_{\text{Stoß}}$ ab:

$$\nu_{\text{Stoß}} = n v_{\text{therm}} \sigma_{\text{Stoß}}, \quad (3.28)$$

$$v_{\text{therm}} = \sqrt{\frac{2k_B T_{\text{Gas}}}{m}}. \quad (3.29)$$

Dabei ist v_{therm} die wahrscheinlichste thermische Geschwindigkeit der Atome/Moleküle, n ihre Anzahldichte und $\sigma_{\text{Stoß}}$ ihr Wirkungsquerschnitt für Stöße. Die Linienform aufgrund der Stoßverbreiterung ist, wie bei der natürlichen Linienbreite, ein Lorentzprofil. Beide Linienbreiten können daher folgendermaßen kombiniert werden:

$$\Gamma = \gamma + 2\nu_{\text{Stoß}}. \quad (3.30)$$

Das gemeinsame Linienprofil lässt sich dann wie folgt berechnen:

$$F(\nu) = \frac{\Gamma}{4\pi^2} \frac{1}{(\nu_0 - \nu)^2 + \left(\frac{\Gamma}{4\pi}\right)^2}. \quad (3.31)$$

Kombinierte Linienform

Die drei Mechanismen der Linienverbreiterung können in einer einzigen Beschreibung der Linienform kombiniert werden. Dazu werden die Gleichungen (3.21) und (3.31) folgendermaßen kombiniert:

$$F(\nu) = \frac{\Gamma}{4\pi^2} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_{\text{Gas}}}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-m\nu_{\text{Sicht}}^2/(2k_B T_{\text{Gas}})}}{(\nu_0 - \nu - \nu_0 \nu_{\text{Sicht}}/c)^2 + \left(\frac{\Gamma}{4\pi}\right)^2} d\nu_{\text{Sicht}}. \quad (3.32)$$

Diese Gleichung kann auch als Voigtfunktion geschrieben werden:

$$F(u, a) = \frac{1}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} H(u, a). \quad (3.33)$$

Dabei ist $H(u, a)$ die sogenannte Hjerting-Funktion, welche wie folgt definiert ist:

$$H(u, a) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (u - y)^2} dy. \quad (3.34)$$

Die zugehörigen Größen u und a sind folgendermaßen definiert:

$$u \equiv \frac{\nu_0 - \nu}{\Delta\nu_D}, \quad (3.35)$$

$$a \equiv \frac{\Gamma}{4\pi \Delta\nu_D}. \quad (3.36)$$

Sollte a klein gegenüber $(u - y)$ sein, so ist die Dopplerverbreiterung der dominierende Verbreiterungsmechanismus und die Voigtfunktion geht in ein Gaussprofil über.

Berücksichtigung des Zeeman-Effekts

Um die Frequenzverschiebung durch den Zeeman-Effekt $\Delta\nu_z$ in der Linienform zu berücksichtigen, muss die Definition in Gleichung (3.35) folgendermaßen erweitert werden:

$$u = \frac{\nu_0 + \Delta\nu_z - \nu}{\Delta\nu_D}. \quad (3.37)$$

Nach den Gleichungen (3.7) bis (3.9) ergibt sich die Linienform einer Spektrallinie aus der Überlagerung aller erlaubten Übergänge zwischen Zeeman-Unterniveaus mit ihrer jeweiligen Frequenzverschiebung und relativen Linienstärke.

3.2.3 Besetzung der Energieniveaus

Für die Simulation des Strahlungstransports von Spektrallinien werden die Linienstärken S_{Ext} und S_{Emi} benötigt (siehe Gleichungen (3.8) und (3.9)). Nach RYBICKI & HUMMER (1991) können beide Linienstärken für einen Übergang vom Energieniveau u in das Energieniveau l wie folgt berechnet werden:

$$S_{\text{Emi}} = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} n_u A_{ul}, \quad (3.38)$$

$$S_{\text{Ext}} = \frac{h\nu_{ul}}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}). \quad (3.39)$$

Dabei ist ν_{ul} die Frequenz der emittierten Strahlung des betrachteten Übergangs. Neben den Einsteinkoeffizienten für stimulierte Absorption B_{lu} , stimulierte Emission B_{ul} und spontane Emission A_{ul} werden auch noch die Besetzungszahlen der beiden involvierten Energieniveaus n_u und n_l benötigt. Diese können durch ein Monte-Carlo Verfahren für jeden Bereich des simulierten Modells berechnet werden. Häufig ist dies jedoch zeitlich zu aufwändig, daher werden Näherungen verwendet, mit denen die Besetzungszahlen schnell berechnet werden können. Einer dieser Ansätze ist die Annahme von lokalem thermodynamischen Gleichgewicht (LTE). Unter dieser Annahme können die Besetzungszahlen wie folgt durch eine Boltzmann-Verteilung mit einer Anregungstemperatur, die der Gastemperatur T_{Gas} entspricht, berechnet werden (OBER u. a. 2015):

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{h\nu_{ul}}{kT_{\text{Gas}}}\right) \quad (3.40)$$

Dabei sind g_i und g_j die statistischen Gewichte (Entartungsgrade) der jeweiligen Energieniveaus. Neben dem Ansatz des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts existieren andere sogenannte nicht-LTE Methoden, wie z.B. die *Free-Escape-Probability* (FEP) oder die Methode der hohen Geschwindigkeitsgradienten (LVG). Für eine ausführliche Beschreibung dieser Methoden wird auf die Doktorarbeit von OBER (2016) verwiesen, da in den Studien der vorliegenden Arbeit ausschließlich der Ansatz mit LTE verwendet wird.

3.2.4 Verwendete Spektrallinien

Um die Zeeman-Aufspaltung einer Spektrallinie i der Gasspezies j zu berechnen, werden nach den Gleichungen (3.4) und (3.7) bis (3.9) die Landé-Faktoren der zugehörigen Energieniveaus g und die relativen Linienstärken $S_{M',M''}$ der Übergänge zwischen Zeeman-Unterniveaus benötigt. Im Folgenden wird auf die Berechnung dieser Größen für die Spektrallinien, die in der vorliegenden Arbeit verwendet werden, eingegangen.

Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz

Beobachtungen des Zeeman-Effekts von Cyanid (CN) werden üblicherweise mit 7 der 9 Hyperfeinstrukturübergänge bei $\nu_0 = 113$ GHz durchgeführt (siehe z.B. FALGARONE u. a. 2008;

PILLAI u. a. 2016). Die Zeeman-Aufspaltung dieser Spektrallinien wird durch die quantisierte Ausrichtung des Gesamtdrehimpulses des Moleküls in Relation zum Magnetfeld erzeugt. Der Landé-Faktor der zugehörigen Energieniveaus berechnet sich wie folgt (GORDY & COOK 1984; BEL & LEROY 1989):

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}, \quad (3.41)$$

$$g_J = \frac{J(J+1) + S(S+1) - N(N+1)}{J(J+1)}. \quad (3.42)$$

Hier ist S die Spinquantenzahl ($S = 0.5$) und I die Kernspinquantenzahl ($I = 1$). Des Weiteren ist N die Drehimpulsquantenzahl, J die Gesamtdrehimpulsquantenzahl der Elektronen und F die Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Moleküls. Die Werte dieser Quantenzahlen sind in Tabelle 3.1 mit den relativen Intensitäten und den Zeeman-Aufspaltungen pro Magnetfeldstärke für die 7 Hyperfeinstrukturübergänge dargestellt. Im Fall von Hyperfeinstrukturübergängen können die relativen Linienstärken zwischen Zeeman-Unterniveaus wie folgt berechnet werden (SCHADEE 1978; LARSSON u. a. 2014):

Falls $\Delta F = +1$:

$$\Delta M_F = 0: \quad S_{M',M''} = \frac{3((F+1)^2 - M_F^2)}{2(F+1)(2F+1)(2F+3)}, \quad (3.43)$$

$$\Delta M_F = \pm 1: \quad S_{M',M''} = \frac{3(F+1 \pm M_F)(F+2 \pm M_F)}{4(F+1)(2F+1)(2F+3)}. \quad (3.44)$$

Falls $\Delta F = 0$:

$$\Delta M_F = 0: \quad S_{M',M''} = \frac{3M_F^2}{F(F+1)(2F+1)}, \quad (3.45)$$

$$\Delta M_F = \pm 1: \quad S_{M',M''} = \frac{3(F \mp M_F)(F+1 \pm M_F)}{4F(F+1)(2F+1)}. \quad (3.46)$$

Falls $\Delta F = -1$:

$$\Delta M_F = 0: \quad S_{M',M''} = \frac{3(F^2 - M_F^2)}{2F(2F-1)(2F+1)}, \quad (3.47)$$

$$\Delta M_F = \pm 1: \quad S_{M',M''} = \frac{3(F \mp M_F)(F-1 \mp M_F)}{4F(F-1)(2F+1)}. \quad (3.48)$$

Dabei ist M_F die Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Moleküls F projiziert auf die Richtung des Magnetfeldes \vec{B} .

Spektrallinien von OH bei $\nu_0 = 1665$ MHz und $\nu_0 = 1667$ MHz

Die Spektrallinien von Hydroxyl (OH) bei $\nu_0 = 1665$ MHz und $\nu_0 = 1667$ MHz entstehen durch einen Übergang zwischen zwei Energieniveaus mit unterschiedlicher Parität (Λ -type doubling,

Tabelle 3.1: Übersicht der Drehimpulsquantenzahl N und Gesamtdrehimpulsquantenzahl der Elektronen J bzw. des Moleküls F für 7 Spektrallinien von CN. Diese 7 der 9 Hyperfeinstrukturübergänge bei $\nu_0 = 113$ GHz besitzen eine ausreichend hohe relative Intensität um für Zeeman Beobachtungen verwendet zu werden (CRUTCHER u. a. 1999; FALGARONE u. a. 2008). Die letzten drei Spalten beschreiben für jede der Spektrallinien die relative Intensität RI , die Zeeman-Aufspaltung pro Magnetfeldstärke Z und ihre Multiplikation (FALGARONE u. a. 2008).

ν_0 [GHz]	N'	J'	F'	N''	J''	F''	RI	Z [Hz/ μ G]	$RI \cdot Z$ [Hz/ μ G]
113,144	1	1/2	1/2	0	1/2	3/2	8	2,18	17,4
113,170	1	1/2	3/2	0	1/2	1/2	8	-0,31	2,5
113,191	1	1/2	3/2	0	1/2	3/2	10	0,62	6,2
113,488	1	3/2	3/2	0	1/2	1/2	10	2,18	21,8
113,490	1	3/2	5/2	0	1/2	3/2	27	0,56	15,1
113,499	1	3/2	1/2	0	1/2	1/2	8	0,62	5,0
113,508	1	3/2	3/2	0	1/2	3/2	8	1,62	13,0

RADFORD 1961). Eine Illustration des Übergangs bei $\nu_0 = 1665$ MHz ist in Abb. 3.3 dargestellt. Die Zeeman-Aufspaltungen dieser Spektrallinien werden durch die quantisierte Ausrichtung des Gesamtdrehimpulses des Moleküls in Relation zum Magnetfeld erzeugt. Der Landé-Faktor der zugehörigen Energieniveaus berechnet sich wie folgt (RADFORD 1961):

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}, \quad (3.49)$$

$$g_J = \frac{1}{J(J+1)} \left\{ \frac{3}{2} + \frac{2(J - \frac{1}{2})(J + \frac{3}{2}) - \frac{3}{2}\lambda_{OH} + 3}{[4(J + \frac{1}{2})^2 + \lambda_{OH}(\lambda_{OH} - 4)]^{1/2}} \right\}. \quad (3.50)$$

Dabei ist λ_{OH} eine molekülabhängige Konstante ($\lambda_{OH} = -7,5$). Die Kernspinqantenzahl I und die Gesamtdrehimpulsquantenzahl der Elektronen J bzw. des Moleküls F sind für beide Übergänge in Tabelle 3.2 dargestellt. Die relativen Linienstärken für Übergänge zwischen Zeeman-Unterniveaus können für beide Spektrallinien von OH mit den Gleichungen (3.45) und (3.46) berechnet werden.

Tabelle 3.2: Die Kernspinqantenzahl I , die Gesamtdrehimpulsquantenzahl der Elektronen J bzw. des Moleküls F und die Parität für die Hyperfeinstrukturübergänge von OH bei $\nu_0 = 1665$ MHz und $\nu_0 = 1667$ MHz (WRIGHT u. a. 2004).

ν_0 [MHz]	I'	J'	F'	Parität'	I''	J''	F''	Parität''
1665	1/2	3/2	1	+	1/2	3/2	1	-
1667	1/2	3/2	2	+	1/2	3/2	2	-

KAPITEL 4

Strahlungstransportsimulationen mit *POLARIS*

Während in Abschnitt 2.3 auf die Bedeutung und Grundlagen von Strahlungstransportsimulationen eingegangen wurde, behandelt dieser Abschnitt die Durchführung solcher Simulationen mit dem 3D Strahlungstransportprogramm *POLARIS* (REISSL u. a. 2016). Dieses Programm wurde im Rahmen der Doktorarbeit von Stefan Reissl programmiert und erfolgreich in mehreren Untersuchungen angewendet (siehe z.B. REISSL u. a. 2014, 2017). In seiner Grundversion ist *POLARIS* auf die Simulation der polarisierten thermischen Emission von ausgerichteten nicht-sphärischen Staubkörnern spezialisiert (siehe Abschnitt 3.1). Um basierend auf der Gas-Komponente ebenfalls umfangreiche Untersuchungen des Magnetfeldes durchführen zu können, wurde *POLARIS* im Rahmen dieser Arbeit erweitert. In seiner erweiterten Version kann auch die Zeeman-Aufspaltung von Spektrallinien simuliert werden (siehe Abschnitt 3.2). Als Basis wurde dazu der Linienstrahlungstransport aus dem Programm Mol3D (OBER u. a. 2015) in *POLARIS* implementiert (Vergleich beider Programme siehe Anhang A.2). Anschließend wurde der Linienstrahlungstransport so modifiziert, dass die Zeeman-Aufspaltung berücksichtigt wird und dementsprechend auch die Polarisation von Spektrallinien simuliert werden kann. In Abb. 4.1 ist dazu eine Übersicht über die Arbeitsweise der erweiterten Version von *POLARIS* dargestellt. Im Folgenden wird auf das Modell und die Annahmen eingegangen, welche neben der Lösung der Strahlungstransportgleichung notwendig für die Durchführung von Simulationen mit *POLARIS* sind. Um einen besseren Einstieg in die Studien der vorliegenden Arbeit zu gewähren, werden anschließend in Abschnitt 4.2 anschauliche Beispiele für Strahlungstransportsimulationen vorgestellt und ausgewertet.

4.1 Modell

Für die Durchführung von Strahlungstransportsimulationen wird ein Modell des zu simulierenden Objektes benötigt. Das Modell wird dazu auf Basis eines geeigneten Koordinatensystems in Zellen unterteilt. Die physikalischen Größen, wie Temperatur und Dichte, werden in jeder Zelle als konstant angenommen und ihr Wert hängt von der Position der Zelle im Objekt ab. Die räumliche Verteilung der physikalischen Größen im Objekt kann dabei analytisch oder basierend auf (Magneto-)Hydrodynamiksimulationen erfolgen. Es ist wichtig, dass die räumliche Auflösung so gewählt wird, dass alle Effekte aufgelöst bzw. berücksichtigt werden, die für eine gewählte Fragestellung von Bedeutung sind. In *POLARIS* können die Zellen mit kartesischen, sphärischen oder zylindrischen Koordinaten beschrieben werden. Durch die Verteilung der Zellgrenzen entlang der jeweiligen Koordinaten ergeben sich unterschiedliche Formen der Zellen. Um die benötigten Zellen möglichst gering zu halten, sollte daher je nach Objekt ein passendes

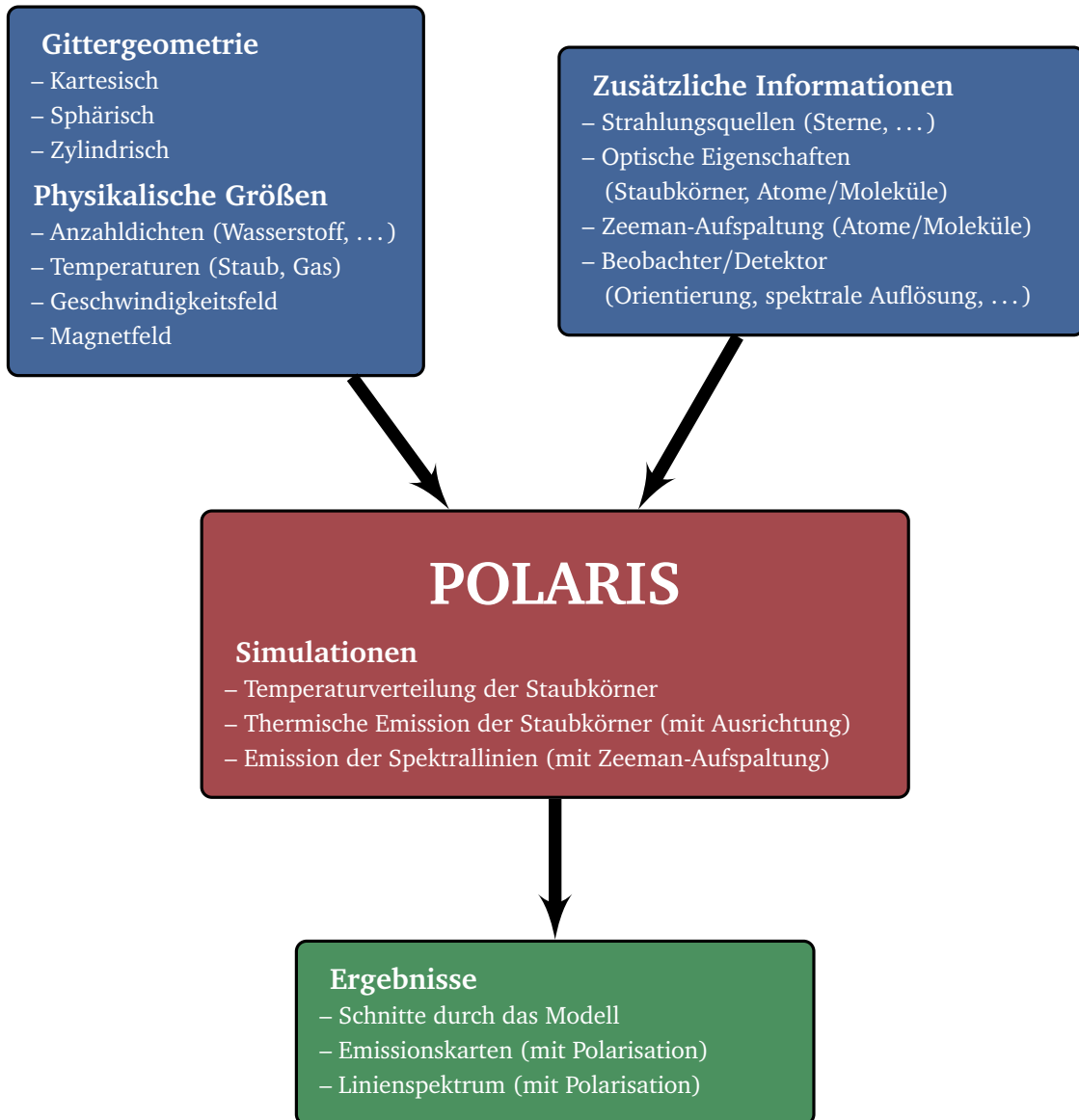


Abbildung 4.1: Illustration der Arbeitsweise des 3D Strahlungstransportprogramms POLARIS.

Koordinatensystem gewählt werden. Für zirkumstellare Scheiben bietet sich zum Beispiel das sphärische Koordinatensystem an, während für Molekülwolken, welche vielfältige Formen aufweisen können, die Verwendung von kartesischen Koordinaten sinnvoll ist. Zusätzlich zu der Unterteilung in Zellen werden noch weitere Annahmen und Informationen für das Modell benötigt. Neben der Charakterisierung der Strahlungsquellen und des Beobachters werden außerdem die optischen Eigenschaften der Staubkörner und des Gases (Atome/Moleküle) benötigt. Im Folgenden wird auf jeden dieser Punkte separat eingegangen.

4.1.1 Strahlungsquellen

Neben der Emission der Staubkörner und des Gases (Atome/Moleküle) können in *POLARIS* noch weitere Strahlungsquellen berücksichtigt werden. In den meisten Fällen ist dies ein einzelner Stern, der üblicherweise mit seiner effektiven Temperatur T_{Stern} und dem Radius R_{Stern} charakterisiert wird. Alternativ können aber auch speziellere Strahlungsquellen wie das interstellare Strahlungsfeld verwendet werden (MOSKALENKO u. a. 2006).

4.1.2 Beobachter

Für die Charakterisierung des Beobachters muss die relative Orientierung des zu simulierenden Objektes angegeben werden. Zusätzlich werden die Entfernung zum Objekt und die Eigenschaften des Detektors benötigt. Der Detektor am Ort des Beobachters besitzt dabei eine räumliche zweidimensionale Aufteilung in Pixel mit einer Flächennormalen parallel zur Sichtlinie. Außerdem wird die Wellenlänge bzw. Frequenz benötigt, bei der der Detektor Strahlung messen kann. Werden mehrere Wellenlängen bzw. Frequenzen angegeben, so kann eine spektrale Energieverteilung aus den räumlich integrierten Emissionskarten der Kontinuumsstrahlung berechnet werden. Für Spektrallinien existiert analog das Spektrum bzw. Linienprofil, welches sich aus Geschwindigkeitskanälen zusammensetzt. Jeder Geschwindigkeitskanal wird dabei durch seine relative Geschwindigkeit im Bezug zur zentralen Frequenz der Spektrallinie charakterisiert. Die zugehörigen Frequenzen der Geschwindigkeitskanäle können mit Hilfe von Gleichung (3.15) berechnet werden.

4.1.3 Staub

Um das optische Verhalten der Staubkörner zu beschreiben, werden die Wirkungsquerschnitte für Extinktion, Absorption und Streuung benötigt (siehe Abschnitt 3.1.2). Generell hängen alle Wirkungsquerschnitte über den Brechungsindex von der Art der Staubkörner und deren Zusammensetzung ab. Um die benötigten Daten aus dem Brechungsindex zu berechnen, stehen unter anderem zwei Programme zur Verfügung. Unter der Annahme von perfekten Kugeln können die optischen Eigenschaften von Staubkörnern mit dem Programm *MIEX* basierend auf der Mie-Streuung berechnet werden (WOLF & VOSHCHINNIKOV 2004). Das zweite Programm ist *DDSCAT*, welches die sogenannte diskrete Dipol-Approximation (DDA) verwendet (DRAINE & FLATAU 1994). Mit diesem Programm ist es möglich, auch die optischen Eigenschaften von

nicht-sphärischen Staubkörnern zu berechnen. Dementsprechend basieren die optischen Eigenschaften der nicht-sphärischen Staubkörner in Simulationen mit *POLARIS* auf Berechnungen mit *DDSCAT*.

4.1.4 Gas

Um die Emission der Spektrallinie einer Gasspezies zu simulieren werden vielfältige Informationen benötigt. Die Berechnung der Dopplerverbreiterung benötigt das Molekulargewicht, während für die Stoßverbreiterung die räumliche Ausdehnung des Atoms/Moleküls benötigt wird. Nach der LTE Methode ergibt sich die Besetzung der Energieniveaus aus den zugehörigen Energien und statistischen Gewichten. Um die Emission und Extinktion einer Spektrallinie zu berechnen werden neben der Frequenz des Übergangs auch die zugehörigen Einsteinkoeffizienten benötigt (siehe Abschnitt 3.2.3). Diese Informationen können für verschiedene Gasspezies den folgenden drei Datenbanken entnommen werden:

- *Leiden atomic and molecular database (LAMDA, SCHÖIER u. a. 2005)*
- *JPL molecular spectroscopy database (JPL, PICKETT u. a. 1998)*
- *The cologne database for molecular spectroscopy (GDMS, ENDRES u. a. 2016)*

Aus der *LAMDA* Datenbank können auch Informationen über die Kollisionen der Atome/Moleküle mit molekularem Wasserstoff entnommen werden, welche für die Berechnung der Besetzungszahlen mit der FEP oder LVG Methode benötigt werden (siehe Abschnitt 3.2.3).

Zeeman-Aufspaltung

Um die Zeeman-Aufspaltung berücksichtigen zu können, werden zusätzlich die Landé-Faktoren der beteiligten Energieniveaus und die relativen Linienstärken für Übergänge zwischen Zeeman-Unterniveaus benötigt. Für die Spektrallinien und Gasspezies, die in den Studien der vorliegenden Arbeit verwendet werden, sind die Berechnungen dieser Größen in Abschnitt 3.2.4 dargestellt.

4.2 Anwendungsbeispiele

In den Studien der vorliegenden Arbeit werden Simulationen durchgeführt, welche auf komplexen Modellen basieren. Um das Verständnis dieser Simulationen zu erleichtern, werden in diesem Abschnitt mehrere Simulationen vorgestellt, welche auf einfachen Modellen basieren. Als Grundlage dieser Modelle dient eine Sphäre mit konstanter Dichte, welche einen Radius von $R_{\text{Sphäre}} = 100 \text{ AE}$ besitzt. Die Gesamtmasse der Sphäre wird so gewählt, dass Einflüsse der optischen Tiefe vernachlässigt werden können ($\tau_v \ll 1$; siehe Abschnitt 2.3.2). Das Magnetfeld in der Sphäre besitzt eine toroidale Form, welche sich wie folgt beschreiben lässt (siehe Abb. 4.2, oben):

$$\vec{B} = B_0 \vec{e}_\varphi. \quad (4.1)$$

Dabei beträgt $B_0 = 1 \mu\text{G}$ und \vec{e}_φ ist der Einheitsvektor in azimuthaler Richtung.

4.2.1 Strahlung von ausgerichteten nicht-sphärischen Staubkörnern

Begonnen wird mit der Simulation der polarisierten Strahlung von ausgerichteten nicht-sphärischen Staubkörnern, wie sie ebenfalls für die Studie in Kapitel 5 durchgeführt wird. In diesem Fall ist die Sphäre gleichmäßig mit kompakten, homogenen und oblaten Staubkörnern gefüllt, welche ausschließlich aus astronomischen Silikat bestehen (optische Eigenschaften von DRAINE & LEE 1984 und WEINGARTNER & DRAINE 2001). Das Verhältnis zwischen ihrer langen und kurzen Achse beträgt 2 : 1. Außerdem wird für die Größenverteilung der Staubkörner die folgende Verteilung angenommen (MATHIS u. a. 1977):

$$dn(a) \propto a^{-3,5} da, \quad a_{\min} < a < a_{\max}. \quad (4.2)$$

Dabei beschreibt $n(a)$ die Anzahl der Staubkörner mit einem bestimmten Staubkornradius a . Der kleinste und größte Staubkornradius kann neben einer Übersicht aller Modellparameter der Tabelle 4.1 entnommen werden. Die Ausrichtung der nicht-sphärischen Staubkörner wird als perfekt angenommen (siehe Abschnitt 3.1.1). Sie richten sich daher mit ihrer längsten Achse senkrecht zum Magnetfeld aus. Der Strahlungstransport wird bei einer Wellenlänge von $\lambda = 850 \mu\text{m}$ simuliert, da bei dieser Wellenlänge die thermische Emission der Staubkörner dominiert. Wie von der Ausrichtung der nicht-sphärischen Staubkörner erwartet, sind die Polarisationsvektoren der simulierten Emissionskarte parallel zur längsten Achse der Staubkörner und senkrecht zum Magnetfeld (siehe Abb. 4.2, unten). Des Weiteren ergibt sich ein Polarisationsgrad von $P \sim 55\%$, welcher im Allgemeinen von der Form und Zusammensetzung der Staubkörner abhängt.

Um das Ergebnis der Simulation mit den angenommenen Staubkorneigenschaften zu vergleichen, werden die Wirkungsquerschnitte für Absorption der kurzen ($C_{\lambda,||}^{\text{Abs}}$) und langen ($C_{\lambda,\perp}^{\text{Abs}}$) Achse der Staubkörner betrachtet (siehe Abb. 4.3). Das Verhältnis ihrer Differenz zu ihrer Summe ergibt dann wie folgt den Polarisationsgrad der emittierten thermischen Strahlung:

$$P_l = \frac{C_{850\mu\text{m},\perp}^{\text{Abs}} - C_{850\mu\text{m},||}^{\text{Abs}}}{C_{850\mu\text{m},\perp}^{\text{Abs}} + C_{850\mu\text{m},||}^{\text{Abs}}} = \frac{1,034 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 - 2,98 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2}{1,034 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 + 2,98 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2} \approx 55\%. \quad (4.3)$$

Folglich stimmt der erwartete Polarisationsgrad mit dem der Simulation überein (siehe Abb. 4.2, unten). Ein anderes Verhalten würde sich ergeben, wenn das Magnetfeld weniger stark geordnet wäre oder das Medium nicht mehr optisch dünn wäre.

4.2.2 Spektrallinien mit Zeeman-Aufspaltung

Das zweite Anwendungsbeispiel behandelt die Zeeman-Aufspaltung von Spektrallinien, wie sie ebenfalls in den Studien der Kapitel 6 und 7 untersucht wird. Für die Simulation wird das Modell der Sphäre verwendet, welche in diesem Fall homogen mit molekularem Wasserstoff und OH Molekülen gefüllt ist. Für den Strahlungstransport wird die Spektrallinie bei $\nu_0 = 1665 \text{ MHz}$ simuliert. Die spektrale Auflösung und die Molekülhäufigkeit sind so gewählt, dass sie vergleichbar mit dem sind, was in bisherigen Beobachtungen von Molekülwolken erreicht

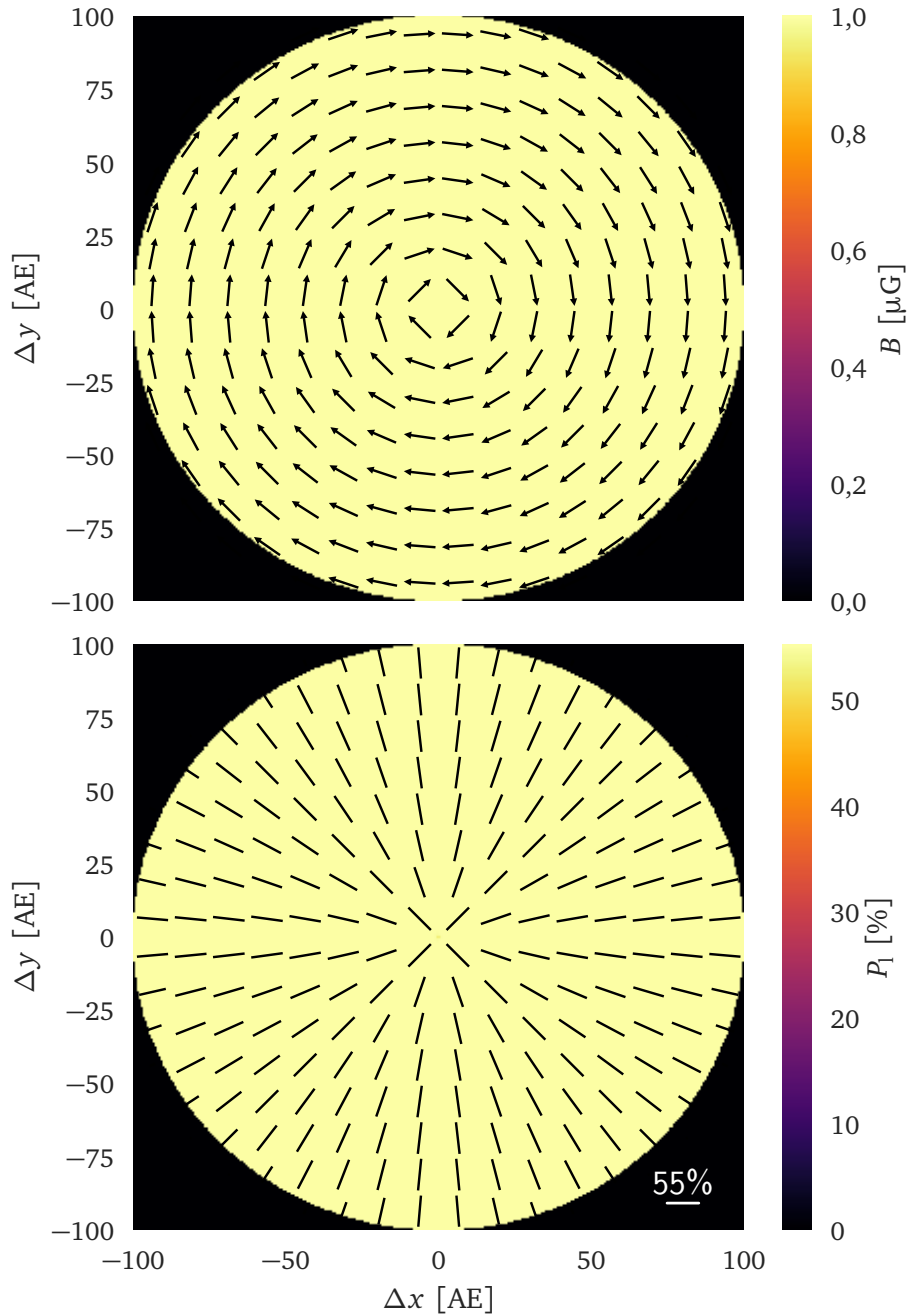


Abbildung 4.2: Magnetfeldstärke in der Mittelebene der Sphäre (*oben*) und Karte des Polarisationsgrades der thermischen Emission bei $\lambda = 850 \mu\text{m}$ (*unten*). Die Parameter des zugrunde liegenden Modells sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die Pfeile geben die Richtung aber nicht die Stärke des Magnetfeldes/Polarisationsgrades an.

Tabelle 4.1: Überblick der Modellparameter einer Sphäre, die für die Simulation der polarisierten Strahlung ausgerichteter nicht-sphärischer Staubkörner verwendet wird.

Parameter	Formelzeichen	Wert / Wertebereich
Distanz zur Sphäre	d	100 pc
Richtung zum Beobachter	\vec{R}	\vec{e}_z
Radius der Sphäre	$R_{\text{Sphäre}}$	100 AE
Gesamtmasse des Staubes	M_{Staub}	$10^{-12} M_{\odot}$
Konstante Staubtemperatur	T_{Staub}	30 K
Staubkorndichte	ρ	$3,8 \text{ g cm}^{-3}$
Kleinster Staubkornradius	a_{min}	5 nm
Größter Staubkornradius	a_{max}	$2 \mu\text{m}$
Wellenlänge	λ	$850 \mu\text{m}$
Toroidales Magnetfeld	B_0	$1 \mu\text{G}$

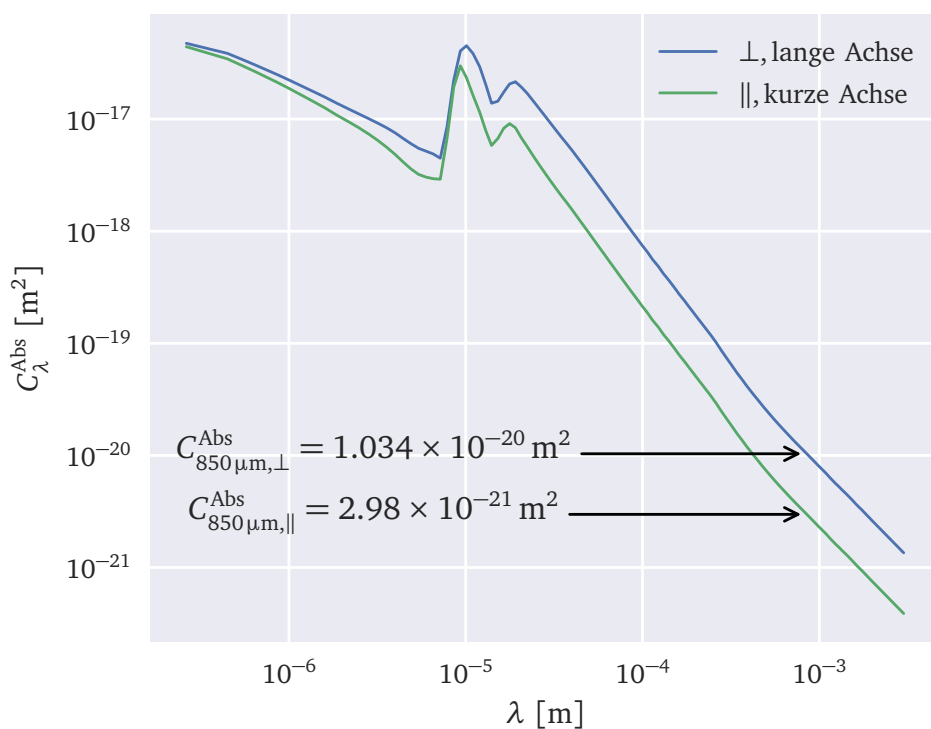


Abbildung 4.3: Wirkungsquerschnitte für Absorption für die lange und kurze Achse der verwendeten nicht-sphärischen oblaten Staubkörner. Basierend auf den optischen Eigenschaften von DRAINE & LEE 1984 und WEINGARTNER & DRAINE 2001 wurden diese Wirkungsquerschnitte mit dem Programm *DDSCAT* berechnet (DRAINE & FLATAU 1994). Für die Berechnung des Polarisationsgrades mit Gleichung (4.3) sind die Wirkungsquerschnitte beider Achsen für die Strahlung bei $\lambda = 850 \mu\text{m}$ mit Pfeilen markiert.

bzw. gefunden wurde (TROLAND & CRUTCHER 2008; CRUTCHER 1979). Die verwendeten Modellparameter sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Die simulierten Emissionskarten besitzen für jeden Pixel die Informationen aller Geschwindigkeitskanäle (siehe Abschnitt 4.1.2). Aus diesem Grund kann für jeden Pixel die Zeeman-Analyse aus Gleichung (3.13) angewendet werden. Dies führt zu einer Karte der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie (siehe Abb. 4.4, *oben*). Wie von dem toroidalen Magnetfeld erwartet, steigt die abgeschätzte Magnetfeldstärke nach außen hin an, da die Feldvektoren immer gleichmäßiger in Richtung des Beobachters orientiert sind. Zum Vergleich wird die tatsächliche Magnetfeldstärke des Modells entlang der Sichtlinie betrachtet (Referenzmagnetfeldstärke). Diese muss dazu wie folgt auf dem Weg zum Beobachter mit dem jeweiligen Zuwachs des Strahlungsflusses I gewichtet werden:

$$B_{\text{Sicht}}^{\text{Ref}} = \frac{\int_0^{\text{Beobachter}} (\vec{B}(s) \cdot \vec{e}_{\text{Sicht}}) I(s) ds}{\int_0^{\text{Beobachter}} I(s) ds} \quad (4.4)$$

Dabei ist s der Weg entlang der Sichtlinie, $\vec{B}(s)$ die Magnetfeldstärke und \vec{e}_{Sicht} der Einheitsvektor entlang der Sichtlinie. Da das verwendete Modell ein optisch dünnes Medium ohne Geschwindigkeitsfeld und mit geringer Zeeman-Aufspaltung im Vergleich zur Linienbreite ist, können die meisten Einflüsse auf die abgeleitete Magnetfeldstärke vernachlässigt werden. Da die Strahlungstransportsimulation jedoch eine endliche spektrale Auflösung verwendet, ist die Differenz zwischen der abgeleiteten Magnetfeldstärke B_{Sicht} und der Referenzmagnetfeldstärke $B_{\text{Sicht}}^{\text{Ref}}$ zwar sehr gering aber nicht Null (siehe Abb. 4.4, *unten*).

Tabelle 4.2: Überblick der Modellparameter einer Sphäre, die für die Simulation einer Spektrallinie von OH unter der Berücksichtigung der Zeeman-Aufspaltung verwendet wird.

Parameter	Formelzeichen	Wert / Wertebereich
Distanz zur Sphäre	d	100 pc
Richtung zum Beobachter	\vec{R}	\vec{e}_y
Radius der Sphäre	$R_{\text{Sphäre}}$	100 AE
Gesamtmasse des Gases	M_{Gas}	$10^{-10} M_{\odot}$
Konstante Gastemperatur	T_{Gas}	30 K
Gasspezies		OH
Spektrallinie	ν_0	1665 MHz
Molekülhäufigkeit	OH/H	10^{-7}
Linienbreite	$\Delta\nu$	0,95 kHz (0,17 km s $^{-1}$)
Spektrale Auflösung	$\Delta\nu_{\text{Auflösung}}$	0,11 kHz (0,02 km s $^{-1}$)
Zeeman-Aufspaltung	Z	1,63 Hz μG^{-1}
Toroidales Magnetfeld	B_0	1 μG

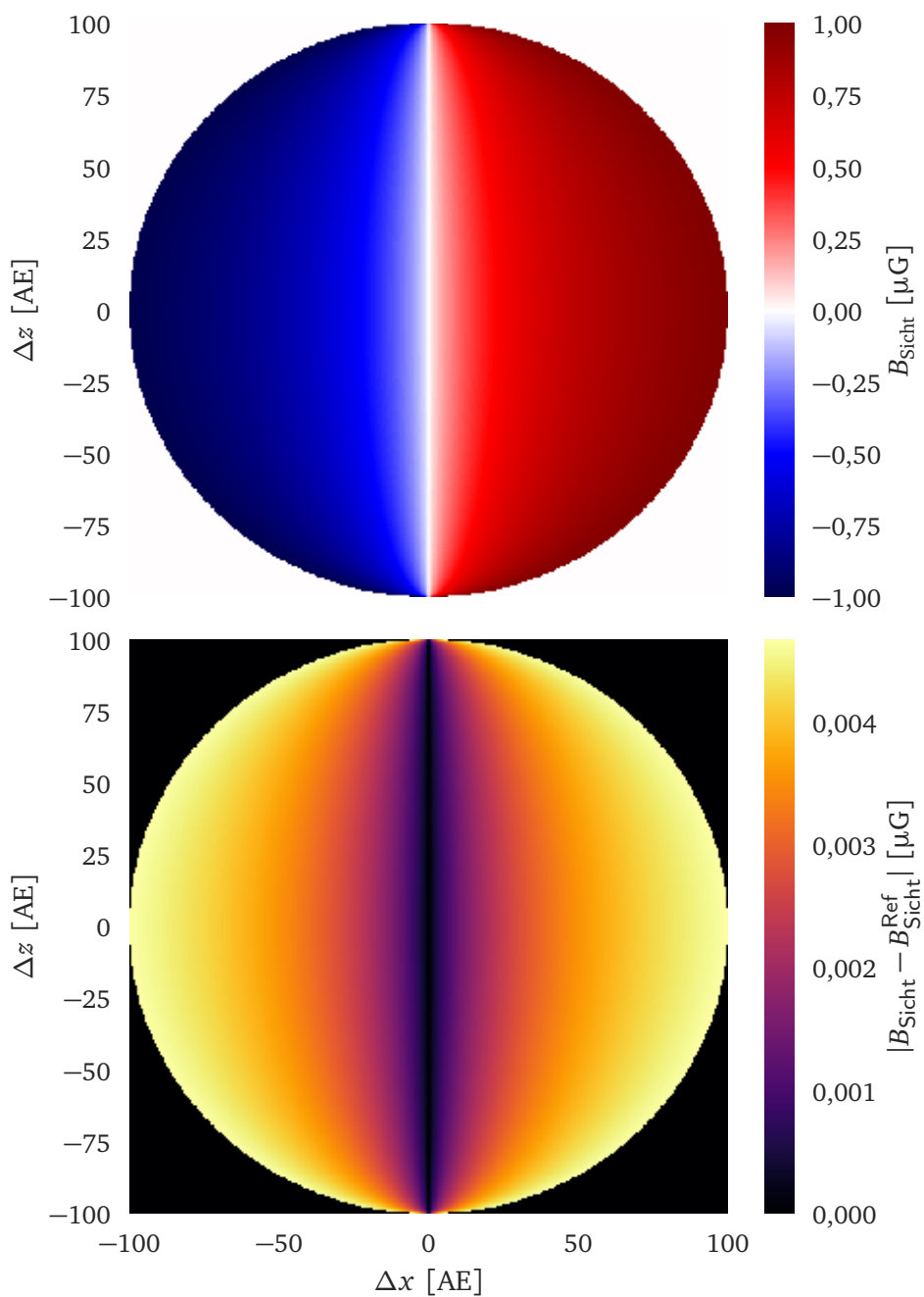


Abbildung 4.4: Mit der Zeeman-Analyse abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie (*oben*) und ihre Differenz zur Referenzmagnetfeldstärke (*unten*), welche separat für jeden Pixel aus den jeweiligen Profilen der OH Spektrallinien berechnet wurde ($\nu_0 = 1665$ MHz). Das zugrunde liegende Modell ist eine Sphäre, die eine konstante Dichte und ein toroidales Magnetfeld besitzt. Der Beobachter schaut entlang der Ebene des toroidalen Magnetfeldes (entlang y).

KAPITEL 5

Ursprung von Polarisationslöchern in Bok-Globulen

Die im Folgenden vorgestellte Studie basiert auf der wissenschaftlichen Arbeit BRAUER u. a. (2016), welche im Fachmagazin Astronomy & Astrophysics veröffentlicht wurde. Sofern nicht anders angegeben wurden die Abbildungen dieses Kapitels der genannten Veröffentlichung mit Erlaubnis des Fachmagazins entnommen.

In der ersten Studie der vorliegenden Arbeit wird die polarisierte thermische Emission von nicht-sphärischen Staubkörnern in Molekülwolken bzw. Bok-Globulen untersucht (siehe Abschnitt 2.1). Polarimetrische Beobachtungen im Submillimeterwellenlängenbereich zeigen häufig eine Verringerung des Polarisationsgrades in Richtung der dichten zentralen Bereiche dieser Objekte, welche auch Polarisationslöcher genannt werden (RAO u. a. 1998; MATTHEWS 2005). Bisher konnte jedoch noch nicht eindeutig geklärt werden, welcher Effekt für dieses Verhalten verantwortlich ist. Die geläufigsten Erklärungen sind eine schwächere Ausrichtung der nicht-sphärischen Staubkörner durch die höhere Dichte und Temperatur im Zentrum der Molekülwolken (GOODMAN u. a. 1992; HILDEBRAND u. a. 1999; HENNING u. a. 2001; WOLF u. a. 2003) oder die unzureichende räumliche Auflösung einer möglicherweise komplexen Magnetfeldstruktur (GLENN u. a. 1999; WOLF u. a. 2004; MATTHEWS 2005). Die Relevanz der einzelnen Einflüsse ist jedoch bisher nicht quantitativ untersucht worden.

Wie in Abschnitt 3.1 vorgestellt, emittieren nicht-sphärische Staubkörner polarisierte thermische Strahlung, die durch die unterschiedliche Ausdehnung ihrer Achsen verursacht wird. Sofern gestreute Strahlung an den Staubkörnern vernachlässigt werden kann, dominiert diese thermische Emission im optisch dünnen Fall den gemessenen Polarisationsgrad. Im optisch dicken Fall wird die polarisierte Strahlung stattdessen durch dichroitische Extinktion hervorgerufen (siehe Abb. 3.2). Aus diesem Grund wird in dieser Studie untersucht, wie sich die optische Tiefe und andere zugehörige physikalische Eigenschaften der Staubkörner auf die polarisierte thermische Strahlung einer Molekülwolke oder Bok-Globule auswirken. Der Fokus liegt dabei auf den Bedingungen unter denen Polarisationslöcher entstehen können.

Sofern diese mit einer ausreichenden räumlichen Auflösung beobachtet wurden, zeigen bisher nahezu alle Bok-Globulen Polarisationslöcher in ihrer polarisierten Strahlung im Submillimeterwellenlängenbereich (HENNING u. a. 2001; WOLF u. a. 2003, 2004). Bok-Globulen sind dichte und kalte Molekülwolken, in denen üblicherweise massearme Sterne entstehen (siehe Abschnitt 2.1). Außerdem besitzen sie häufig eine einfache kugelartige Struktur, die sich in Strahlungstransportsimulationen leicht umsetzen lässt. Dementsprechend wird für diese Studie ein Modell einer Bok-Globule aufgesetzt, um die benötigten Strahlungstransportsimula-

tionen durchzuführen. Das Modell basiert dabei auf den Eigenschaften der realen Bok-Globule B335, welche durch Beobachtungen eingeschränkt werden konnten (WOLF u. a. 2003; EVANS u. a. 2005; OLOFSSON & OLOFSSON 2009; BERTRANG u. a. 2014; LAUNHARDT u. a. 2010). Die Bok-Globule B335 eignet sich für diese Untersuchung besonders, da sie in polarimetrischen Beobachtungen bei $\lambda = 850 \mu\text{m}$ einen Verlauf des Polarisationsgrades von $P \sim 15\%$ im äußeren Bereich bis hinunter zu $P \sim 2\%$ im Zentrum der Bok-Globule besitzt (siehe Abb. 5.2). Trotz des Schwerpunktes auf B335, werden auch andere Bok-Globule berücksichtigt, indem ausgewählte Eigenschaften, wie zum Beispiel die Staubmasse, variiert werden. Auf Grundlage dieses Modells, werden Strahlungstransportsimulationen im Submillimeterwellenlängenbereich mit dem Programm *POLARIS* durchgeführt und die resultierenden Polarisationskarten auf Polarisationslöcher hin untersucht (siehe Kapitel 4). Im Folgenden Abschnitt wird auf das Modell der Bok-Globule eingegangen. Darauf folgt in Abschnitt 5.2 die Darstellung und Diskussion der Ergebnisse, welche abschließend in Abschnitt 5.3 zusammengefasst werden.

5.1 Modell

5.1.1 Bok-Globule

Für die Beschreibung der Dichteverteilung von Bok-Globulen wird üblicherweise eine Bonnor-Ebert-Sphäre mit einer konstanten Dichte im Zentrum verwendet (EBERT 1955; BONNOR 1956; KANDORI u. a. 2005). Diese kann wie folgt berechnet werden:

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 \cdot R_0^{-2}, & \text{falls } r \leq R_0 \\ \rho_0 \cdot r^{-2}, & \text{falls } R_0 < r \leq R_{\text{außen}} \\ 0, & \text{falls } r > R_{\text{außen}} \end{cases} \quad (5.1)$$

Dabei ist ρ_0 die Referenzdichte, mit welcher die Gesamtmasse der Bok-Globule festgelegt wird, r ist der radiale Abstand zum Zentrum, $R_{\text{außen}}$ ist die radiale Ausdehnung der Bok-Globule und R_0 ist ein charakteristischer Radius, welcher den inneren Bereich konstanter Dichte festlegt. Für das Modell der Bok-Globule wird ein charakteristischer Radius von $R_0 = 10^3$ AE und ein Außenradius von $R_{\text{außen}} = 1,5 \cdot 10^4$ AE angenommen, um möglichst mit der radialen Helligkeitsverteilung der Bok-Globule B335 übereinzustimmen (siehe Abb. 5.2, links). Außerdem wird eine gute Übereinstimmung mit den Säulendichten realer Bok-Globulen benötigt, um die optische Tiefe als potenzielle Ursache von Polarisationslöchern untersuchen zu können. Aus dem Strahlungsfluss pro Auflösungselement (engl. *beam*) in Beobachtungen von Bok-Globulen kann der Spitzenwert der Wasserstoffsäulendichte abgeleitet werden, welcher typischerweise zwischen $N_{\text{H},\text{beam}} = 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ und $N_{\text{H},\text{beam}} = 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ liegt (LAUNHARDT u. a. 2010). Für das Modell der Bok-Globule entsprechen diese Werte einer Gesamtmasse des Gases von $M_{\text{Globule}} \sim 4 M_{\odot}$ und $M_{\text{Globule}} \sim 40 M_{\odot}$. Dies stimmt mit den Massenabschätzungen diverser Bok-Globulen überein, welche zwischen $M_{\text{Globule}} = 2 M_{\odot}$ und $M_{\text{Globule}} = 100 M_{\odot}$ liegen (siehe z.B. BOK 1977; LEUNG 1985; CLEMENS u. a. 1991; LAUNHARDT u. a. 2010). Die Parameter des Referenzmodell sind in der Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Tabelle 5.1: Überblick der Modellparameter, die das Referenzmodell der Bok-Globule bilden. Werte, die mit einem Doppelpfeil (\Downarrow) markiert sind, werden im Rahmen dieser Studie variiert.

Parameter	Formelzeichen	Wert / Wertebereich
<i>Zentralstern</i>		
Effektive Temperatur	T_{Stern}	6000 K
Radius	R_{Stern}	$2 R_{\odot}$
<i>Bok-Globule</i>		
Distanz zur Bok-Globule	d	100 pc
Charakteristischer Radius	R_0	10^3 AE
Außenradius	$R_{\text{außen}}$	$1,5 \cdot 10^4$ AE
Zellen pro Richtung	$n_{x,y,z}$	256
<i>Gas</i>		
Gesamtmasse des Gases	$M_{\text{Gas}} (\Downarrow)$	$8 M_{\odot}$
Gas-zu-Staub Massenverhältnis	$M_{\text{Gas}} : M_{\text{Staub}}$	100 : 1
<i>Staub</i>		
Anteil von Silikat Staubkörnern	$N_{\text{Silikat}} (\Downarrow)$	62,5 %
Anteil von Graphit Staubkörnern	$N_{\text{Graphit}} (\Downarrow)$	37,5 %
Staubkorndichte (Silikat)	ρ_{Silikat}	$3,8 \text{ g cm}^{-3}$
Staubkorndichte (Graphit)	ρ_{Graphit}	$2,25 \text{ g cm}^{-3}$
Kleinster Staubkornradius	a_{min}	5 nm
Größter Staubkornradius	$a_{\text{max}} (\Downarrow)$	200 μm
<i>Magnetfeld</i>		
Magnetfeldstärke	B	134 μG
<i>Sonstiges</i>		
Wellenlänge	λ	850 μm
Anteil der Staubkörner bei hohem J	$f_{\text{hoch},J} (\Downarrow)$	0,0

5.1.2 Staub

Für den Staub werden kompakte, homogene und oblate Staubkörner angenommen, die zu 62,5 % aus astronomischen Silikat und zu 37,5 % aus Graphit bestehen (sogenannter MRN-Staub, MATHIS u. a. 1977). Ihre optischen Eigenschaften werden dabei den Arbeiten von DRAINE & LEE (1984) und WEINGARTNER & DRAINE (2001) entnommen. Das Verhältnis zwischen ihrer langen und kurzen Achse beträgt 2 : 1. Für die Größenverteilung der Staubkörner wird der folgende Ausdruck verwendet:

$$dn(a) \propto a^{-3,5} da, \quad a_{\text{min}} < a < a_{\text{max}}. \quad (5.2)$$

Dabei beschreibt $n(a)$ die Anzahl der Staubkörner mit einem bestimmten Staubkornradius a . Um die Größe der Staubkörner in Bok-Globulen abzuschätzen, wird der Spektralindex im Millimeter- und Submillimeterwellenlängenbereich der spektralen Energieverteilung betrachtet. In Tabelle 5.2 ist dieser für ausgewählte Bok-Globulen, welche ein oder mehrere Polarisationslöcher zeigen, dargestellt. Diese, wie auch andere Bok-Globulen, weisen einen geringen Spektralindex zwischen $\alpha_{\text{mm}} \sim 2,0$ und $\alpha_{\text{mm}} \sim 3,0$ auf, welcher üblicherweise ein Zeichen für Staubkornwachstum ist (NATTA u. a. 2007). Aus diesem Grund werden im Modell der Bok-Globule auch Staubkörner berücksichtigt, die eine Größe von bis zu einigen hundert Mikrometern besitzen (siehe Tabelle 5.1). Zum Vergleich ergeben Strahlungstransportsimulationen mit dem Modell der Bok-Globule bei $\lambda_1 = 450 \mu\text{m}$ und $\lambda_2 = 850 \mu\text{m}$ einen Spektralindex von $\alpha_{\text{mm}} \sim 2,8$, welcher vergleichbar mit den Werten aus Tabelle 5.2 ist. Ein Spektralindex von $\alpha_{\text{mm}} \sim 2,1$ wie ihn B335 zeigt, kann erreicht werden, indem die Gesamtmasse der Bok-Globule erhöht wird, was eine zusätzliche Motivation für die Variation der Gesamtmasse darstellt.

5.1.3 Magnetfeld

Die Magnetfeldstärke wird im gesamten Modell der Bok-Globule als konstant angenommen und beträgt $B \sim 140 \mu\text{G}$ (B335; WOLF u. a. 2004). Die Magnetfeldlinien sind senkrecht zum Beobachter orientiert (x -Richtung in den Abb. 5.3 und 5.8). Andere komplexere Magnetfeldstrukturen wären ebenfalls möglich, doch diese würden viele freie Parameter besitzen und damit eine verlässliche und nachvollziehbare Analyse erschweren. Die berücksichtigten Mechanismen, die die nicht-sphärischen Staubkörner mit ihrer längsten Achse senkrecht zum Magnetfeld orientieren, sind in Abschnitt 3.1.1 dargestellt und beschrieben.

Tabelle 5.2: Überblick über das Staubkornwachstum in ausgewählten Bok-Globulen, welche ein oder mehrere Polarisationslöcher zeigen. Der Spektralindex α_{mm} von B335 wurde aus den Flüssen bei $\lambda_1 = 450 \mu\text{m}$ und $\lambda_2 = 850 \mu\text{m}$ berechnet, da keine Flussmessungen bei $\lambda = 1,3 \text{ mm}$ vorhanden sind. Der im Vergleich geringere Spektralindex von B335 kann neben dem Staubkornwachstum auch mit der höheren optischen Tiefe bei diesen Wellenlängen erklärt werden (BRAUER & WOLF 2016).

Bok-Globule	Spektralindex α_{mm}	Berechnet aus F_λ bei
CB 54 ^{1,3}	$\sim 3,0$	$\lambda_1 = 850 \mu\text{m}; \lambda_2 = 1,3 \text{ mm}$
CB 199 (B335) ^{2,3}	$\sim 2,1$	$\lambda_1 = 450 \mu\text{m}; \lambda_2 = 850 \mu\text{m}$
CB 224 ^{2,3}	$\sim 2,3$	$\lambda_1 = 850 \mu\text{m}; \lambda_2 = 1,3 \text{ mm}$
CB 230 ^{2,3}	$\sim 2,8$	$\lambda_1 = 850 \mu\text{m}; \lambda_2 = 1,3 \text{ mm}$
CB 244 ^{2,3}	$\sim 2,2$	$\lambda_1 = 850 \mu\text{m}; \lambda_2 = 1,3 \text{ mm}$

Quellen. ¹HENNING u. a. (2001), ²WOLF u. a. (2003), ³LAUNHARDT u. a. (2010)

5.1.4 Zentralstern

In dem Modell der Bok-Globule wird ein Vorhauptreihenstern als zentrale Strahlungsquelle verwendet. Die Strahlung des Sterns bestimmt die Staubtemperatur, indem angenommen wird, dass der Staub mit dem umgebenden Strahlungsfeld im thermischen Gleichgewicht ist. Außerdem wird der Stern durch seine effektive Temperatur von $T_{\text{Stern}} = 6000 \text{ K}$ und Radius von $R_{\text{Stern}} = 2 R_{\odot}$ charakterisiert (siehe Tabelle 5.1).

5.2 Ergebnisse

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Strahlungstransportsimulationen mit *POLARIS* vorgestellt und im Rahmen der Fragestellung diskutiert. Als erstes wird dabei untersucht welchen Einfluss die Gesamtmasse und damit die optische Tiefe, auf die emittierte polarisierte Strahlung von Bok-Globulen hat (siehe Abschnitt 5.2.1). Darauf folgt eine allgemeine Analyse des Einflusses der optischen Tiefe (siehe Abschnitt 5.2.2). In den anschließenden Abschnitten werden die Auswirkungen analysiert, die andere Bedingungen und physikalische Eigenschaften auf die polarisierte Strahlung einer Bok-Globule haben (siehe Abschnitte 5.2.3 bis 5.2.6). Als Letztes wird untersucht, wie die Ursachen von Polarisationslöchern durch Beobachtungen von Bok-Globulen besser verstanden werden können (siehe Abschnitt 5.2.7).

5.2.1 Gesamtmasse

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Strahlungstransportsimulationen vorgestellt, die mit dem Modell der Bok-Globule und variierender Gesamtmasse erzeugt wurden. Eine Zuordnung der Gesamtmasse, optischen Tiefe und visuellen Extinktion ist für die jeweilige Simulation in Tabelle 5.3 dargestellt. Wie in Abb. 5.1 zu sehen, nimmt der Polarisationsgrad zu den zentralen Bereichen der Bok-Globule mit hohen Strahlungsflüssen um $\Delta P \sim 2\%$ bis $\Delta P \sim 9\%$ ab, wenn die Gesamtmasse und dementsprechend die optische Tiefe ansteigt. Dies entspricht ungefähr 10% bis 60% der Abnahme des Polarisationsgrades, wie er sich in polarimetrischen Beobachtungen von Bok-Globulen zeigt (siehe Abb. 5.2). Dieses Ergebnis scheint nicht im Einklang mit der Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente zu sein, welche eine bessere Ausrichtung in der Nähe von Strahlungsquellen erwarten. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass nicht nur der Grad der Ausrichtung einen Einfluss auf die Polarisation besitzt, sondern auch die optische Tiefe. Der folgende Abschnitt geht daher genauer auf den Einfluss ein, den die optische Tiefe auf den Polarisationsgrad besitzt.

5.2.2 Einfluss der optischen Tiefe

Um den generellen Einfluss der optischen Tiefe auf die Polarisation zu untersuchen, wird die thermische Emission einer Bok-Globule bei einer Wellenlänge simuliert, welche eine große Bandbreite an optisch dünnen und optisch dicken Sichtlinien aufweist ($\lambda = 450 \mu\text{m}$, $M_{\text{Globule}} = 40 M_{\odot}$). In Abb. 5.3 zeigen sich deutliche Variationen des Polarisationsgrades, welcher vor allem durch die optische Tiefe verursacht wird. Eine Erklärung dieses Effektes findet sich,

Tabelle 5.3: Gesamtmasse, optische Tiefe und visuelle Extinktion berechnet aus den Strahlungstransportsimulationen des Referenzmodells mit unterschiedlichen Gesamtmassen. Die optische Tiefe und die visuelle Extinktion sind bei $\lambda_\tau = 850 \mu\text{m}$ bzw. $\lambda_V = 550 \text{nm}$ vom Kern der Bok-Globule bis hin zum Beobachter berechnet worden.

Gesamtmasse M_{Globule}	Optische Tiefe $\tau_{850\mu\text{m}}$	Visuelle Extinktion A_V
8 M_\odot	0,12	10
12 M_\odot	0,18	15
16 M_\odot	0,24	20
20 M_\odot	0,3	25
24 M_\odot	0,36	30
28 M_\odot	0,42	35
32 M_\odot	0,48	40
36 M_\odot	0,54	45
40 M_\odot	0,6	50

wenn die mittlere thermische Emission der nicht-sphärischen oblaten Staubkörner wie folgt in Komponenten ihrer langen ($F_{\lambda,\perp}$) und kurzen Achse ($F_{\lambda,\parallel}$) unterteilt wird:

$$F_\lambda = \frac{1}{3} (2F_{\lambda,\perp} + F_{\lambda,\parallel}), \quad (5.3)$$

$$F_{\lambda,\perp} = 4\pi C_{\lambda,\perp}^{\text{Abs}} B_\lambda(T_{\text{Staub}}), \quad (5.4)$$

$$F_{\lambda,\parallel} = 4\pi C_{\lambda,\parallel}^{\text{Abs}} B_\lambda(T_{\text{Staub}}). \quad (5.5)$$

Dabei ist $B_\lambda(T_{\text{Staub}})$ die Schwarzkörperstrahlung nach dem Planckschen Strahlungsgesetz und C_λ^{Abs} der Wirkungsquerschnitt für Absorption der jeweiligen Achse (siehe Abb. 4.3). Nachdem die emittierte Strahlung eine gewisse Strecke zurückgelegt hat, verringert sich die Strahlung je nach Polarisationsrichtung wie folgt:

$$F'_{\lambda,\perp} = F_{\lambda,\perp} \exp(-\tau_{\lambda,\perp}), \quad (5.6)$$

$$F'_{\lambda,\parallel} = F_{\lambda,\parallel} \exp(-\tau_{\lambda,\parallel}), \quad (5.7)$$

wobei die optische Tiefe τ_λ wie folgt definiert ist (siehe Abschnitt 2.3.2):

$$\tau_{\lambda,\perp} = \int n_{\text{Staub}} C_{\lambda,\perp}^{\text{Ext}} ds, \quad (5.8)$$

$$\tau_{\lambda,\parallel} = \int n_{\text{Staub}} C_{\lambda,\parallel}^{\text{Ext}} ds. \quad (5.9)$$

Dabei ist n_{Staub} die Anzahldichte der Staubkörner und C_λ^{Ext} der Extinktionsquerschnitt für Strahlung, welche parallel oder senkrecht zu der kürzeren Achse des emittierenden Staubkorns

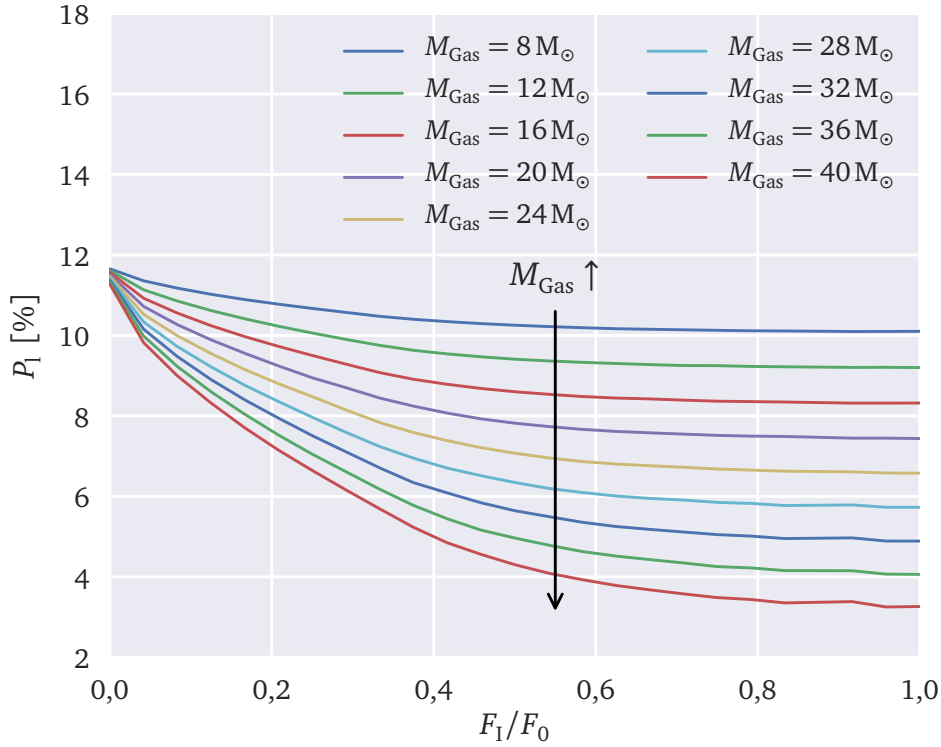


Abbildung 5.1: Verlauf des mittleren Polarisationsgrades P_1 in Abhängigkeit vom Strahlungsfluss F_1 des Modells einer Bok-Globule ($\lambda = 850 \mu\text{m}$). Der Strahlungsfluss wurde auf den maximalen Fluss F_0 der jeweiligen Bok-Globule normiert, welcher üblicherweise den Kern der Globule darstellt. Je geringer der Strahlungsfluss ist, desto weiter ist die Emission vom Kern entfernt. Die Modelle der Bok-Globulen besitzen Gesamtmassen von $M_{\text{Globule}} = [8, 12, 16, 20, 24, 28, 32, 36, 40] M_{\odot}$ innerhalb einer radialen Ausdehnung von $R_{\text{Globule}} = 1,5 \cdot 10^4 \text{ AE}$.

polarisiert ist. Unter der Annahme, dass jedes Staubkorn dieselbe Ausrichtung, Zusammensetzung und Ausdehnung besitzt, kann die abgeschwächte Strahlung F'_{λ} wie folgt berechnet werden:

$$F'_{\lambda,\perp} = 4\pi C_{\lambda,\perp}^{\text{Abs}} B_{\lambda}(T_{\text{Staub}}) \exp\left(-n_{\text{Staub}} C_{\lambda,\perp}^{\text{Ext}} s\right), \quad (5.10)$$

$$F'_{\lambda,\parallel} = 4\pi C_{\lambda,\parallel}^{\text{Abs}} B_{\lambda}(T_{\text{Staub}}) \exp\left(-n_{\text{Staub}} C_{\lambda,\parallel}^{\text{Ext}} s\right). \quad (5.11)$$

In Kombination mit Gleichungen (5.10) und (5.11) kann die kritische Distanz ermittelt werden, bei der die abgeschwächte Strahlung keine Polarisation mehr besitzt ($F'_{\lambda,\perp} = F'_{\lambda,\parallel}$).

$$s_{\text{kritisch}} = \frac{1}{n_{\text{Staub}} (C_{\lambda,\perp}^{\text{Ext}} - C_{\lambda,\parallel}^{\text{Ext}})} \ln\left(\frac{C_{\lambda,\perp}^{\text{Abs}}}{C_{\lambda,\parallel}^{\text{Abs}}}\right) \quad (5.12)$$

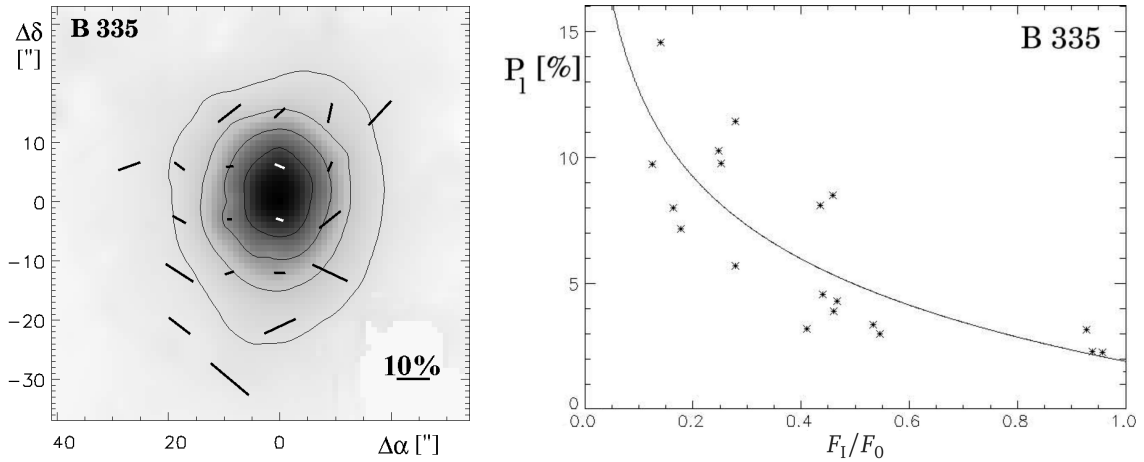


Abbildung 5.2: Links: SCUBA $\lambda = 850 \mu\text{m}$ Karten von B335 mit überlagerten Polarisationsvektoren. Die Länge der Vektoren ist proportional zu dem Polarisationsgrad und die Richtung entspricht der Polarisationsrichtung. Die Daten sind über eine Fläche von $9'' \times 9''$ zusammengefasst worden. Nur die Vektoren sind dargestellt, für die der Strahlungsfluss bei $\lambda = 850 \mu\text{m}$ das fünffache der Standardabweichung $\sigma(F)$ überschreitet und für die $P_1/\sigma(P_1) > 3$ gilt. Die Konturlinien markieren 20%, 40%, 60% und 80% des maximalen Strahlungsflusses. Rechts: Streudiagramm der Verteilung des Polarisationsgrades P gegenüber des Strahlungsflusses F_1 über der Bok-Globule B335. Nur die Vektoren sind dargestellt, für die der Strahlungsfluss bei $\lambda = 850 \mu\text{m}$ das fünffache der Standardabweichung $\sigma(F)$ überschreitet und für die $P_1/\sigma(P_1) > 3$ gilt. (WOLF u. a. 2003; DOI:10.1086/375622; ©AAS. Reproduziert mit Erlaubnis)

Folglich kann nach dieser Gleichung für die polarisierte Emission von nicht-sphärischen Staubkörnern zwischen drei unterschiedlichen Fällen unterschieden werden (siehe Abb. 5.4). Wenn die Weglänge s kleiner als die kritische Distanz s_{kritisch} ist, dann dominiert die polarisierte thermische Emission der Staubkörner. Im Fall von $s = s_{\text{crit}}$ heben sich die Effekte der polarisierten thermischen Emission und der dichroitischen Extinktion auf und die Strahlung ist unpolarisiert. Überschreitet die Weglänge die kritische Distanz, dann dominiert die dichroitischen Extinktion den Polarisationsgrad und die Polarisationsrichtung rotiert um 90° . Dieser optische Tiefeneffekt ist in Abb. 5.3 deutlich zu erkennen. Durch den Anstieg der optischen Tiefe zum Zentrum hin dominiert in den äußeren Bereichen die polarisierte thermische Emission und im Zentrum der Bok-Globule die dichroitische Extinktion. Zwischen beiden Bereichen durchquert der Polarisationsgrad ein Minimum. In diesem Fall kann die kritische Distanz einer optischen Tiefe von $\tau_{450 \mu\text{m}} \sim 1,5$ zugeordnet werden. Im Allgemeinen hängt der jeweilige Wert der kritischen Distanz s_{crit} jedoch von der Verteilung, Orientierung und geometrischen Form der Staubkörner ab.

5.2.3 Staubkorngröße

Neben der Anzahl der Staubkörner besitzt auch die Staubkorngröße einen signifikanten Einfluss auf die emittierte Strahlung von Bok-Globulen. Zum Beispiel hängen die Wirkungsquerschnitte für Absorption, Extinktion und Streuung stark von der Größenverteilung der Staubkörner ab

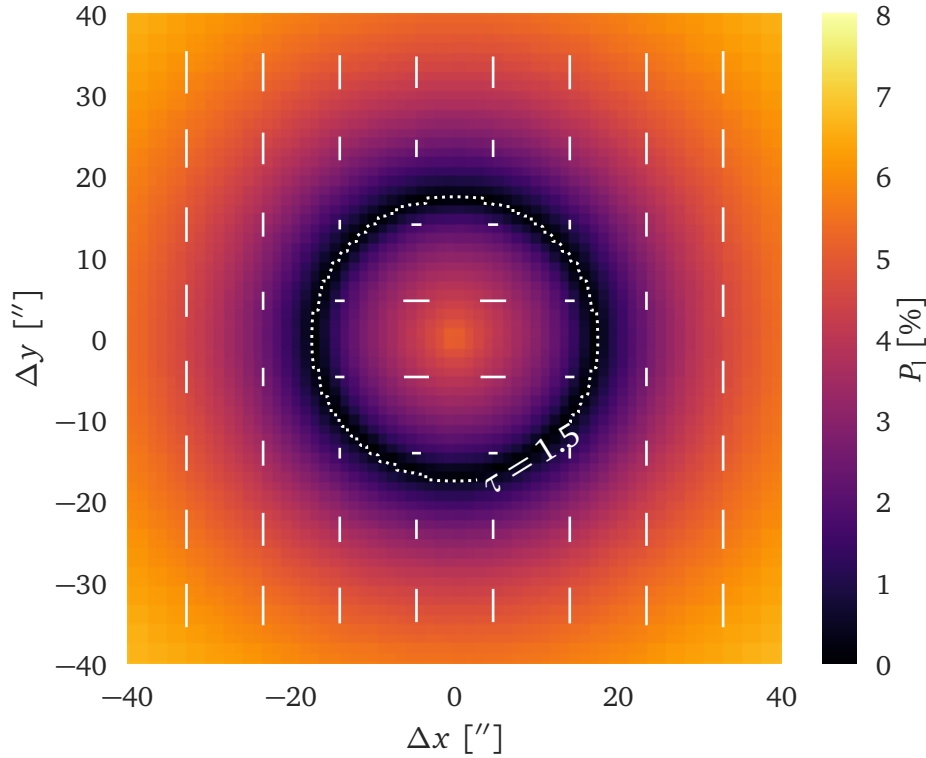


Abbildung 5.3: Karte des Polarisationsgrades der thermischen Emission der Bok-Globule mit einer Gesamtmasse von $M_{\text{Globule}} = 40 M_{\odot}$ innerhalb einer radialen Ausdehnung von $R_{\text{Globule}} = 1,5 \cdot 10^4 \text{ AE}$ ($\lambda = 450 \mu\text{m}$). Die Polarisationskarte zeigt die innersten $80'' \times 80''$ (entspricht $8000 \text{ AE} \times 8000 \text{ AE}$). Die Länge und Richtung der weißen Linien beschreibt den Polarisationsgrad und die Polarisationsrichtung. Die weiße gestrichelte Konturlinie zeigt, an welcher Stelle die Sichtlinie eine optische Tiefe von $\tau_{450\mu\text{m}} \sim 1,5$ besitzt. Die Richtung des Magnetfeldes ist entlang der x -Achse orientiert.

und beeinflussen die optische Tiefe (siehe Gleichungen (5.8) und (5.9)). Des Weiteren ist die Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente für größere Staubkörner effektiver als für kleinere (LAZARIAN u. a. 2015; REISSEL u. a. 2016). Um den Einfluss der Staubkörngröße auf die polarisierte Strahlung von Bok-Globulen genauer zu untersuchen, werden weitere Strahlungstransportsimulationen mit dem Modell der Bok-Globule durchgeführt. In diesem Fall wird der maximale Staubkornradius von $a_{\text{max}} = 2 \mu\text{m}$ bis $a_{\text{max}} = 2000 \mu\text{m}$ variiert, während der minimale Staubkornradius konstant gehalten wird (siehe Gleichung (5.2)). Die optischen Tiefen und visuellen Extinktionen, die sich für die Bok-Globule mit ausgewählten Größenverteilungen der Staubkörner ergeben, sind in Tabelle 5.4 dargestellt.

Wie in Abb. 5.5 (oben) dargestellt, erreicht der Polarisationsgrad für maximale Staubkornradien zwischen $a_{\text{max}} \sim 2 \mu\text{m}$ und $a_{\text{max}} \sim 30 \mu\text{m}$ sein Maximum in den zentralen Bereichen der Bok-Globule, in denen der Strahlungsfluss am größten ist. In Richtung der äußeren Bereiche der Bok-Globule fällt der Polarisationsgrad ab. Selbst bis zu $a_{\text{max}} \sim 80 \mu\text{m}$ kann kein Verlauf des

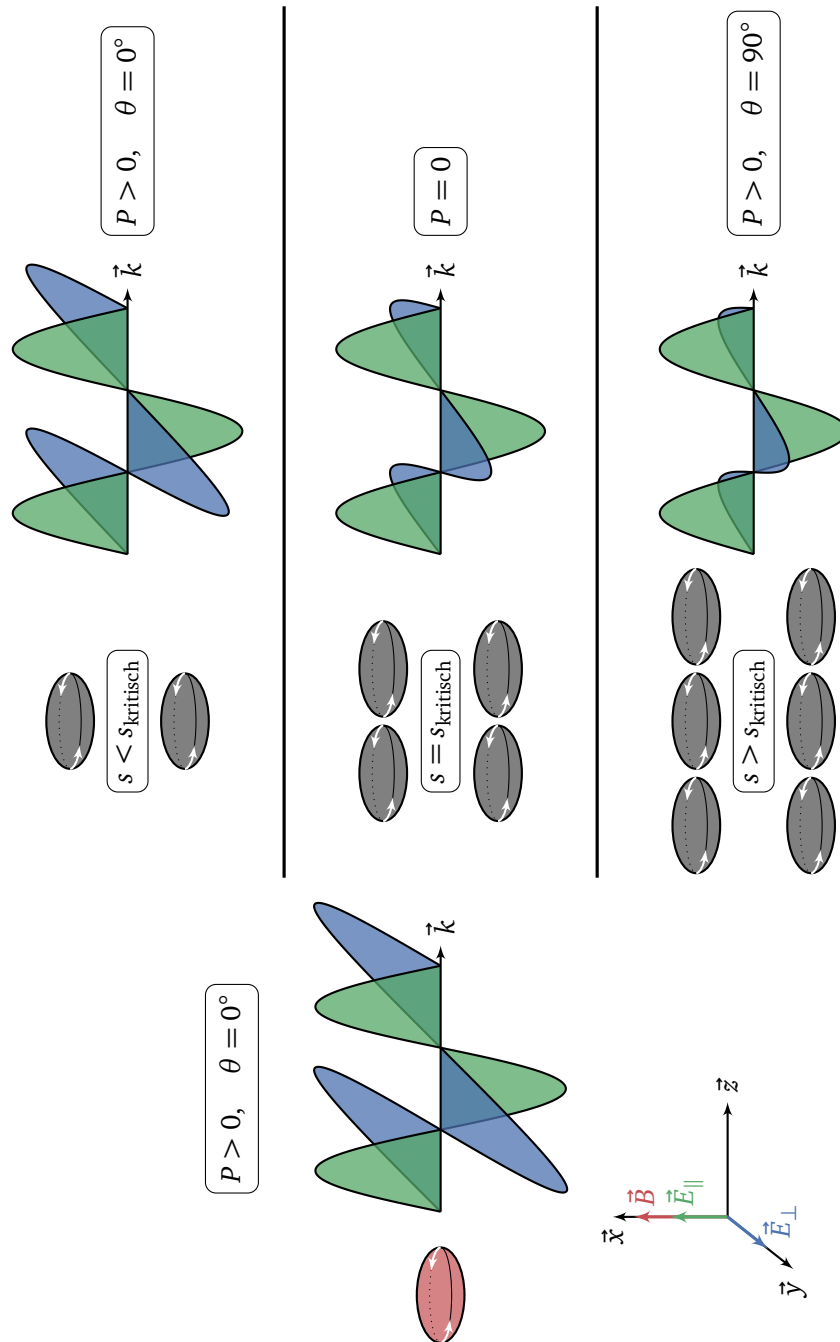


Abbildung 5.4: Schematische Illustration der Wechselwirkung zwischen polarisierter thermischer Emission von nicht-sphärischen oblaten Staubkörnern (rot) und ihrer dichroitischen Extinktion (schwarz). \vec{E}_{\parallel} und \vec{E}_{\perp} sind die parallel und senkrecht zum externen Magnetfeld \vec{B} orientierten Komponenten des elektrischen Feldvektors der elektromagnetischen Strahlung mit Wellenvektor \vec{k} . Die kritische Distanz s_{kritisch} ist Gleichung (5.12) entnommen, P_1 ist der Polarisationsgrad und θ der Polarisationswinkel in Relation zur y -Achse. Die thermische Emission der absorbierenden Staubkörner (schwarz) wird in dieser Illustration nicht berücksichtigt.

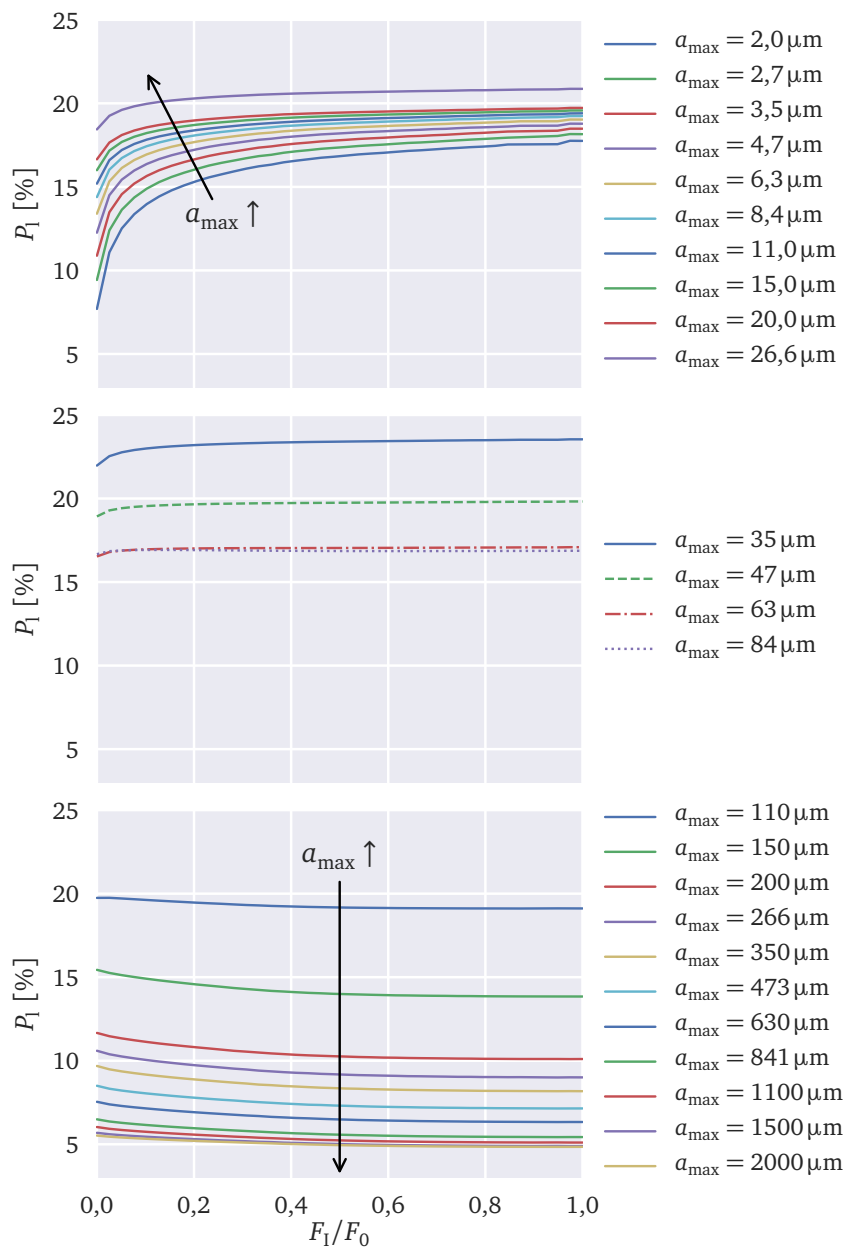


Abbildung 5.5: Verlauf des mittleren Polarisationsgrades P_1 in Abhängigkeit vom Strahlungsfluss F_1 des Modells einer Bok-Globule ($\lambda = 850 \mu\text{m}$). Der Strahlungsfluss wurde auf den maximalen Fluss F_0 der jeweiligen Bok-Globule normiert, welcher üblicherweise den Kern der Globule darstellt. Je geringer der Strahlungsfluss ist, desto weiter ist die Emission vom Kern entfernt. Die Modelle der Bok-Globulen besitzen Staubverteilungen mit unterschiedlichen maximalen Staubkörngrößen von $a_{\max} = 2 \mu\text{m}$ bis $a_{\max} = 2000 \mu\text{m}$ (siehe Gleichung (5.2)). Um die verschiedenen Verläufe zu berücksichtigen, sind die Ergebnisse für unterschiedliche Staubkornradien auf drei Abbildungen verteilt.

Tabelle 5.4: Minimaler und maximaler Staubkornradius, optische Tiefe und visuelle Extinktion berechnet aus den Strahlungstransportsimulationen des Referenzmodells mit unterschiedlichen Größenverteilungen der Staubkörner. Die optische Tiefe und die visuelle Extinktion sind bei $\lambda_\tau = 850 \mu\text{m}$ bzw. $\lambda_v = 550 \text{ nm}$ vom Kern der Bok-Globule bis hin zum Beobachter berechnet worden.

a_{\min}	a_{\max}	Optische Tiefe $\tau_{850\mu\text{m}}$	Visuelle Extinktion A_V
5 nm	2 μm	$3 \cdot 10^{-3}$	90
5 nm	200 μm	0,12	10
5 nm	2000 μm	0,07	3

Polarisationsgrades erkannt werden, der einem Polarisationsloch ähnelt (siehe Abb. 5.5, *mitig*). Erst in Simulationen mit Staubkorngrößenverteilungen, die mindestens einen maximalen Radius von $a_{\max} \sim 100 \mu\text{m}$ besitzen, kommt eine Abnahme des Polarisationsgrades in Richtung des höchsten Strahlungsflusses vor (siehe Abb. 5.5, *unten*). Während der Verlauf des Polarisationsgrades von der Staubmasse beeinflusst wird, so hängen die Grenzen der unterschiedlichen Verläufe des Polarisationsgrades in Abb. 5.5 kaum von der Staubmasse ab.

Für Größenverteilungen mit $a_{\max} > 80 \mu\text{m}$ sinkt der Polarisationsgrad mit größer werdenden Staubkörnern ab (siehe Abb. 5.5, *unten*). Nach der Arbeit von WEIDENSCHILLING & RUZMAIKINA (1994) wird erwartet, dass die Größe der Staubkörner in Richtung der dichtesten Bereiche von Bok-Globulen ansteigt. Mit Staubkörnern, die bis zu mehreren $100 \mu\text{m}$ groß sind, im Kern von Bok-Globulen und Staubkörner, die kleiner als $10 \mu\text{m}$ sind, in den äußeren Bereichen kann nach Abb. 5.5 eine Abnahme des Polarisationsgrades von bis zu $\Delta P \sim 10\%$ erreicht werden.

5.2.4 Staubzusammensetzung

Bisher ist die genaue Zusammensetzung der Staubkörner in Molekülwolken bzw. Bok-Globulen nicht eindeutig bestimmt worden. Üblicherweise wird MRN-Staub für die Staubzusammensetzung verwendet, da dieser gut mit den Ergebnissen von Beobachtungen übereinstimmt (siehe z.B. MADLENER u. a. 2012; GRÄFE u. a. 2013). Es wird jedoch erwartet, dass die Zusammensetzung der Staubkörner räumlich nicht konstant ist (OLOFSSON & OLOFSSON 2011). Um den Einfluss der Staubzusammensetzung auf den Polarisationsgrad zu untersuchen, werden daher Strahlungstransportsimulationen der Bok-Globule mit unterschiedlichen Staubarten durchgeführt. Die Staubkörner bestehen dabei entweder ausschließlich aus astronomischen Silikat, Graphit oder MRN-Staub (siehe Abb. 5.6). Es zeigt sich eine leicht stärkere Abnahme des Polarisationsgrades, wenn die Bok-Globule ausschließlich aus Staubkörnern aus Graphit besteht. Außerdem ist der Polarisationsgrad mit Graphit durchgehend höher als mit anderen Zusammensetzungen. In der Arbeit von OLOFSSON & OLOFSSON (2011) wird aus Beobachtungen abgeleitet, dass die Staubkörner im Kern der Bok-Globule B335 einen größeren Anteil an Graphit besitzen, als es in der Umgebung der Fall ist. Dies könnte für andere Bok-Globulen ebenfalls gelten und erhöht nach Abb. 5.6 den Polarisationsgrad zum Kern der Bok-Globule hin. In diesem Fall müssten Effekte, welche Polarisationslöcher in Bok-Globulen erzeugen, auch die Erhöhung des Polarisationsgrades durch die Staubkörner aus Graphit ausgleichen. Dies

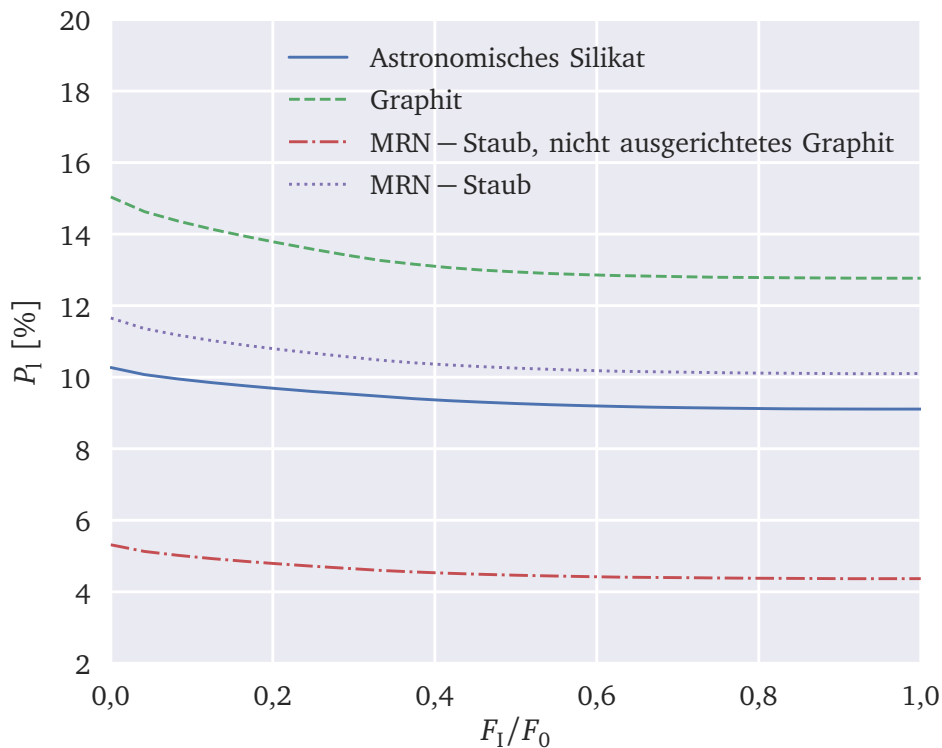


Abbildung 5.6: Verlauf des mittleren Polarisationsgrades P_1 in Abhängigkeit vom Strahlungsfluss F_1 des Modells einer Bok-Globule ($\lambda = 850 \mu\text{m}$). Der Strahlungsfluss wurde auf den maximalen Fluss F_0 der jeweiligen Bok-Globule normiert, welcher üblicherweise den Kern der Globule darstellt. Je geringer der Strahlungsfluss ist, desto weiter ist die Emission vom Kern entfernt. Die Staubkörner in den Modellen der Bok-Globulen bestehen entweder ausschließlich aus astronomischen Silikat, Graphit, MRN-Staub oder MRN-Staub, bei dem die Staubkörner aus Graphit sich nicht zum Magnetfeld ausrichten.

stimmt jedoch nur, solange Graphit mit der längeren Achse senkrecht zu den Magnetfeldlinien ausgerichtet wird, wie es in einigen Arbeiten vorgeschlagen wird (siehe z.B. CLAYTON u. a. 2003; DRAINE & LI 2007). Im Gegensatz dazu wird jedoch in den Arbeiten von MATHIS (1986), LAZARIAN (2007) und ANDERSSON u. a. (2015) erwähnt, dass Staubkörner aus Graphit nicht zum Magnetfeld ausgerichtet werden. Sollte deren Aussage stimmen, dann würde der Polarisationsgrad wie bei den beobachteten Polarisationslöchern zum Kern der Bok-Globule hin absinken. Als Beispiel zeigt Abb. 5.6 auch den Verlauf des Polarisationsgrades mit MRN-Staub, bei dem die Staubkörner aus Graphit nicht zum Magnetfeld ausgerichtet sind. Bei der Verwendung dieser Staubsorte im Kern der Bok-Globule und astronomischen Silikats in den äußeren Bereichen kann nach Abb. 5.6 eine Verringerung des Polarisationsgrades von $P \sim 5\%$ erreicht werden.

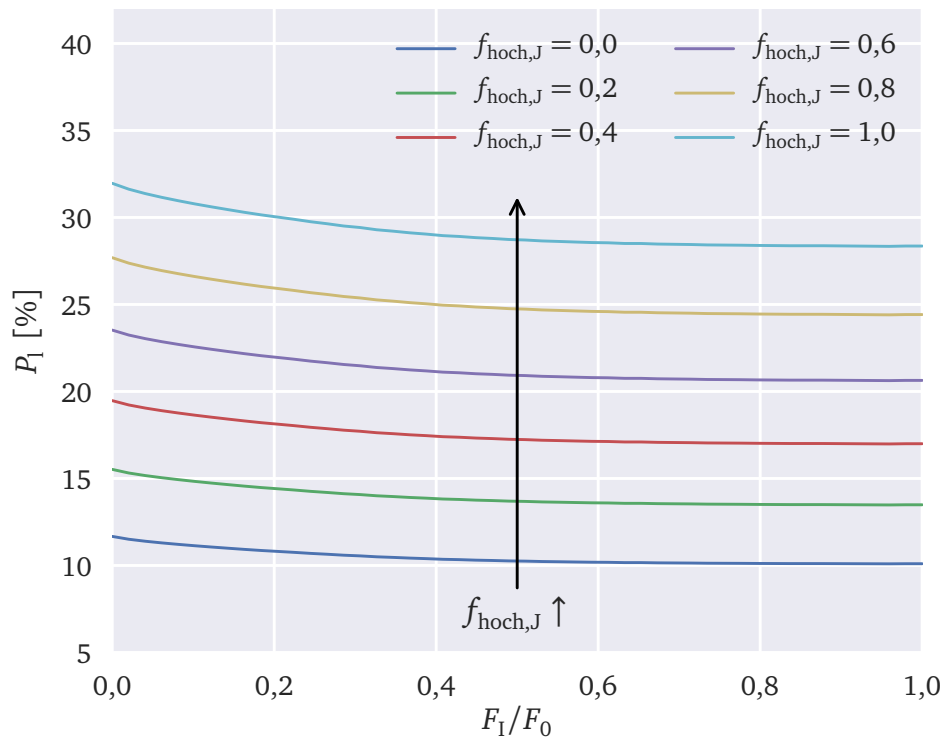


Abbildung 5.7: Verlauf des mittleren Polarisationsgrades P_1 in Abhängigkeit vom Strahlungsfluss F_1 des Modells einer Bok-Globule ($\lambda = 850 \mu\text{m}$). Der Strahlungsfluss wurde auf den maximalen Fluss F_0 der jeweiligen Bok-Globule normiert, welcher üblicherweise den Kern der Globule darstellt. Je geringer der Strahlungsfluss ist, desto weiter ist die Emission vom Kern entfernt. Für die Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente wird angenommen, dass die Staubkörner zu einem gewissen Anteil mit einem hohen Drehmoment rotieren ($f_{\text{hoch},J}$, siehe Abschnitt 3.1.1).

5.2.5 Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente

Wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben, hängt die Effektivität der Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente stark von dem Anteil an Staubkörnern ab, die mit einem hohen Drehmoment rotieren ($f_{\text{hoch},J}$). Im Folgenden soll daher der Einfluss dieses Parameters auf den Polarisationsgrad untersucht werden. Aus diesem Grund werden Strahlungstransportsimulationen mit dem Modell der Bok-Globule durchgeführt, bei denen für $f_{\text{hoch},J}$ Werte von 0,0 bis 1,0 in Schritten von 0,2 angenommen werden. Wie erwartet ergibt sich eine deutliche Erhöhung des Polarisationsgrades durch eine Erhöhung von $f_{\text{hoch},J}$ (siehe Abb. 5.7). Es ist jedoch keine Änderung des Verlaufs des Polarisationsgrades zu erkennen.

Polarimetrische Beobachtungen von Bok-Globulen zeigen üblicherweise einen Polarisationsgrad von $P \sim 15\%$ in den äußeren Bereichen der Globule (siehe z.B. HENNING u. a. 2001). Mit diesem Polarisationsgrad kann aus Abb. 5.7 ein Wert für $f_{\text{hoch},J}$ von weniger als 0,4 abgeschätzt werden, welcher konsistent mit den Ergebnissen von HOANG & LAZARIAN (2008) ist. Wie in Abschnitt 3.1.1 erwähnt ist ein konstanter Wert von $f_{\text{hoch},J}$ für die gesamte Bok-Globule

nicht zu erwarten. Eine räumliche Variation von $f_{\text{hoch},J}$ wäre wahrscheinlicher, da sie den Verlauf der Temperatur und Dichte besser berücksichtigen würde. Durch die hohe Temperatur und Dichte im Zentrum von Bok-Globulen wäre dort ein geringeres Verhältnis zwischen schnell und langsam rotierenden Staubkörnern nachvollziehbar. In Kombination mit Abb. 5.7 würde sich dann ein geringerer Polarisationsgrad zum Kern von Bok-Globulen hin ergeben. Dieser Effekt ist vergleichbar mit der Erklärung von Polarisationslöchern durch die schlechtere Ausrichtung der Staubkörner in den Bereichen der Bok-Globule, die eine hohe Dichte und Temperatur aufweisen. Allerdings kann diese Erklärung nun mit der Theorie der Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente in Einklang gebracht werden.

5.2.6 Bok-Globulen ohne zentrale Strahlungsquelle

Beobachtungen weisen darauf hin, dass in einigen Bok-Globulen bisher noch kein Stern oder Protostern gebildet wurde (siehe z.B. LAUNHARDT u. a. 2010). Anhand der bisherigen Ergebnisse wird nun diskutiert, wie sich das Fehlen einer zentralen Strahlungsquelle auf den Polarisationsgrad der thermischen Emission von Bok-Globulen auswirken würde. Die in Gleichung (5.12) dargestellte kritische Distanz des optischen Tiefeneffektes hängt hauptsächlich von der Ausrichtungseffizienz in den dichten zentralen Bereichen der Bok-Globule ab, da diese hauptsächlich für die Abschwächung der Strahlung verantwortlich sind. Ohne eine zentrale Strahlungsquelle sind die Staubkörner in diesen dichten Bereichen weniger stark einem anisotropen Strahlungsfeld ausgesetzt und dementsprechend schlechter ausgerichtet. Aus diesem Grund ist der optische Tiefeneffekt, der in Abschnitt 5.2.2 beschrieben wurde, in solchen Bok-Globulen nur schwach ausgeprägt und kann nicht als Erklärung für Polarisationslöcher verwendet werden. Jedoch ist die Strahlung aus dem abgeschirmten Kern der Bok-Globule auch weniger polarisiert als aus den äußeren Bereichen, in denen die Staubkörner durch das umgebende interstellare Strahlungsfeld ausgerichtet werden. Dementsprechend ist trotzdem zu erwarten, dass ein Polarisationsloch auch bei Bok-Globulen, die keine zentrale Strahlungsquelle besitzen, beobachtet werden kann.

5.2.7 Potenzielle Beobachtungen

In dieser Studie ergaben sich mehrere mögliche Erklärungen für Polarisationslöcher in der polarisierten thermischen Emission von Bok-Globulen. Nun stellt sich die Frage, wie die relative Bedeutung dieser Effekte untersucht werden kann. Wie in Abb. 5.1 und 5.3 dargestellt, ist der optische Tiefeneffekt in Beobachtungen bei $\lambda = 450 \mu\text{m}$ stärker ausgeprägt als bei $\lambda = 850 \mu\text{m}$. Dementsprechend wären polarimetrische Beobachtungen bei diesen beiden Wellenlängen eine Möglichkeit den Einfluss des optischen Tiefeneffektes zu untersuchen. Um dies zu veranschaulichen, sind in Abb. 5.8 Differenzbilder zwischen simulierten Polarisationskarten bei $\lambda = 850 \mu\text{m}$ und $\lambda = 450 \mu\text{m}$ dargestellt. Die Simulationen basieren dabei auf Modellen der Bok-Globule mit jeweils unterschiedlicher Gesamtmasse bzw. optischer Tiefe ($M_{\text{Globule}} = 12 M_{\odot}$, $M_{\text{Globule}} = 24 M_{\odot}$, $M_{\text{Globule}} = 32 M_{\odot}$ und $M_{\text{Globule}} = 40 M_{\odot}$). Es ist klar zu erkennen, dass die Differenz der Polarisationsgrade deutlich mit der optischen Tiefe ansteigt und sich schließlich die Region mit der größten Differenz vom Kern nach außen bewegt. Ohne den optischen Tiefen-

effekt wäre dagegen zu erwarten, dass die Differenz der Polarisationskarten kaum räumliche Variationen aufweist. Die Kombination von polarimetrischen Beobachtungen von Bok-Globulen bei $\lambda = 850 \mu\text{m}$ und einer kürzeren Wellenlänge könnten dementsprechend genutzt werden, um den Einfluss des optischen Tiefeneffekts auf den Polarisationsgrad abzuschätzen. Mögliche Beobachtungen wären mit SCUBA-2 am James Clerk Maxwell Teleskop (JCMT) bei $\lambda = 450 \mu\text{m}$ (HOLLAND u. a. 2013) oder mit HAWC+ am Stratosphären-Observatorium für Infrarot-Astronomie (SOFIA) bei $\lambda = 154 \mu\text{m}$ und $\lambda = 214 \mu\text{m}$ realisierbar (BECKLIN u. a. 2016). Basierend auf den Untersuchungen dieser Studie ist bereits ein Beobachtungsantrag für SOFIA eingereicht worden, welcher akzeptiert wurde und sich momentan in der Durchführung befindet (BRAUER 2016).

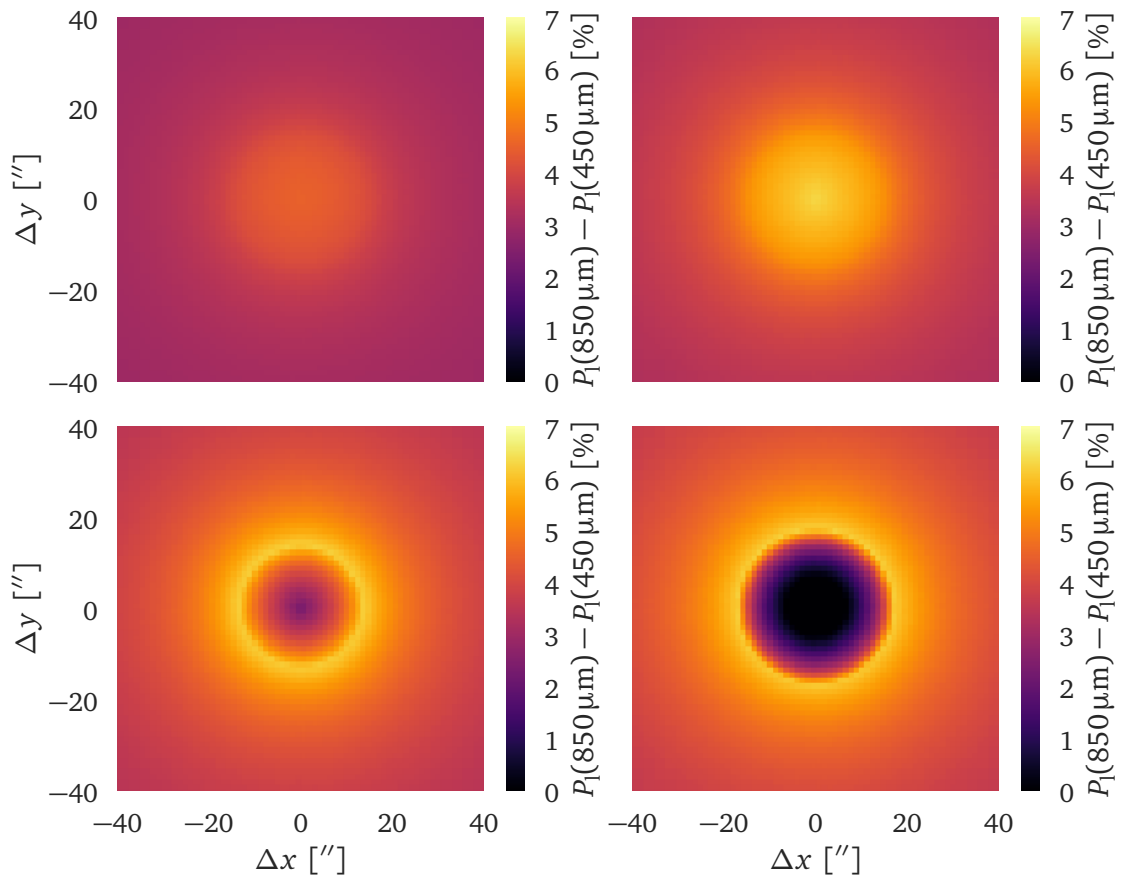


Abbildung 5.8: Differenzbilder zwischen simulierten Polarisationskarten bei $\lambda = 450 \mu\text{m}$ und $\lambda = 850 \mu\text{m}$. Die Simulationen basieren auf Modellen einer Bok-Globule mit unterschiedlichen Gesamtmassen (*oben links:* $M_{\text{Globule}} = 12 M_{\odot}$ und *oben rechts:* $M_{\text{Globule}} = 24 M_{\odot}$, *unten links:* $M_{\text{Globule}} = 32 M_{\odot}$, *unten rechts:* $M_{\text{Globule}} = 40 M_{\odot}$). Die Polarisationskarten zeigen die innersten $80'' \times 80''$ (entspricht $8000 \text{ AE} \times 8000 \text{ AE}$).

5.3 Fazit

In diesem Kapitel wurde untersucht, welche physikalischen Größen einen Einfluss auf die polarisierte Strahlung von Bok-Globulen haben und ob diese das Vorkommen von Polarisationslöchern erklären können. Es zeigt sich, dass die optische Tiefe, die Staubkorngröße und die Zusammensetzung der Staubkörner unter gewissen Bedingungen Polarisationslöcher in Beobachtungen von Bok-Globulen bei $\lambda = 850 \mu\text{m}$ verursachen können. Die Bedingungen, unter denen die optische Tiefe Polarisationslöcher erzeugen kann, werden im Folgenden vorgestellt:

1. Staubkornwachstum bis zu Submillimeter-/Millimetergröße

In Kombination mit typischen Massen von Bok-Globulen ist der Absorptionsquerschnitt von Staubkörnern, die bis zu einer Größe von $80 \mu\text{m}$ angewachsen sind, zu gering um durch den optischen Tiefeneffekt Polarisationslöcher zu erzeugen. Staubkörner mit Radien von bis zu einigen $100 \mu\text{m}$ können dagegen den Polarisationsgrad im Zentrum von Bok-Globulen deutlich verringern und sind im Einklang mit dem Spektralindex, der aus dem Strahlungsfluss von Beobachtungen im Millimeter- und Submillimeterwellenlängenbereich berechnet wurde ($\alpha_{\text{mm}} < 3$).

2. Wasserstoffsäulendichte von $N_{\text{H}} \sim 10^{24} \text{cm}^{-2}$

Unter der Voraussetzung des oben genannten Staubkornwachstums wird ein Spitzenwert der Wasserstoffsäulendichte in der Größenordnung von $N_{\text{H}} \sim 10^{24} \text{cm}^{-2}$ benötigt, um den Polarisationsgrad vom äußeren Bereich der Bok-Globule bis zum Zentrum um $\Delta P \sim 10\%$ zu verringern. Diese Dichte entspricht einer Gesamtmasse von einigen $10 M_{\odot}$ innerhalb einer radialen Ausdehnung von $R_{\text{Globule}} = 1,5 \cdot 10^4 \text{AE}$, was im Einklang mit Massenabschätzungen von Bok-Globulen ist.

Die folgenden Bedingungen können ebenfalls eine deutliche Verringerung des Polarisationsgrades im Zentrum von Bok-Globulen hervorrufen:

1. Gradient der Staubkorngröße

Ein Gradient der Staubkorngröße hin zu Submillimeter/Millimeter großen Staubkörnern im Kern von Bok-Globulen erzeugt eine Abnahme des Polarisationsgrades um bis zu $\Delta P \sim 10\%$.

2. Ansammlung nicht ausgerichteter Staubkörner aus Graphit

Die Kombination von nicht am Magnetfeld ausgerichteten Staubkörnern aus Graphit und einem größeren Anteil an Graphit im Kern von Bok-Globulen erzeugt eine Abnahme des Polarisationsgrades um bis zu $\Delta P \sim 5\%$.

3. Geringere Effizienz der Staubkornausrichtung

Falls die höhere Dichte und Temperatur im Kern von Bok-Globulen den Anteil an Staubkörnern reduzieren, die mit einem hohen Drehmoment rotieren, so kann eine Abnahme des Polarisationsgrades um bis zu $\Delta P \sim 10\%$ erreicht werden.

4. Keine zentrale Strahlungsquelle

Es wird erwartet, dass der Polarisationsgrad für Bok-Globulen ohne zentrale Strahlungsquelle ähnlich zum Kern hin abnimmt, wie für Bok-Globulen mit zentraler Strahlungsquelle. Dies wird jedoch durch die geringere Ausrichtung der Staubkörner im Kern von

Bok-Globulen hervorgerufen, da das umgebende Strahlungsfeld zu schwach ist, um in den dichten Kern vorzudringen.

Bisher wurden Polarisationslöcher häufig mit der schwächeren Ausrichtung der Staubkörner durch hohe Dichten und Temperaturen oder dem Vorhandensein einer komplexen Magnetfeldstruktur erklärt. In der vorgestellten Studie ergaben sich neben diesen Erklärungen weitere physikalische Effekte als mögliche Ursachen von Polarisationslöchern (optische Tiefe, Staubkorngröße, Zusammensetzung des Staubes). Es ist dabei am wahrscheinlichsten, dass Polarisationslöcher durch die Kombination mehrerer dieser Effekte hervorgerufen werden. Wobei genauere Informationen mit polarimetrischen Beobachtungen bei zwei unterschiedlichen Wellenlängen im Submillimeterwellenlängenbereich gewonnen werden können.

KAPITEL 6

Zeeman-Beobachtungen von Molekülwolken

Die im Folgenden vorgestellte Studie basiert auf der wissenschaftlichen Arbeit BRAUER u. a. (2017b), welche im Fachmagazin Astronomy & Astrophysics veröffentlicht wurde. Sofern nicht anders angegeben wurden die Abbildungen dieses Kapitels der genannten Veröffentlichung mit Erlaubnis des Fachmagazins entnommen.

Bisher wurde in diversen Studien das Magnetfeld von Molekülwolken untersucht, indem die Zeeman-Aufspaltung von CN, OH oder HI beobachtet wurde (siehe z.B. CRUTCHER & KAZES 1983; CRUTCHER u. a. 1999; HEILES & TROLAND 2004; TROLAND & CRUTCHER 2008; CRUTCHER u. a. 2010b; CRUTCHER 2012; CRUTCHER 2014). Üblicherweise wird der Ansatz von CRUTCHER u. a. (1993) verwendet, um in solchen Studien die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie aus den beobachteten Spektrallinien abzuschätzen (siehe Abschnitt 3.2). Damit mit diesem Ansatz die vorherrschende Magnetfeldstärke korrekt abgeschätzt werden kann, muss die Zeeman-Aufspaltung geringer als die Breite der Spektrallinie sein. Außerdem muss davon ausgegangen werden können, dass optische Tiefeneffekte und die Bewegung der Gasteilchen keinen signifikanten Einfluss auf die Form der Spektrallinie haben. Eine genaue Analyse über den Fehler der Zeeman-Analyse wurde bisher noch nicht durchgeführt. Daher könnten die abgeschätzten Magnetfeldstärken von bereits durchgeführten Zeeman-Beobachtungen mit einem unbekanntem Fehler behaftet sein. Aus diesem Grund beschäftigt sich diese Studie mit dem Einfluss typischer physikalischer Eigenschaften von Molekülwolken auf den Fehler der Zeeman-Analyse. Um dieses Ziel zu erreichen, werden Strahlungstransportsimulationen mit dem Programm *POLARIS* durchgeführt, welche die Zeeman-Aufspaltung der $\nu_0 = 1665$ MHz Linie von OH berücksichtigen (siehe Kapitel 4 und Abschnitt 3.2.4). Für die Durchführung dieser Simulationen wird ein Modell einer Molekülwolke benötigt. Dieses wie auch das generelle Vorgehen wird im Folgenden Abschnitt vorgestellt. In Abschnitt 6.2 folgen dann die Darstellung und Diskussion der Ergebnisse, welche abschließend in Abschnitt 6.3 zusammengefasst werden.

6.1 Vorgehen und Modell

Die Zeeman-Analyse basiert auf der Annahme, dass die Frequenzverschiebung durch den Zeeman-Effekt $\Delta\nu_z$ vernachlässigbar gegenüber der Linienbreite $\Delta\nu$ ist (siehe Abschnitt 3.2). Mehrere physikalische Eigenschaften haben einen Einfluss auf die Form der Spektrallinie und damit auf die Gültigkeit dieser Annahme (siehe Abschnitt 3.2.2). Diese Eigenschaften sind die Temperatur und turbulente Bewegung des Gases (Dopplerverbreiterung), die Gasdichte (Stoßverbreiterung) und die Magnetfeldstärke (Zeeman-Effekt). Im Folgenden soll geklärt

werden, ob die Zeeman-Analyse verlässlich verwendet werden kann, wenn diese Eigenschaften typische Werte von Molekülwolken annehmen. Aus Beobachtungen ergeben sich eine Wasserstoffanzahldichte von $n_{\text{H}} = 9,1 \text{ cm}^{-3}$ bis $n_{\text{H}} = 1,3 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$, eine Gastemperatur von $T_{\text{Gas}} = 10 \text{ K}$ bis $T_{\text{Gas}} = 300 \text{ K}$, turbulente Geschwindigkeiten von $v_{\text{Turbulenz}} = 100 \text{ m s}^{-1}$ bis $v_{\text{Turbulenz}} = 10 \text{ km s}^{-1}$ und eine Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie von $B_{\text{Sicht}} = 0,1 \mu\text{G}$ bis $B_{\text{Sicht}} = 3100 \mu\text{G}$ (FRERKING u. a. 1987; WILSON u. a. 1997; MINAMIDANI u. a. 2008; CRUTCHER u. a. 2010b; BURKHART u. a. 2015). Der Parameterraum für die Simulationen wird so aufgespannt, dass der Großteil dieser Bedingungen abgedeckt wird (siehe Tabelle 6.1). Dabei werden für jede Eigenschaft 128 logarithmisch verteilte Werte verwendet um den Parameterraum gleichmäßig über die Größenordnungen hinweg abzubilden. Für das Modell der Molekülwolke wird ein Würfel konstanter Dichte angenommen, entlang dessen Sichtlinien das Gas optisch dünn ist. Diese Annahme ist für die meisten Molekülwolken gerechtfertigt, da diese überwiegend aus dünnem Gas bestehen (CRUTCHER u. a. 2010b). Die Besetzung der spektralen Energieniveaus wird unter der Annahme von lokalem thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) berechnet (siehe Abschnitt 3.2.3). Die Wahl der Berechnungsmethode der Besetzungszahlen ist in diesem Fall beliebig, da die Zeeman-Analyse nur von dem Verhältnis der Strahlungsflüsse abhängt (siehe Gleichung (3.6)). Für die Molekülhäufigkeit von OH zu Wasserstoff wird $\text{OH}/\text{H} = 10^{-7}$ verwendet, welche vergleichbar mit den Häufigkeiten aus den Arbeiten von CRUTCHER (1979) und ROBERTS u. a. (1995) ist ($\text{OH}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-8}$ bzw. $\text{OH}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-7}$). Als spektrale Auflösung wird $\Delta v_{\text{Auflösung}} = 0,03 \text{ km s}^{-1}$ verwendet, welche vergleichbar mit der ist, die in bisherigen Zeeman-Beobachtungen erreicht wurde (TROLAND & CRUTCHER 2008; CRUTCHER u. a. 2009; $\Delta v_{\text{Auflösung}} = 0,034 \text{ km s}^{-1}$ bzw. $\Delta v_{\text{Auflösung}} = 0,055 \text{ km s}^{-1}$).

Da der Einfluss der Gastemperatur und der turbulenten Bewegung der Gasteilchen auf die Spektrallinie derselbe ist, wird stattdessen die Halbwertsbreite der Dopplerverbreiterung $\Delta v_{\text{D}}^{\text{fwhm}}$ verwendet, um beide Größen wie folgt als eine zu beschreiben (siehe Abschnitt 3.2.2,

Tabelle 6.1: Überblick der Modellparameter, welche zur Untersuchung der Zeeman-Analyse verwendet werden.

Parameter	Formelzeichen	Wert / Wertebereich
Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie	B_{Sicht}	[0,3 μG ; 3000 μG]
Wasserstoffanzahldichte	n_{H}	[$2 \cdot 10^1 \text{ cm}^{-3}$; $2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$]
Dopplerbite (<i>fwhm</i>)	$\Delta v_{\text{D}}^{\text{fwhm}}$	[0,05 km s^{-1} ; 1,5 km s^{-1}]
Spektrale Auflösung	$\Delta v_{\text{Auflösung}}$	0,165 kHz (0,03 km s^{-1})
Gasspezies		OH
Spektrallinie	ν_0	1665 MHz
Molekülhäufigkeit	OH/H	10^{-7}

fwhm: engl. *full width at half maximum*):

$$\Delta v_D^{fwhm} = 2 \sqrt{\frac{2N_A k_B T_{OH} \ln(2)}{10^{-3} \cdot m_{OH}} + v_{Turbulenz}^2}. \quad (6.1)$$

Dabei ist T_{OH} die Temperatur der OH Moleküle, m_{OH} die molare Masse von OH in [g/mol] und $v_{Turbulenz}$ die turbulente Geschwindigkeit der OH Moleküle.

Um den relativen Fehler der Zeeman-Analyse abzuschätzen, wird die durch sie berechnete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie B_{Sicht} (siehe Gleichungen (3.4) und (3.6)) mit der Referenzmagnetfeldstärke B_{Sicht}^{Ref} verglichen. Die Referenzmagnetfeldstärke berechnet sich wie folgt aus der tatsächlichen Magnetfeldstärke des Modells entlang der Sichtlinie, welche auf dem Weg zum Beobachter mit dem jeweiligen Zuwachs des Strahlungsflusses I gewichtet wird:

$$B_{Sicht}^{Ref} = \frac{\int_0^{Beobachter} (\vec{B}(s) \cdot \vec{e}_{Sicht}) I(s) ds}{\int_0^{Beobachter} I(s) ds}. \quad (6.2)$$

Dabei ist s der Weg entlang der Sichtlinie, $\vec{B}(s)$ die Magnetfeldstärke und \vec{e}_{Sicht} der Einheitsvektor entlang der Sichtlinie. Die relative Differenz zwischen der mit der Zeeman-Analyse abgeleiteten Magnetfeldstärke und der Referenzmagnetfeldstärke entlang der Sichtlinie ist wie folgt definiert:

$$|\Delta B_{Sicht}| \equiv \left| \frac{B_{Sicht} - B_{Sicht}^{Ref}}{B_{Sicht}^{Ref}} \right|. \quad (6.3)$$

Dieser Ausdruck beschreibt den relativen Fehler der Zeeman-Analyse und sollte daher kleiner als 10 % sein, damit die Zeeman-Analyse verlässlich verwendet werden kann.

6.2 Ergebnisse

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Strahlungstransportsimulationen mit *POLARIS* vorgestellt und im Rahmen der Fragestellung diskutiert. Als erstes wird dabei untersucht, welchen Einfluss die Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit der Gasteilchen sowie die vorherrschende Magnetfeldstärke auf den relativen Fehler der Zeeman-Analyse haben (siehe Abschnitt 6.2.1). Im darauf folgenden Abschnitt wird der Einfluss des Geschwindigkeitsfeldes der Gasteilchen analysiert (siehe Abschnitt 6.2.2). Als Letztes wird untersucht, wie die abgeleiteten Ergebnisse der vorherigen Abschnitte auch auf andere Spektrallinien verschiedener Gasspezies angewendet werden können (siehe Abschnitt 6.2.3).

6.2.1 Dichte, Temperatur, Turbulenz und Magnetfeld

Um den relativen Fehler der Zeeman-Analyse abzuschätzen, wird für jede Kombination der physikalischen Eigenschaften im Parameterraum eine Strahlungstransportsimulation mit dem Modell der Molekülwolke durchgeführt. Da aufgrund der konstanten Dichte keine räumliche

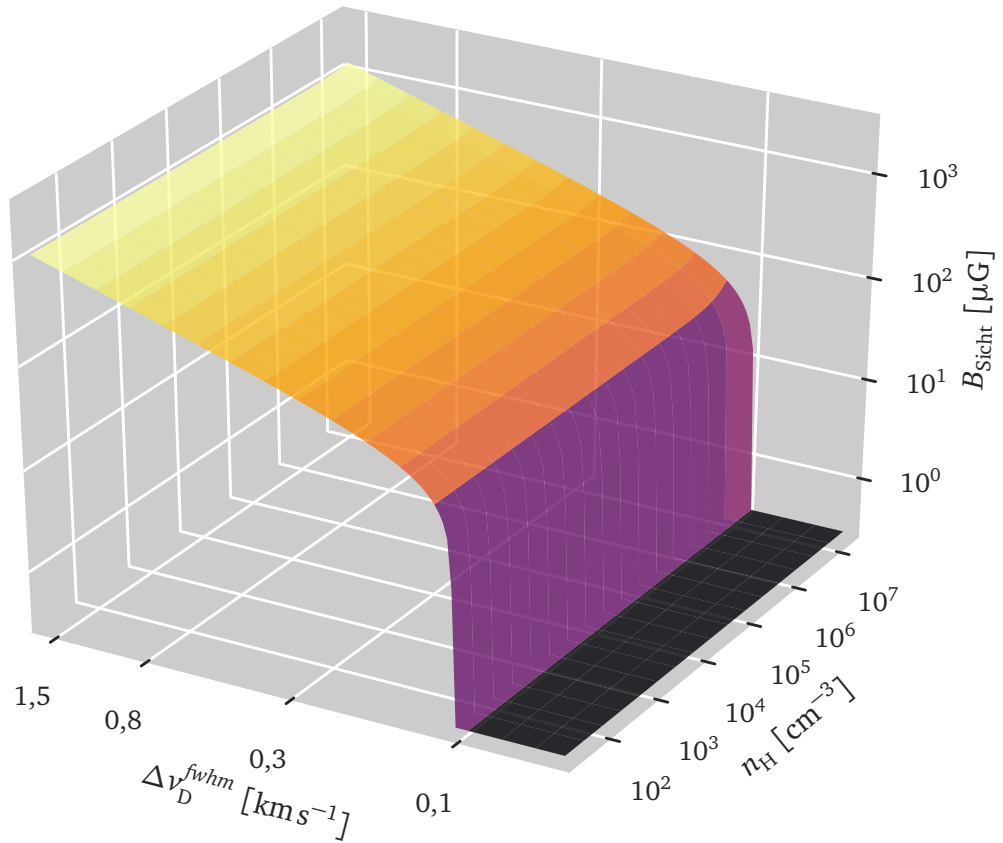


Abbildung 6.1: Konturfläche, welche beschreibt bei welcher Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie der relative Fehler der Zeeman-Analyse $|\Delta B_{\text{Sicht}}| = 10\%$ beträgt. Modelle mit derselben Wasserstoffanzahldichte und Dopplerbreite aber einer geringeren bzw. höheren Magnetfeldstärke führen dabei zu einem kleineren bzw. größeren relativen Fehler der Zeeman-Analyse. Um dieses Ergebnis zu erhalten, wurden für jede Kombination der physikalischen Eigenschaften im Parameterraum Strahlungstransportsimulationen mit dem Modell der Molekülwolke durchgeführt (siehe Tabelle 6.1). Der relative Fehler der Zeeman-Analyse ergibt sich dann aus der Differenz zwischen abgeleiteter Magnetfeldstärke und Referenzmagnetfeldstärke (siehe Gleichung (6.3)).

Variation vorhanden ist, kann aus jeder Simulation genau eine Magnetfeldstärke und ein relativer Fehler der Zeeman-Analyse abgeleitet werden. Die Konturfläche in Abb. 6.1 beschreibt bei welcher Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie der relative Fehler der Zeeman-Analyse $|\Delta B_{\text{Sicht}}| = 10\%$ beträgt. Modelle mit derselben Wasserstoffanzahldichte und Dopplerbreite aber einer geringeren bzw. höheren Magnetfeldstärke führen dabei zu einem kleineren bzw. größeren relativen Fehler der Zeeman-Analyse. Es zeigt sich außerdem nahezu kein Einfluss der Anzahldichte auf den relativen Fehler der Zeeman-Analyse. Die Linienbreite von OH wird daher in Molekülwolken von der Dopplerverbreiterung dominiert ($\Delta\nu \approx \Delta\nu_{\text{D}}$; siehe Abschnitt 3.2.2). Ein signifikanter Einfluss der Dichte kann erst bei sehr großen Werten beobachtet werden,

welche unüblich für Molekülwolken sind ($n_{\text{H}} \gg 10^7 \text{ cm}^{-3}$).

Da der relative Fehler der Zeeman-Analyse nahezu unabhängig von der Dichte ist, kann diese im Folgenden vernachlässigt werden und die Abb. 6.1 um eine Dimension reduziert werden. Es zeigt sich, dass mit ansteigender Linienbreite die Annahme der Zeeman-Analyse ($\Delta\nu \gg \Delta\nu_z$) selbst bei größeren Zeeman-Aufspaltungen bzw. Magnetfeldstärken gültig ist (siehe Abb. 6.2, *oben*). Außerdem besitzt die Zeeman-Analyse durchgehend einen relativen Fehler von mehr als 10%, sofern die Linienbreite weniger als $\Delta\nu = 0,1 \text{ km s}^{-1}$ beträgt. Aufgrund der spektralen Auflösung von $\Delta\nu_{\text{Auflösung}} = 0,03 \text{ km s}^{-1}$ sind diese Linien zu schmal um ausreichend aufgelöst zu werden, damit die Ableitung des Strahlungsflusses für die Zeeman-Analyse berechnet werden kann.

Lokales Minimum:

In Abb. 6.2 (*oben*) ist ein schmaler Bereich zu erkennen (oberhalb der 20 % Konturlinie), bei dem der relative Fehler der Zeeman-Analyse lokal stark absinkt. Sofern eine Molekülwolke durchgehend die Eigenschaften dieses Bereiches besitzen würde, wäre eine sehr präzise Abschätzung der Magnetfeldstärke möglich. Es ist jedoch zu erwarten, dass reale Molekülwolken keine derart konstanten Bedingungen aufweisen. Außerdem ist die Annahme der Zeeman-Analyse in diesem Bereich, trotz des geringen relativen Fehlers, nicht mehr gültig. Um dies genauer zu betrachten ist in Abb. 6.2 (*unten*) auch das Vorzeichen der Magnetfelddifferenz ΔB_{Sicht} berücksichtigt. Es zeigt sich, dass unter diesem schmalen Bereich die Zeeman-Analyse die Magnetfeldstärke überschätzt, während sie darüber die Magnetfeldstärke unterschätzt. Konsequenterweise muss daher auch ein schmaler Bereich des Nulldurchgangs existieren. Für Zeeman-Beobachtungen von Molekülwolken mit starken Magnetfeldern ($B_{\text{Sicht}} > 1 \text{ mG}$) heißt dies, dass die wahre Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie sogar noch größer sein kann. Dagegen könnte die Messung von Magnetfeldstärken von einigen $100 \mu\text{G}$ die wahre Magnetfeldstärke um bis zu 50 % überschätzen.

Magnetfeldstärke senkrecht zur Sichtlinie:

In den Abb. 6.1 und 6.2 ist das Magnetfeld bisher ausschließlich in Richtung des Beobachters orientiert. Eine zusätzliche Komponente senkrecht zur Sichtlinie würde nach Gleichung (3.11) den π -Übergang zur Spektrallinie hinzufügen. Zusätzlich erhöht eine senkrechte Magnetfeldkomponente die Aufspaltung durch den Zeeman-Effekt, ohne dass eine höhere Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie mit der Zeeman-Analyse abgeschätzt werden kann. Um den Einfluss einer senkrechten Magnetfeldkomponente zu untersuchen, werden Simulationen mit Modellen der Molekülwolke durchgeführt, welche zusätzlich eine senkrechte Magnetfeldkomponente als vielfaches der Sichtlinienkomponente besitzen (siehe Tabelle 6.1). Wie erwartet und in Abb. 6.3 zu sehen, hängt der relative Fehler der Zeeman-Analyse von der Zeeman-Aufspaltung und damit der absoluten Magnetfeldstärke ab. Um den relativen Fehler von Zeeman-Beobachtungen abzuschätzen, wird daher auch eine Abschätzung der Magnetfeldstärke senkrecht zur Sichtlinie benötigt. In der Arbeit von CRUTCHER (1999) wird erwähnt, dass die absolute Magnetfeldstärke

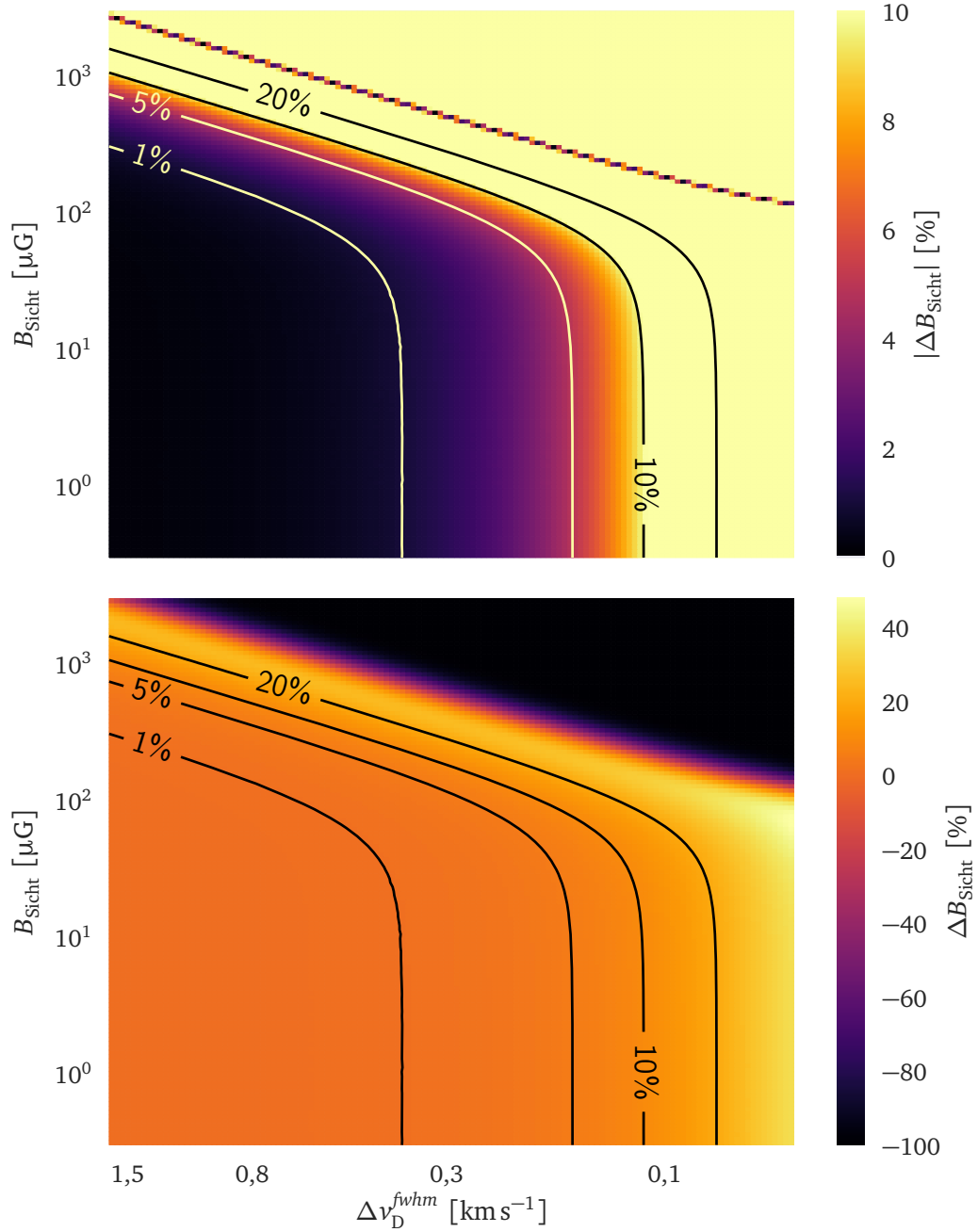


Abbildung 6.2: Relativer Fehler der Zeeman-Analyse $|\Delta B_{\text{Sicht}}|$ in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie B_{Sicht} und der Dopplerbreite der Spektrallinie $\Delta v_{\text{D}}^{\text{fwhm}}$ (Wasserstoffanzahldichte $n_{\text{H}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$). Die untere Abbildung berücksichtigt auch das Vorzeichen der Magnetfelddifferenz ΔB_{Sicht} .

im Mittel dem Zweifachen der Sichtlinienkomponente entspricht. In diesem Fall wäre der Einfluss der senkrechten Komponente relativ gering (vergleiche Abb. 6.2 mit Abb. 6.3, *oben*).

Um einen Ausdruck für den relativen Fehler der Zeeman-Analyse zu erhalten, werden die in Abb. 6.3 gezeigten Simulationen mit absoluten Magnetfeldstärken von $B = 0,5 \mu\text{G}$ bis $B = 100 \text{ mG}$ wiederholt. Außerdem wird für jede Magnetfeldstärke der Winkel zwischen Magnetfeld und Sichtlinie von $\theta = 0^\circ$ bis $\theta = 90^\circ$ variiert. An die Ergebnisse dieser Simulationen wird die folgende Funktion angepasst, welche einen linearen Verlauf in der doppelt-logarithmischen Darstellung beschreibt (siehe Konturlinien in Abb. 6.2 bei $\Delta v_D^{\text{fwhm}} > 0,1 \text{ km s}^{-1}$):

$$B_{\text{Sicht}}^2 = a \cdot \left(\Delta v_D^{\text{fwhm}} \right)^b - B_{\perp}^2. \quad (6.4)$$

Dabei ist B_{\perp} die Magnetfeldstärke senkrecht zur Sichtlinie und Δv_D^{fwhm} die Dopplerbreite der Spektrallinie. Hieraus ergibt sich wie folgt ein Ausdruck für die maximale Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie, die mit der Zeeman-Analyse mit einem relativen Fehler von maximal $|\Delta B_{\text{Sicht}}| = 10\%$ bestimmt werden kann:

$$\left(\frac{B_{\text{Sicht}}}{\text{mG}} \right)^2 \lesssim 0.4 \cdot \left(\frac{\Delta v_D^{\text{fwhm}}}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 - \left(\frac{B_{\perp}}{\text{mG}} \right)^2. \quad (6.5)$$

Dieser Ausdruck gilt ausschließlich für die $\nu_0 = 1665 \text{ MHz}$ Spektrallinie von OH. In wird Abschnitt 6.2.3 vorgestellt, wie diese Gleichung auch auf andere Spektrallinien verschiedener Gasspezies angewendet werden kann.

6.2.2 Geschwindigkeitsfeld

In den vorherigen Simulationen wurde, außer der thermischen und turbulenten Geschwindigkeit, die generelle Bewegung des Gases vernachlässigt. Änderungen der Gasbewegung entlang der Sichtlinie haben jedoch ebenfalls einen Einfluss auf die Linienform und somit auf den relativen Fehler der Zeeman-Analyse. Um diesen Einfluss zu untersuchen wird ein Modell einer kollabierenden Molekülwolke aufgesetzt (Siehe Tabelle 6.2). Die Dichteverteilung ist als eine Bonnor-Ebert Sphäre umgesetzt (EBERT 1955; BONNOR 1956; KANDORI u. a. 2005). Unter der Berücksichtigung einer konstanten Dichte im Zentrum berechnet sich die Dichteverteilung daher wie folgt:

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 \cdot R_0^{-2}, & \text{falls } r \leq R_0 \\ \rho_0 \cdot r^{-2}, & \text{falls } R_0 < r \leq R_{\text{außen}} \\ 0, & \text{falls } r > R_{\text{außen}} \end{cases}. \quad (6.6)$$

Dabei ist ρ_0 ein Skalierungsfaktor um die Gesamtmasse umzusetzen, r der radiale Abstand vom Zentrum und R_0 ein charakteristischer Radius, der die Ausdehnung des inneren Bereichs konstanter Dichte bestimmt. Bei einem äußeren Radius von $R_{\text{außen}} = 1,5 \cdot 10^4 \text{ AE}$ wird für die

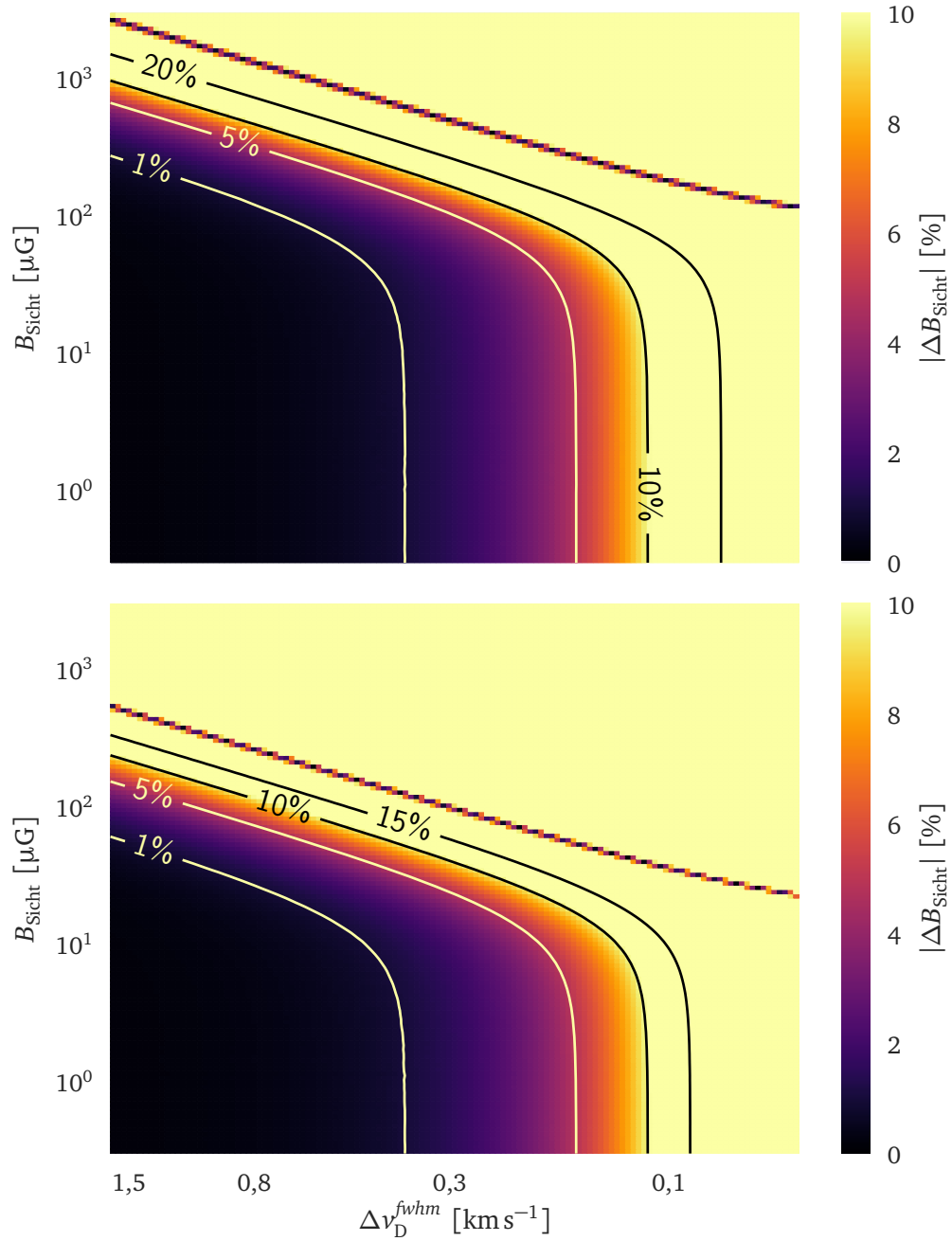


Abbildung 6.3: Relativer Fehler der Zeeman-Analyse $|\Delta B_{\text{Sicht}}|$ in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie B_{Sicht} und der Dopplerbreite $\Delta v_{\text{D}}^{\text{fwhm}}$ (Wasserstoffanzahl-dichte $n_{\text{H}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$). Die Magnetfeldstärke senkrecht zur Sichtlinie beträgt entweder das Dreifache (*oben*) oder Zehnfache (*unten*) von dem was die Komponente entlang der Sichtlinie besitzt.

Gesamtmasse des Gases $M_{\text{Gas}} = 1 M_{\odot}$ angenommen, was am unteren Ende der abgeschätzten Massen von Bok-Globulen liegt (siehe z.B. BOK 1977; LEUNG 1985; CLEMENS u. a. 1991; LAUNHARDT u. a. 2010). Die resultierenden Wasserstoffanzahldichten sind in derselben Größenordnung wie in den vorherigen Simulationen (siehe Tabellen 6.1 und 6.2). Es kann daher weiterhin angenommen werden, dass die Linienbreite der Dopplerbreite entspricht, welche in Übereinstimmung mit Beobachtungen gewählt wird (FALGARONE u. a. 2008). Das Geschwindigkeitsfeld wird als ein Kollaps mit konstanter Geschwindigkeit von $v_{\text{Gas}} = 1 \text{ km s}^{-1}$ umgesetzt ($\vec{v}_{\text{Gas}} = -v_{\text{Gas}} \cdot \vec{e}_r$). Dies ist vergleichbar mit den Geschwindigkeiten, die in anderen Studien für Molekülwolken abgeleitet wurden (CAMPBELL u. a. 2016; WILES u. a. 2016). Die Magnetfeldstärke orientiert sich an einer Abschätzung aus der Arbeit von CRUTCHER u. a. (2010b) und lässt sich wie folgt berechnen:

$$B_{\text{Sicht}} = 10 \mu\text{G} \left(\frac{n_{\text{H}}}{300 \text{ cm}^{-3}} \right)^{0,65}. \quad (6.7)$$

Dabei ist n_{H} die Wasserstoffanzahldichte und das Magnetfeld zeigt ausschließlich in Richtung des Beobachters.

In den vorherigen Abschnitten besaß das Modell der Molekülwolke keine räumliche Variation. Daher ergab sich pro Kombination der physikalischen Eigenschaften jeweils nur eine abgeschätzte Magnetfeldstärke und ein relativer Fehler der Zeeman-Analyse. Im Gegensatz dazu besitzt das Modell der kollabierenden Molekülwolke räumliche Variationen. Dementsprechend kann für jeden Pixel der spektralen Emissionskarte eine unterschiedliche Magnetfeldstärke und ein relativer Fehler der Zeeman-Analyse abgeleitet werden (siehe Abb. 6.4). Es zeigt sich deutlich, dass der relative Fehler der Zeeman-Analyse im Zentrum der Molekülwolke über 10 % steigt. Verursacht wird dies durch die Frequenzverschiebung der Spektrallinie durch die Geschwindigkeit der Gasteilchen entlang der Sichtlinie. Ändert sich diese wie auch die Magnetfeldstärke auf dem Weg zum Beobachter, so entstehen Komponenten der Spektrallinie, die unterschiedlichen Magnetfeldstärken zuzuordnen sind. Ist die Frequenzverschiebung in derselben Größenordnung wie die Linienbreite, so können die unterschiedlichen Komponenten die Linienform signifikant beeinflussen. Die Anpassung der abgeleiteten Intensität an den zirkular polarisierten Anteil führt dann zu einer falschen Magnetfeldstärke. Generell lässt sich der Einfluss der Geschwindigkeit der Gasteilchen auf den relativen Fehler der Zeeman-Analyse nur schwer abschätzen. Zu diesem Zweck müsste das Geschwindigkeitsfeld und Magnetfeld sehr genau bekannt sein oder dürfte die Geschwindigkeit der Gasteilchen die Linienbreite der beobachteten Spektrallinie nicht überschreiten. Da Molekülwolken jedoch typischerweise Geschwindigkeiten von $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ besitzen, lässt sich ein signifikanter Einfluss auf die Zeeman-Analyse nicht generell ausschließen (CAMPBELL u. a. 2016; WILES u. a. 2016).

6.2.3 Weitere Spektrallinien

Bisher bezogen sich die Ergebnisse ausschließlich auf die $\nu_0 = 1665 \text{ MHz}$ Spektrallinie von OH. Allerdings können die Ergebnisse durch die Verwendung von speziellen Koeffizienten auch auf

Tabelle 6.2: Überblick der Modellparameter, welche zur Untersuchung des Einflusses eines Geschwindigkeitsfeldes auf die Zeeman-Analyse verwendet werden.

Parameter	Formelzeichen	Wert / Wertebereich
Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie	B_{Sicht}	[60 μG ; 2000 μG]
Wasserstoffanzahldichte	n_{H}	[4 · 10 ³ cm ⁻³ ; 1 · 10 ⁵ cm ⁻³]
Dopplerbreite (<i>fwhm</i>)	$\Delta v_{\text{D}}^{\text{fwhm}}$	1,5 km s ⁻¹
Spektrale Auflösung	$\Delta \nu_{\text{Auflösung}}$	0,165 kHz (0,03 km s ⁻¹)
Gasspezies		OH
Spektrallinie	ν_0	1665 MHz
Molekülhäufigkeit	OH/H	10 ⁻⁷
Geschwindigkeit der Gasteilchen	v_{Gas}	1 km s ⁻¹
Gesamtmasse des Gases	M_{Gas}	1 M _⊙
Außenrand	$R_{\text{außen}}$	1,5 · 10 ⁴ AE
Charakteristischer Radius	R_0	10 ³ AE

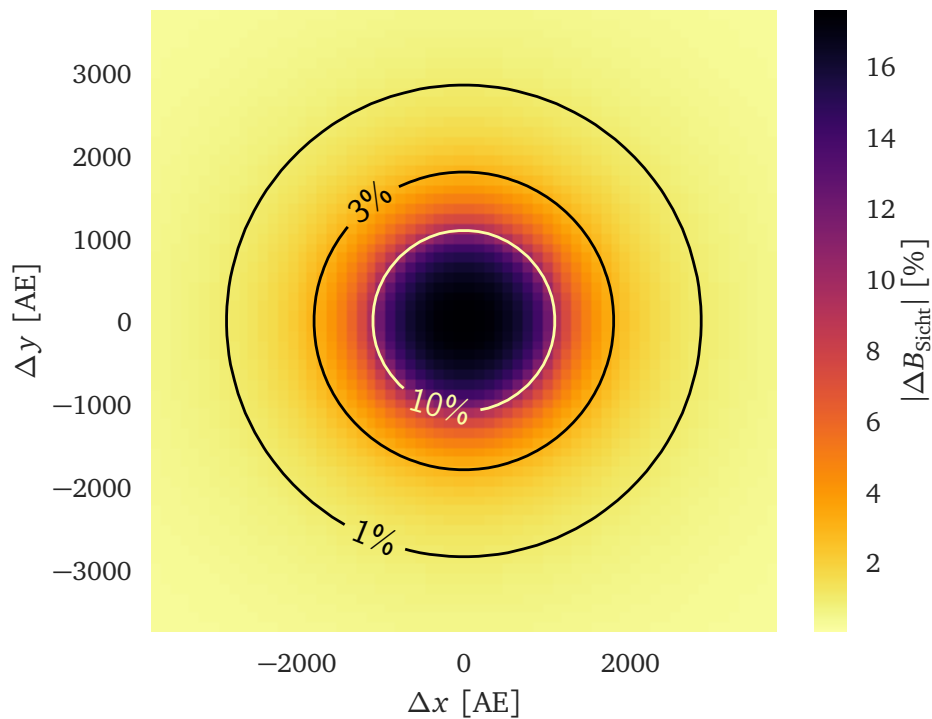


Abbildung 6.4: Relativer Fehler der Zeeman-Analyse $|\Delta B_{\text{Sicht}}|$ berechnet für jeden Pixel der simulierten spektralen Emissionskarte. Das zugrunde liegende Modell basiert auf der Dichteverteilung einer Bonnor-Ebert Sphäre und besitzt ein Geschwindigkeitsfeld, welches sich an dem einer kollabierenden Molekülwolke orientiert (für Parameter siehe Tabelle 6.2). Die Abbildung zeigt die innersten 3750 AE × 3750 AE.

andere Spektrallinien angewendet werden. Um diese Koeffizienten herleiten zu können, müssen die Unterschiede zwischen den Spektrallinien betrachtet werden. Nach Gleichung (6.1) ändert sich die Dopplerverbreiterung einer anderen Spektrallinie i der Gasspezies j im Vergleich zu OH aufgrund der unterschiedlichen molekularen Masse. Außerdem beeinflusst die Frequenz des Linienmaximums die Dopplerverbreiterung einer anderen Spektrallinie im Vergleich zu OH, da die Linienbreiten in Einheiten der Geschwindigkeit beschrieben werden. Wird beides kombiniert, so kann der folgende Ausdruck verwendet werden um die Dopplerbreite der Spektrallinie i der Gasspezies j in die der $\nu_0 = 1665$ MHz Spektrallinie von OH umzurechnen, welche in den Abb. 6.2 und 6.3 und Gleichung (6.5) vorkommt:

$$\Delta\nu_{D,1665\text{ MHz,OH}}^{fwhm} = \sqrt{a_j} b_i \Delta\nu_{D,i,j}^{fwhm} = \sqrt{\frac{17\text{ g mol}^{-1}}{m_j}} \left(\frac{\nu_{0,i}}{1665\text{ MHz}} \right) \Delta\nu_{D,i,j}^{fwhm}. \quad (6.8)$$

Dabei ist m_j die molare Masse der Gasspezies j und $\nu_{0,i}$ die Frequenz des Maximums der Spektrallinie i . Als Ergebnis von Gleichung (6.8) würden Spektrallinien mit höheren Frequenzen und Gasspezies mit geringeren Massen eine größere Linienbreite im Vergleich zur Zeeman-Aufspaltung liefern und damit zu einem geringeren relativen Fehler der Zeeman-Analyse führen. Wird jedoch Gleichung (3.6) betrachtet, so führt eine geringere Zeeman-Aufspaltung im Vergleich zur Linienbreite auch zu einer Reduzierung der zirkular polarisierten Strahlung, was eine erfolgreiche Zeeman-Beobachtung erschwert.

Neben der unterschiedlichen Dopplerverbreiterung besitzen andere Spektrallinien i und Gasspezies j üblicherweise unterschiedliche Zeeman-Aufspaltungen pro Magnetfeldstärke $\Delta\nu_z/B$. Um dies zu berücksichtigen kann die Magnetfeldstärke, welche in den Abb. 6.2 und 6.3 und Gleichung (6.5) verwendet wird, wie folgt konvertiert werden:

$$B_{1665\text{ MHz,OH}} = c_{i,j} B_{i,j}. \quad (6.9)$$

Dabei steht $c_{i,j}$ für den Konvertierungsfaktor der gewählten Spektrallinie i der Gasspezies j , welcher sich nach Gleichung (3.4) aus der folgenden Gleichung ergibt:

$$c_{i,j} = \frac{1}{1,63\text{ Hz}\mu\text{G}^{-1}} \frac{\Delta\nu_z}{B} = \frac{1}{1,63\text{ Hz}\mu\text{G}^{-1}} \frac{\mu_b}{h} (g'_{i,j} M' - g''_{i,j} M''). \quad (6.10)$$

Durch die Kombination von Gleichung (6.5) mit den Gleichungen (6.8) und (6.9) kann die maximale Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie, die durch die Zeeman-Analyse mit einem relativen Fehler von unter 10 % abgeschätzt werden kann, wie folgt bestimmt werden:

$$\left(\frac{B_{\text{Sicht}}}{\text{mG}} \right)^2 \lesssim 0.4 \cdot \left(\frac{\sqrt{a_j} b_i}{c_{i,j}} \cdot \frac{\Delta\nu_D^{fwhm}}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 - \left(\frac{B_{\perp}}{\text{mG}} \right)^2. \quad (6.11)$$

Eine Übersicht der Konvertierungsfaktoren für ausgewählte Spektrallinien und Gasspezies, die für Zeeman-Beobachtungen verwendet werden können, ist in Tabelle 6.3 dargestellt. Gleichzeitig sind in dieser Tabelle auch Linienbreiten und Magnetfeldstärken zusammengefasst,

welche sich aus den Ergebnissen von Beobachtungen ergeben. Mit diesen kann berechnet werden, bis zu welcher Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie die Zeeman-Analyse eine ausreichend hohe Genauigkeit besitzt. Im Vergleich zu den beobachteten Magnetfeldstärken zeigt sich, dass der relative Fehler der Zeeman-Analyse für die bisherigen Zeeman-Beobachtungen von Molekülwolken nur in Einzelfällen eine Rolle spielt. Selbst Spektrallinien, die bisher noch nicht für Zeeman-Beobachtungen verwendet wurden, sollten nur kaum durch den relativen Fehler der Zeeman-Analyse beeinflusst werden, sofern es sich um Beobachtungen von typischen Molekülwolken handelt.

Tabelle 6.3: Konvertierungsfaktoren und Anwendbarkeit der Zeeman-Analyse für unterschiedliche Spektrallinien und Gasspezies. Der Konvertierungsfaktor $\frac{\sqrt{ab}}{c}$ und die maximale Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie, die mit der Zeeman-Analyse sinnvoll abgeleitet werden kann, sind mit Gleichungen (6.8), (6.10) und (6.11) berechnet worden. Die Werte für die Linienbreite und der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie wurden verschiedenen Beobachtungen entnommen (siehe Quellen).

Gasspezies	ν_0 [MHz]	$\frac{\sqrt{ab}}{c}$	$\Delta\nu$ [km s ⁻¹]	B_{Sicht} [μG]	Verwendbar bis B_{Sicht} [μG]
OH ^{1,3}	1665,4	1	~[0,5; 15]	~[10; 3100]	<300
OH ^{1,3}	1667,3	~1,7	~[0,5; 15]	~[10; 3100]	<500
CN ²	113 144,3	~100	~[1; 4]	~[10; 1100]	<60 000
CN ²	113 170,9	~680	~[1; 4]	~[10; 1100]	<430 000
CN ²	113 191,3	~340	~[1; 4]	~[10; 1100]	<220 000
CN ²	113 488,4	~100	~[1; 4]	~[10; 1100]	<60 000
CN ²	113 491,2	~380	~[1; 4]	~[10; 1100]	<240 000
CN ²	113 499,7	~340	~[1; 4]	~[10; 1100]	<220 000
CN ²	113 509,1	~130	~[1; 4]	~[10; 1100]	<80 000
SO ^{1,4}	99 299,9	~110	~[2; 20]	~[20 000; 140 000]	<2 000 000
SO ¹	138 178,6	~200	–	–	–
SO ¹	158 971,8	~180	–	–	–
SO ¹	219 949,9	~510	–	–	–
SO ¹	236 452,3	~160	–	–	–

Quellen. ¹BEL & LEROY (1989), ²FALGARONE u. a. (2008), ³CRUTCHER (1999), ⁴CLARK u. a. (1978)

Um die Gültigkeit der Konvertierungsfaktoren zu überprüfen, wird eine Simulation der $\nu_0 = 99,3$ GHz Spektrallinie von SO durchgeführt. Die benötigten Parameter der Zeeman-Aufspaltung von SO werden den Arbeiten von CLARK & JOHNSON (1974), BEL & LEROY (1989) und LARSSON u. a. (2014) entnommen. Für das Modell wird dieselbe Molekülwolke wie in Abschnitt 6.2.1 verwendet. Die verwendeten Parameter sind dementsprechend in Tabelle 6.1 dargestellt. Beim Vergleich zwischen den Abb. 6.2 und 6.5 zeigt sich deutlich, dass mit SO die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie bei gleichem relativen Fehler der Zeeman-Analyse um den Faktor 100 größer sein kann. Dieses Ergebnis entspricht dem, was nach Tabelle 6.3 von

dem Konvertierungsfaktor der $\nu_0 = 99,3$ GHz Spektrallinie von SO zu erwarten ist.

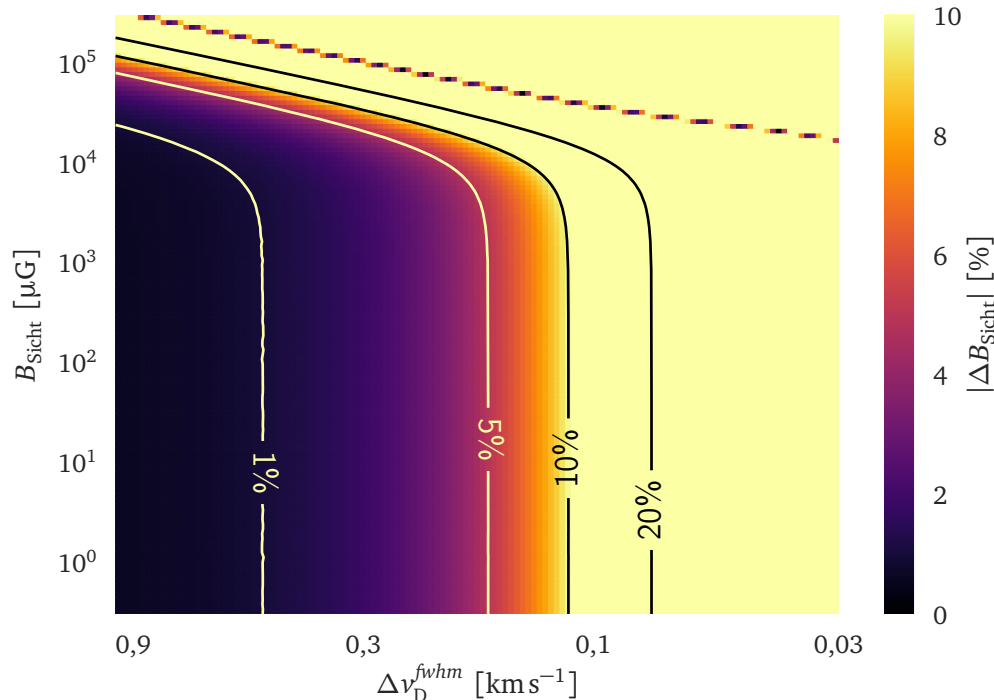


Abbildung 6.5: Relativer Fehler der Zeeman-Analyse $|\Delta B_{\text{Sicht}}|$ in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie B_{Sicht} und der Dopplerbreite $\Delta v_{\text{D}}^{\text{fwhm}}$ (Wasserstoffanzahl-dichte $n_{\text{H}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$). Die Simulationen wurden mit der $\nu_0 = 99,3$ GHz Spektrallinie von SO durchgeführt.

6.3 Fazit

Die Beobachtung der Zeeman-Aufspaltung von Spektrallinien stellt eine etablierte Methode zur Untersuchung von Magnetfeldern in Sternentstehungsregionen bzw. Molekülwolken dar. Um herauszufinden, unter welchen Umständen die Zeeman-Analyse für diese Art von Beobachtungen verwendet werden kann, wurden diverse Strahlungstransportsimulationen einer Molekülwolke mit unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften durchgeführt. Aus diesen Simulationen ergaben sich die folgenden Ergebnisse:

1. Für OH sinnvoll verwendbar

Beobachtungen des Zeeman-Effektes von OH in typischen Molekülwolken werden nicht signifikant von dem relativen Fehler der Zeeman-Analyse beeinträchtigt. Einzelne Zeeman-Beobachtungen ergaben jedoch eine Magnetfeldstärke von $B_{\text{Sicht}} > 300 \mu\text{G}$, was zu einem relativen Fehler der Zeeman-Analyse von mehr als 10 % führen kann.

2. Anwendbar auf andere Gasspezies

Neben OH existieren auch andere Gasspezies, welche sich für Zeeman-Beobachtungen eignen (z.B. CN, HI, C₂H, SO, C₂S, C₄H, CH). Außerdem wurden Gleichungen bzw. Kon-

vertiefungsfaktoren hergeleitet, um die bisherigen Ergebnisse auch auf andere Spektrallinien verschiedener Gasspezies anwenden zu können. Beim Anwenden dieser Gleichungen auf die Spektrallinien von CN ergibt sich, dass Zeeman-Beobachtungen von CN ebenfalls nicht signifikant von dem relativen Fehler der Zeeman-Analyse beeinträchtigt werden.

3. **Unabhängig von der Dichte**

Im Rahmen typischer Bedingungen in Molekülwolken besitzt die Dichte des Gases nahezu keine Auswirkung auf den relativen Fehler der Zeeman-Analyse.

4. **Einfluss des Geschwindigkeitsfeldes**

Besitzen die Geschwindigkeit der Gasteilchen sowie die Magnetfeldstärke signifikante Variationen ihrer Komponente entlang der Sichtlinie, so erhöht dies den relativen Fehler der Zeeman-Analyse. Die Geschwindigkeiten der Gasteilchen sind in Molekülwolken zu hoch, als dass ein Einfluss auf den relativen Fehler der Zeeman-Analyse generell ausgeschlossen werden kann.

KAPITEL 7

Zeeman-Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben

Die im Folgenden vorgestellte Studie basiert auf der wissenschaftlichen Arbeit BRAUER u. a. (2017a), welche im Fachmagazin Astronomy & Astrophysics veröffentlicht wurde. Sofern nicht anders angegeben wurden die Abbildungen dieses Kapitels der genannten Veröffentlichung mit Erlaubnis des Fachmagazins entnommen.

Eine grundlegende Herausforderung von Zeeman-Beobachtungen liegt in der hinreichenden spektralen Auflösung und Intensitätsauflösung des Strahlungsflusses einer Spektrallinie sowie ihres zirkular polarisierten Anteils. Zusätzlich wird die Abschätzung der Magnetfeldstärke mit der Zeeman-Analyse noch von verschiedenen physikalischen Eigenschaften des zu beobachtenden Objektes beeinflusst (siehe Kapitel 6). Diese sind die Dichte, Temperatur und Bewegung der Gasteilchen sowie die Struktur und Stärke des Magnetfeldes. Selbst mit der Sensitivität heutiger Großteleskope ist es nicht möglich, den zirkular polarisierten Strahlungsfluss beliebiger Objekte zu detektieren (siehe z.B. DEWDNE u. a. 2015; ALMA OT TEAM 2016; ALMA PARTNERSHIP u. a. 2016). Aus diesem Grund wurden bisherige Zeeman-Beobachtungen auch überwiegend nur für großskalige und massereiche Objekte wie Molekülwolken durchgeführt (siehe z.B. CRUTCHER 2012). Es ist jedoch zu erwarten, dass Zeeman-Beobachtungen auch für kleinskalige Objekte wie zirkumstellare Scheiben weitreichende Einblicke in die Struktur und Stärke des Magnetfeldes bieten können. Nebenbei wären diese Beobachtungen komplementär zu der Beobachtung von polarisierter Strahlung von nicht-sphärischen ausgerichteten Staubkörnern, welche bereits für zirkumstellare Scheiben durchgeführt wurden (siehe z.B. LI u. a. 2016). In dieser Studie wird daher untersucht, ob eine erfolgreiche Zeeman-Beobachtung von zirkumstellaren Scheiben durchgeführt werden kann und welche Voraussetzungen dafür erfüllt sein müssen. Außerdem wird überprüft wie diese Voraussetzungen von verschiedenen Parametern wie der Dichteverteilung, dem Geschwindigkeitsfeld, der Magnetfeldstärke und der Inklination der Scheibe abhängen. Um dieses Ziel zu erreichen, werden Strahlungstransportsimulationen mit dem Programm *POLARIS* durchgeführt, welche die Zeeman-Aufspaltung der Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz berücksichtigen (siehe Kapitel 4 und Abschnitt 3.2.4).

In Strahlungstransportsimulationen von zirkumstellaren Scheiben, werden in den meisten Modellen ein einzelner Stern im Zentrum als Strahlungsquelle und Gravitationspotential angenommen (siehe z.B. MADLENER u. a. 2012; GRÄFE u. a. 2013). Es zeigt sich jedoch, dass ein signifikanter Anteil an Sternen in Mehrfachsystemen, bevorzugt als Doppelstern, entsteht (DUQUENNOY & MAYOR 1991; KRAUS & HILLENBRAND 2009; WURSTER u. a. 2017). So besitzt zum Beispiel das Doppelsternsystem V4046 Sgr eine zirkumstellare Scheibe mit einem Ring

bei $r \sim 37 \text{ AE}$, welcher den Großteil der Scheibenmasse beherbergt (ROSENFELD u. a. 2013). Für das System HH 30 ist dagegen ein Scheibeninnenrand bei $r \sim 37 \text{ AE}$ ein Hinweis auf die Existenz eines Doppelsterns (GUILLOTEAU u. a. 2008). Des Weiteren existiert mit GG Tau auch ein komplexes Mehrfachsystemen mit mindestens vier stellaren Komponenten (MCCABE u. a. 2002). Um diese Systeme ebenfalls zu berücksichtigen, werden in dieser Studie zirkumstellare Scheiben um einen einzelnen Stern wie auch Scheiben um einen Doppelstern simuliert. Für die Durchführung dieser Simulationen werden detaillierte Modelle benötigt, welche im Folgenden Abschnitt vorgestellt werden. In Abschnitt 7.2 folgt die Darstellung und Diskussion der Ergebnisse, welche abschließend in Abschnitt 7.3 zusammengefasst werden.

7.1 Modell

Die Beschreibung der Modelle beginnt in Abschnitt 7.1.1 mit der zirkumstellaren Scheibe um einen einzelnen Stern. Darauf folgt in Abschnitt 7.1.2 die Beschreibung der zirkumbinären Scheibe um einen Doppelstern. Abschließend werden die physikalischen Eigenschaften des Gases und der Staubkörner beschrieben, welche für beide Scheibenmodelle verwendet werden (siehe Abschnitte 7.1.3 und 7.1.4).

7.1.1 Zirkumstellare Scheibe

Für die Dichteverteilung der zirkumstellaren Scheibe wird, ähnlich zu der Arbeit von HAYASHI (1981), ein radialer Verlauf angenommen, welcher auf dem Konzept der minimalen Masse des Sonnenebels (engl. *minimum mass solar nebular*) basiert. Um den vertikalen Verlauf zu beschreiben, wird ein hydrostatisches Gleichgewicht angenommen (SHAKURA & SUNYAEV 1973). Die verwendete Dichteverteilung ergibt sich dann wie folgt aus der Kombination beider Verläufe:

$$\rho_{\text{Scheibe}} = \rho_0 \left(\frac{R_{\text{Ref}}}{\bar{\omega}} \right)^a \exp \left(-\frac{1}{2} \left[\frac{z}{H(\bar{\omega})} \right]^2 \right). \quad (7.1)$$

Dabei beschreibt $\bar{\omega}$ den radialen Abstand zum Zentralstern in der Mittelebene, z die Distanz zur Mittelebene der Scheibe, R_{Ref} den Referenzradius und $h(\bar{\omega})$ die Skalenhöhe der Scheibe. Die Dichte ρ_0 berechnet sich aus der Gesamtgasmasse der Scheibe. Die Skalenhöhe hängt wie folgt von $\bar{\omega}$ ab:

$$H(\bar{\omega}) = h_0 \left(\frac{\bar{\omega}}{R_{\text{Ref}}} \right)^b. \quad (7.2)$$

Die Parameter a und b bestimmen das radiale Dichteprofile bzw. die Aufweitung der Scheibe. Die Ausdehnung der Scheibe wird durch einen inneren Scheibenrand R_{innen} und einen äußeren Scheibenrand $R_{\text{außen}}$ festgesetzt. Für das Modell der zirkumstellaren Scheibe wird eine Gesamtgasmasse von $M_{\text{Scheibe}} = 10^{-2} M_{\odot}$ verwendet, welche typisch für junge stellare Objekte der Klasse II ist (ANDREWS & WILLIAMS 2005; ROBITAILLE u. a. 2007). Weiterhin wird angenommen, dass der Abstand zwischen Beobachter und zirkumstellarer Scheibe $d = 100 \text{ pc}$

Tabelle 7.1: Überblick der Parameter, die für das Modell der zirkumstellaren Scheibe verwendet werden.

Parameter	Formelzeichen	Wert / Wertebereich
<i>Zentralstern</i>		
Effektive Temperatur	T_{Stern}	6000 K
Radius	R_{Stern}	$2 R_{\odot}$
Masse	M_{Stern}	$0,7 M_{\odot}$
<i>Scheibenmodell</i>		
Distanz zum Stern / zur Scheibe	d	100 pc
Scheibeninnenrand	R_{innen}	0,1 AE
Scheibenaußenrand	$R_{\text{außen}}$	300 AE
Skalenhöhe	h_0	10 AE
Charakteristischer Radius	R_{Ref}	100 AE
Radialer Dichteabfall	a	2,625
Scheibenaufweitung	b	1,125
Zellen in r -Richtung	n_r	100
Schrittweitenfaktor entlang r	sf	1,05
Zellen in θ -Richtung	n_{θ}	91
Zellen in φ -Richtung	n_{φ}	180
Inklination	i	90°
<i>Gas (CN)</i>		
Spektrallinien	ν_1	113,144 GHz
	ν_2	113,170 GHz
Molekülhäufigkeit	CN/H	$4 \cdot 10^{-9}$
Spektrale Auflösung	$\Delta\nu_{\text{Auflösung}}$	60 kHz (160 m s^{-1})
Turbulente Geschwindigkeit	$\nu_{\text{Turbulenz}}$	100 m s^{-1}
Gesamtmasse des Gases	M_{Gas}	$10^{-2} M_{\odot}$
Massenverhältnis von Gas zu Staub	$M_{\text{Gas}} : M_{\text{Staub}}$	100 : 1
<i>Staub</i>		
Kleinster Staubkornradius	a_{min}	5 nm
Größter Staubkornradius	a_{max}	$2 \mu\text{m}$
<i>Magnetfeld</i>		
Am Scheibeninnenrand	$B_{\text{innen}}(z = H)$	10 G
Am Scheibenaußenrand	$B_{\text{außen}}(z = H)$	1 mG

beträgt. Innerhalb dieser Entfernung befinden sich zwar nur wenige zirkumstellare Scheiben, jedoch ist ihre emittierte Strahlung höher als die von weiter entfernten Objekten (siehe z.B. CQ Tau, MIROSHNICHENKO u. a. 1999; PDS 66, SILVERSTONE u. a. 2006; Hen 3-600A, ANDREWS u. a. 2010; TW Hya, ANDREWS u. a. 2016). Des Weiteren lassen sich zirkumstellare Scheiben mit unterschiedlichen Entfernungen leicht durch eine Veränderung des Strahlungsflusses berücksichtigen ($I \propto d^{-2}$). Der Einfluss der physikalischen Eigenschaften sollte jedoch unabhängig von der Entfernung der Scheibe sein. Eine Übersicht aller Scheibenparameter ist in Tabelle 7.1 dargestellt.

Zentralstern

Im Zentrum des Modells der zirkumstellaren Scheibe befindet sich ein Vorhauptreihenstern. Dieser Stern wird durch seine effektive Temperatur von $T_{\text{Stern}} = 6000 \text{ K}$ und seinen Radius von $R_{\text{Stern}} = 2 R_{\odot}$ charakterisiert. Er bildet die primäre Strahlungsquelle der Scheibe und ist für deren Heizung verantwortlich (siehe Abschnitt 7.1.4).

Magnetfeld

Beobachtungen und MHD Simulationen von jungen zirkumstellaren Scheiben zeigen, dass deren Magnetfelder hauptsächlich aus einer toroidalen Komponente bestehen (siehe z.B. FLOCK u. a. 2012; SEGURA-COX u. a. 2015; BERTRANG u. a. 2017). Daher wird für das Modell der zirkumstellaren Scheibe ein Magnetfeld angenommen, das ausschließlich aus einer toroidalen Komponente besteht. Magnetfelder mit einer vertikalen Komponente oder Variationen in ihrer Umlaufrichtung wären zwar realistischer, jedoch würden dafür zusätzliche freie Parameter benötigt (siehe z.B. GRESSEL u. a. 2015). Des Weiteren wird der Einfluss dieser Komponenten im Rahmen der zirkumbinären Scheibe basierend auf einer MHD Simulation untersucht (siehe Abschnitt 7.2.9). Die Struktur und Stärke des Magnetfeldes in der zirkumstellaren Scheibe hängt wie folgt von der Gasdichte ab und reproduziert denselben radialen Verlauf, wie er in Abbildung 4 aus der Arbeit von DUDOROV & KHAIBRAKHMANOV (2014) zu sehen ist:

$$\vec{B}(\rho_{\text{Scheibe}}) = B_0 \left(\frac{\rho_{\text{Scheibe}}}{\rho_0} \right)^{\alpha} \vec{e}_{\varphi}, \quad \alpha = 0,44 \quad (7.3)$$

Dabei sind B_0 und ρ_0 Normalisierungsfaktoren, welche die Magnetfeldstärke an den Rändern der zirkumstellaren Scheibe festlegen, \vec{e}_{φ} ist der Einheitsvektor in azimuthaler Richtung und ρ_{Scheibe} ist die Gasdichte, wie sie in Gleichung (7.1) beschrieben ist. Um konsistent mit der Arbeit von DUDOROV & KHAIBRAKHMANOV (2014) zu sein, wird die Magnetfeldstärke am Innen- und Außenrand der Scheibe bei einer vertikalen Distanz zur Mittelebene, die der Skalenhöhe entspricht, festgelegt (siehe Tabelle 7.1 und Gleichung (7.2)). Zur Veranschaulichung zeigt Abb. 7.1 die Magnetfeldstärke in der Mittelebene (*oben*) und als vertikalen Schnitt durch die Scheibe (*unten*). Der Exponent α in Gleichung (7.3) unterscheidet sich von dem, welcher für Molekülwolken abgeleitet wurde ($\alpha \sim 2/3$; MESTEL 1966; CRUTCHER u. a. 2010b). Für zirkumstellare Scheiben würde ein Exponent, der sich deutlich von $\alpha = 0,44$ unterscheidet, zu

einem Magnetfeld führen, welches an den Scheibenrändern entweder nicht mehr konsistent mit dem Zentralstern oder dem interstellaren Medium wäre.

Geschwindigkeitsfeld

Es wird angenommen, dass sich die Gasteilchen in zirkumstellaren Scheiben auf Keplerbahnen um ihren Zentralstern bewegen (GUILLOTEAU & DUTREY 1998). Die Bahngeschwindigkeit hängt vom radialen Abstand zum Zentralstern in der Mittelebene $\bar{\omega}$ ab. Für eine kreisrunde zirkumstellare Scheibe (Exzentrizität $\varepsilon \sim 0$) kann diese wie folgt berechnet werden:

$$\vec{v} = \sqrt{\frac{GM_{\text{Stern}}}{\bar{\omega}}} \vec{e}_{\varphi}. \quad (7.4)$$

Dabei ist G die Gravitationskonstante und M_{Stern} die Masse des Zentralsterns ($M_{\text{Stern}} = 0,7 M_{\odot}$). Neben dieser globalen Geschwindigkeit wird für die Bewegung der Gasteilchen aufgrund von turbulenten Strömungen eine Geschwindigkeit von $v_{\text{Turb}} = 100 \text{ m s}^{-1}$ angenommen, was konsistent mit Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben ist (PIÉTU u. a. 2007; CHAPILLON u. a. 2012). Diese turbulente Geschwindigkeit beeinflusst nach Gleichung (3.23) die Breite der Spektrallinien.

7.1.2 Zirkumbinäre Scheibe

Das Modell der zirkumbinären Scheibe basiert auf einer Momentaufnahme einer 3D nicht-idealen MHD Simulation, die von Mario Flock angefertigt wurde. Der numerische und physikalische Aufbau basiert dabei auf einem Scheibenmodell, welches in der Arbeit von FLOCK u. a. (2015) beschrieben ist (siehe Modell D2G_e-2 in Abschnitt 2 und Abbildung 7). Im Zentrum der zirkumbinären Scheibe rotieren zwei Sterne um den gemeinsamen Massenschwerpunkt mit einer großen Halbachse von $a_{\text{Stern}} = 5 \text{ AE}$ und konstanter Rotationsfrequenz von $\Omega = \sqrt{GM_c/(5 \text{ AE})}$, wobei $M_c = 0,5 M_{\odot} + 0,5 M_{\odot}$ ist. Beide Sterne sind entgegengesetzt zueinander orientiert, was bedeutet, dass ihr Abstand in der φ -Ebene 180° beträgt. Die MHD Simulation wird solange durchgeführt, bis sich ein Gleichgewichtszustand einstellt und dementsprechend eine verwendbare Momentaufnahme entnommen werden kann. Problematisch wirkt sich dabei das Potenzial des Doppelsterns aus, welches durchgehend die zirkumbinäre Scheibe stört. Das Magnetfeld hat jedoch eine stabilisierende Wirkung auf diesen Effekt. Daher kann die Momentaufnahme nach einer Zeitentwicklung von 150 inneren Orbits für das zirkumbinäre Scheibenmodell verwendet werden. Diese Momentaufnahme beinhaltet die notwendige Verteilung der physikalischen Eigenschaften wie Gasdichte, Magnetfeldstärke und Geschwindigkeitsfeld. Eine Zusammenfassung der Parameter der zirkumbinären Scheibe ist in Tabelle 7.2 dargestellt.

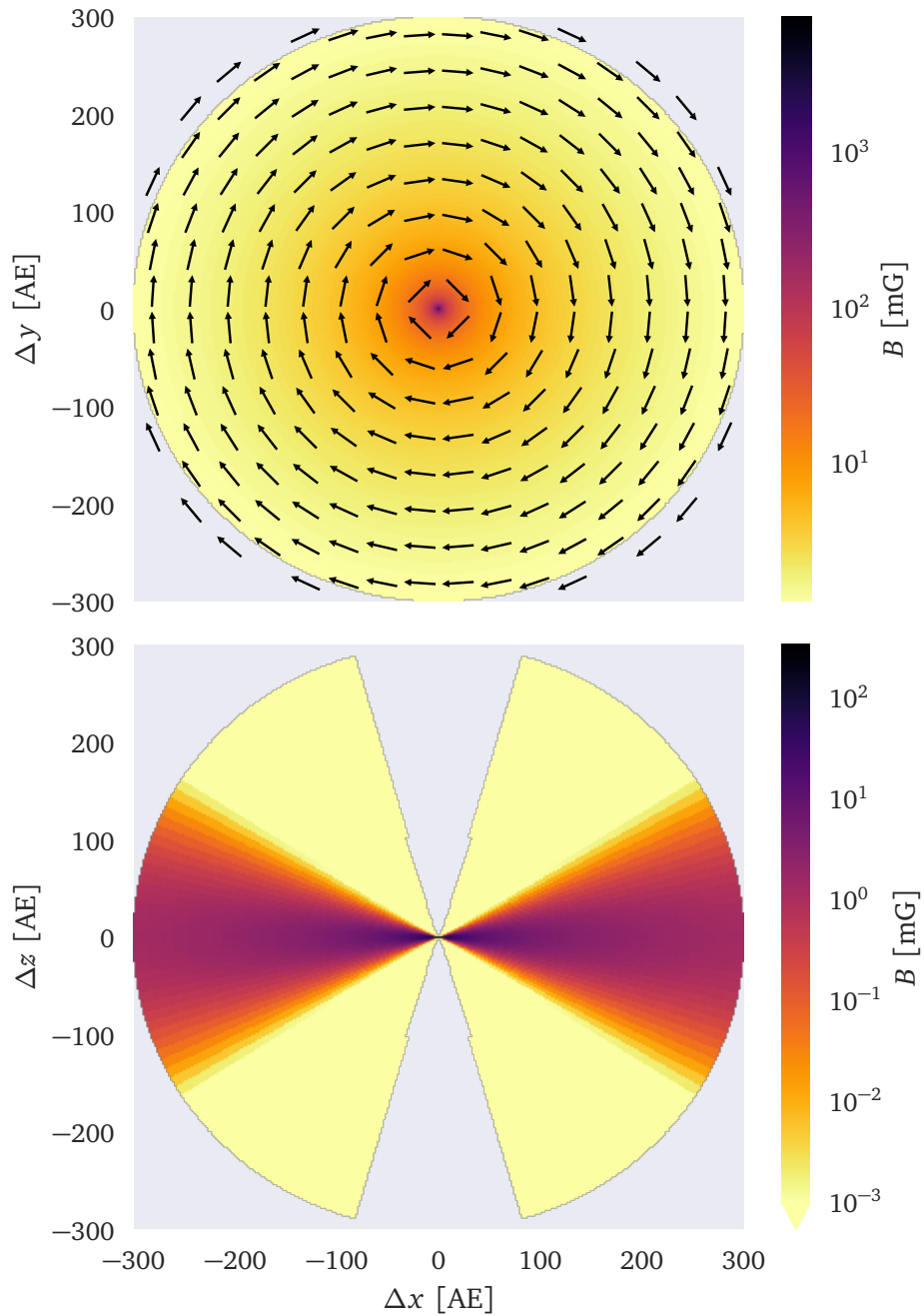


Abbildung 7.1: Magnetfeldstärke in der Scheibenmittelebene (*oben*) und als vertikaler Schnitt durch die Scheibe (*unten*). Die Pfeile geben die Richtung aber nicht die Stärke des Magnetfeldes an.

Tabelle 7.2: Überblick der Parameter, die für das Modell der zirkumbinären Scheibe verwendet werden.

Parameter	Formelzeichen	Wert / Wertebereich
<i>Binärsterne (identisch)</i>		
Effektive Temperatur	T_{Stern}	4500 K
Radius	R_{Stern}	0,41 R_{\odot}
Masse	M_{Stern}	0,5 M_{\odot}
Große Halbachse	a_{Stern}	5 AE
<i>Scheibenmodell</i>		
Distanz zum Stern / zur Scheibe	d	100 pc
Scheibeninnenrand	R_{innen}	20 AE
Scheibenaußenrand	$R_{\text{außen}}$	100 AE
Zellen in r -Richtung	n_r	256
Schrittweitenfaktor entlang r	sf	1,006
Zellen in θ -Richtung	n_{θ}	562
Zellen in φ -Richtung	n_{φ}	512
Inklination	i	90°
<i>Gas (CN)</i>		
Spektrallinien	ν_1	113,144 GHz
	ν_2	113,170 GHz
Molekülhäufigkeit	CN/H	$4 \cdot 10^{-9}$
Spektrale Auflösung	$\Delta\nu_{\text{Auflösung}}$	60 kHz (160 m s^{-1})
Turbulente Geschwindigkeit	$\nu_{\text{Turbulenz}}$	100 m s^{-1}
Gesamtmasse des Gases	M_{Gas}	$10^{-2} M_{\odot}$
Massenverhältnis von Gas zu Staub	$M_{\text{Gas}} : M_{\text{Staub}}$	100 : 1
<i>Staub</i>		
Kleinster Staubkornradius	a_{min}	5 nm
Größter Staubkornradius	a_{max}	2 μm

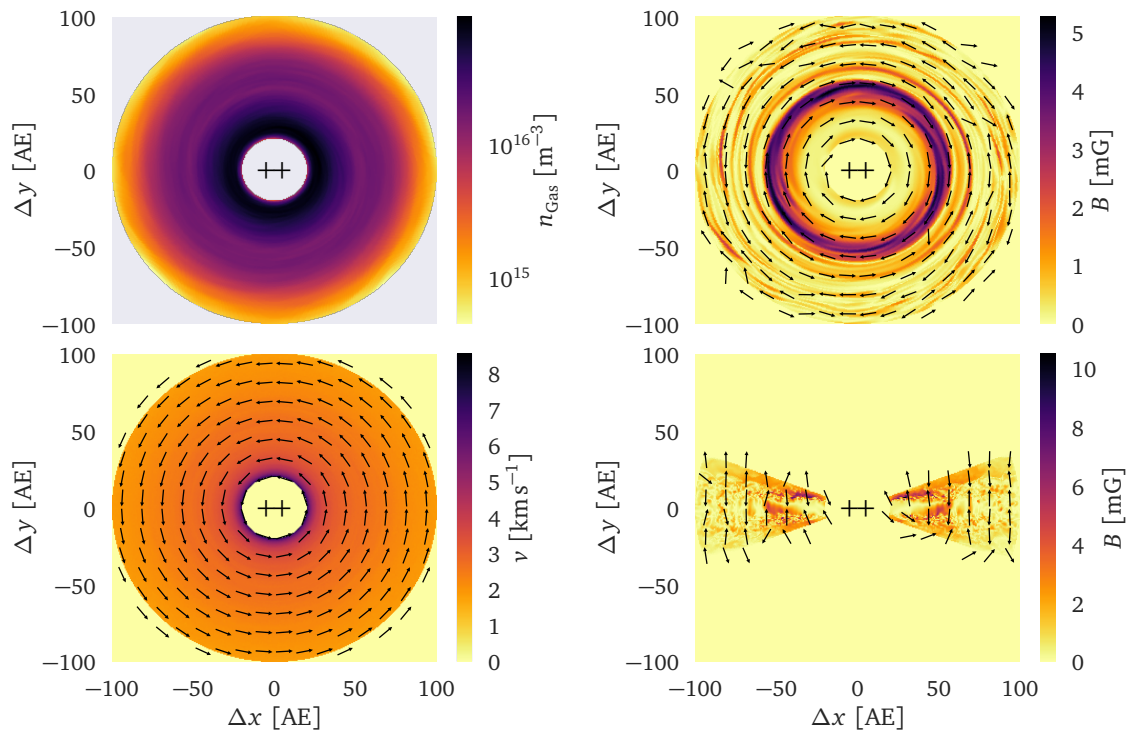


Abbildung 7.2: Anzahldichte des Gases (*oben links*), Magnetfeldstärke (*oben rechts*) und Geschwindigkeitsfeld (*unten links*) in der Scheibenmittelebene, wie auch die Magnetfeldstärke als vertikaler Schnitt durch die Scheibe (*unten rechts*). Die Pfeile geben die Richtung aber nicht die Stärke der zugehörigen physikalischen Größen an. Die schwarzen +-Zeichen markieren die Positionen der beiden Sterne.

7.1.3 Gas

Für die Simulation des Zeeman-Effektes werden zwei Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz berücksichtigt, die ein sehr unterschiedliches Verhalten aufweisen ($\nu_1 = 113,144$ GHz und $\nu_2 = 113,170$ GHz; siehe Abschnitt 3.2.4). Die Spektrallinie bei ν_1 besitzt im Vergleich zu den anderen Linien eine der höchsten relativen Intensitäten und die größte Zeeman-Aufspaltung im Bezug zur Magnetfeldstärke (siehe Tabelle 3.1). Im Gegensatz dazu besitzt die Spektrallinie bei ν_2 die geringste Zeeman-Aufspaltung. Basierend auf den Ergebnissen aus Kapitel 6 können mit dieser Spektrallinie auch große Magnetfeldstärken verlässlich mit der Zeeman-Analyse abgeschätzt werden. Aufgrund der geringen Zeeman-Aufspaltung benötigt diese Spektrallinie auch die höchste Sensitivität, um das Polarisationsignal bei einer Beobachtung detektieren zu können.

Für die Berechnung der Besetzung der Energieniveaus wird das lokale thermodynamische Gleichgewicht (LTE) angenommen (siehe Abschnitt 3.2.3). Insbesondere wird angenommen, dass sich der Staub und das Gas im thermischen Gleichgewicht befinden, während der Staub ebenfalls mit dem umgebenden Strahlungsfeld im thermischen Gleichgewicht ist ($T_{\text{Gas}} = T_{\text{Staub}}$).

Für die Berechnung der Besetzungszahlen der Energieniveaus eignen sich in zirkumstellaren Scheiben auch Ansätze, welche kein lokales thermodynamisches Gleichgewicht voraussetzen (z.B. LVG; siehe Abschnitt 3.2.3). Jedoch werden für diese Berechnungen auch Informationen über die Kollisionsraten der berücksichtigten Moleküle benötigt. Diese liegen allerdings für CN bisher noch nicht in geeigneter Form vor. Des Weiteren wurde in der Arbeit von OBER u. a. (2015) für den $\text{HCO}^+(4-3)$ Übergang gezeigt, dass sich die Strahlungsflüsse für LTE und nicht-LTE Berechnungen ungefähr um den Faktor zwei unterscheiden. Aus diesem Grund wird erwartet, dass die resultierenden Unterschiede in der Berechnung der Besetzungszahlen vernachlässigbar gegenüber den Ungenauigkeiten der physikalischen Eigenschaften von zirkumstellaren Scheiben sind.

Die Molekülhäufigkeit von CN zu Wasserstoff orientiert sich an dem, was bisher aus Beobachtungen abgeleitet werden konnte (FALGARONE u. a. 2008). Außerdem werden die Geschwindigkeitskanäle mit einer spektralen Auflösung simuliert, die mit heutigen Radioteleskopen wie dem Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) erreicht werden kann (ALMA PARTNERSHIP u. a. 2016).

7.1.4 Staub

Wie in Kapitel 4 beschrieben, berücksichtigt das Strahlungstransportprogramm *POLARIS* die thermische Emission von Staubkörnern wie auch die Emission von Spektrallinien. In dieser Studie werden die Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz simuliert, was einer Wellenlänge von $\lambda_0 \sim 2650 \mu\text{m}$ entspricht. Simulationen zeigen, dass bei dieser Wellenlänge die thermische Emission der Staubkörner gegenüber der Linienstrahlung vernachlässigt werden kann. Dennoch wird eine Beschreibung der Staubkörner benötigt, um die Temperaturverteilung der zirkumstellaren Scheibe zu berechnen.

Für den Staub werden kompakte, homogene und sphärische Staubkörner angenommen, welche zu 62,5 % aus astronomischen Silikat und zu 37,5 % aus Graphit bestehen (sogenannter MRN-Staub, MATHIS u. a. 1977). Ihre optischen Eigenschaften werden dabei den Arbeiten von DRAINE & LEE (1984) und WEINGARTNER & DRAINE (2001) entnommen. Für die Größenverteilung der Staubkörner wird der folgende Ausdruck verwendet:

$$dn(a) \propto a^{-3,5} da, \quad a_{\min} < a < a_{\max}. \quad (7.5)$$

Dabei beschreibt $n(a)$ die Anzahl der Staubkörner mit einem bestimmten Staubkornradius a . Für den kleinsten und größten Staubkornradius werden typische Werte des interstellaren Mediums verwendet (siehe Tabellen 7.1 und 7.2; MATHIS u. a. 1977). Staubkornwachstum und die Anhäufung von großen Staubkörnern in der Scheibenmittelebene werden nicht berücksichtigt, da ihr erwarteter Einfluss auf die Temperaturverteilung gering im Vergleich zu den Ungenauigkeiten der anderen Eigenschaften von zirkumstellaren Scheiben ist.

7.2 Ergebnisse

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Strahlungstransportsimulationen mit *POLARIS* vorgestellt und im Rahmen der Fragestellung diskutiert. Zu Beginn wird untersucht, ob Zeeman-Beobachtungen von Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz verwendet werden können um die Struktur und Stärke des Magnetfeldes in zirkumstellaren Scheiben zu untersuchen (siehe Abschnitte 7.2.1 und 7.2.2). Darauf folgend wird analysiert welchen Einfluss ausgewählte Scheibenparameter auf eine erfolgreiche Durchführung von Zeeman-Beobachtungen haben (siehe Abschnitte 7.2.3 bis 7.2.6). Nach diesen Abschnitten wird untersucht, ob Scheibenregionen, die eine veränderte Magnetfeldstärke aufweisen (z.B. *tote Zonen*), mit Zeeman-Beobachtungen erkannt werden können (siehe Abschnitt 7.2.7). Anschließend wird diskutiert, welchen Einfluss die Wahl der beobachteten Spektrallinie und Gasspezies auf das Potenzial von Zeeman-Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben hat (siehe Abschnitt 7.2.8). Zum Abschluss werden die Simulationen, die auf dem Modell der zirkumbinären Scheibe basieren, analysiert und mit denen der zirkumstellaren Scheibe verglichen (siehe Abschnitt 7.2.9).

7.2.1 Ideale Beobachtungen

Begonnen wird mit der Analyse von idealen Beobachtungen. Dies bedeutet, dass jegliche Einschränkungen einer limitierten räumlichen und spektralen Auflösung von momentan im Einsatz befindlichen Großteleskopen vernachlässigt wird. Wie in Abschnitt 7.1.3 beschrieben, wird der Strahlungstransport für die zwei Spektrallinien von CN bei $\nu_1 = 113,144$ GHz und $\nu_2 = 113,170$ GHz auf Basis des Modells einer zirkumstellaren Scheibe durchgeführt. Aus den simulierten Emissionskarten wird dann für jeden Pixel mit der Zeeman-Analyse die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie abgeleitet. Wie in Abb. 7.3 (*oben* und *unten*) dargestellt, gibt die abgeleitete Magnetfeldstärke deutlich das toroidale Magnetfeld der zirkumstellaren Scheibe wieder. Zusätzlich ist die abgeleitete Magnetfeldstärke vergleichbar mit der Feldstärke, die sich direkt aus dem Modell ergibt (siehe Gleichung (6.2) und Abb. 7.3, *mittig*). Wie in Abb. 7.3 (*rechts*) gezeigt, kann die Magnetfeldstärke im innersten Bereich der Scheibe nicht reproduziert werden. Dies wird durch die sehr hohe Magnetfeldstärke und optische Tiefe in diesem Bereich verursacht (siehe Abb. 7.1 und 7.4). Die hohe Magnetfeldstärke verletzt dabei die Annahme der Zeeman-Analyse (siehe Abschnitt 3.2), während die hohe optische Tiefe verhindert, dass Strahlung aus den inneren Bereichen nahe am Stern zum Beobachter gelangen kann. Außerdem zeigt sich in Abb. 7.3 (*rechts oben* und *rechts unten*), dass mit der Spektrallinie bei $\nu_2 = 113,170$ GHz auch eine höhere Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie mit der Zeeman-Analyse abgeleitet werden kann. Verursacht wird dies durch die geringere Zeeman-Aufspaltung, wodurch die Annahme der Zeeman-Analyse auch bei höheren Magnetfeldstärken ihre Gültigkeit behält (siehe Kapitel 6 und Tabelle 3.1). Es zeigt sich jedoch, dass der Anstieg der abgeleiteten Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie geringer ist als die Verringerung der

Zeeman-Aufspaltung:

$\nu_1 = 113,144$ GHz CN Spektrallinie:

$$\frac{\nu_z}{B} = 2,18 \frac{\text{Hz}}{\mu\text{G}} \Rightarrow B_{\text{Sicht,max}} \sim 70 \text{ mG.} \quad (7.6)$$

$\nu_2 = 113,170$ GHz CN Spektrallinie:

$$\frac{\nu_z}{B} = 0,31 \frac{\text{Hz}}{\mu\text{G}} \Rightarrow B_{\text{Sicht,max}} \sim 160 \text{ mG.} \quad (7.7)$$

Dabei ist $B_{\text{Sicht,max}}$ die maximale Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie, welche sich aus Abb. 7.3 (*rechts oben, rechts unten*) ergibt. Dieses Verhalten kann durch die Mittelung der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie erklärt werden. Entlang der Sichtlinie kommen auch Bereiche geringer Magnetfeldstärke vor, die bei der Zeeman-Analyse keinen Unterschied zwischen den Spektrallinien erzeugen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Zeeman-Beobachtungen von typischen zirkumstellaren Scheiben mit CN das Potential besitzen, ein mögliches toroidales Magnetfeld zu identifizieren und die in der Scheibe vorkommende Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie für die meisten Bereiche korrekt abzuschätzen. Für eine derartige Zeeman-Beobachtung würde jedoch eine räumliche Auflösung in der Größenordnung von einigen astronomischen Einheiten und eine Sensitivität pro Auflösungselement ΔF in der Größenordnung von $\sim 0,01 \mu\text{Jy}$ benötigt werden. Diese Anforderungen befinden sich weit außerhalb dessen, was mit modernen Radioteleskopen wie ALMA erreicht werden kann (ALMA PARTNERSHIP u. a. 2016).

Sollte die Sensitivität ausreichend sein, um zumindest den zirkular polarisierten Anteil der gesamten Scheibe zu detektieren, dann könnte die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie auch aus räumlich unaufgelösten Beobachtungen abgeleitet werden (siehe Abb. 7.6). Aus Gründen der Symmetrie würde ein ideales toroidales Magnetfeld zu einer Auslöschung der abgeleiteten Nettomagnetfeldstärke entlang der Sichtlinie führen. Im Fall einer zirkumstellaren Scheibe kann dagegen ausgenutzt werden, dass sich die Gasteilchen auf Keplerbahnen bewegen (siehe Abb. 7.5). Die Strahlung der Spektrallinie aus Bereichen der Scheibe, welche sich zum Beobachter hin bewegen, werden dann zu höheren Frequenzen verschoben. Das Gleiche gilt umgekehrt für die anderen Bereiche der Scheibe (siehe Abb. 7.6, *oben*). Da das Geschwindigkeitsfeld und das Magnetfeld eine toroidale Form besitzen, kann die Strahlung, welche zu niedrigeren (höheren) Frequenzen verschoben wurde, einem Magnetfeld zugeordnet werden, welches zum Beobachter hin (vom Beobachter weg) orientiert ist. Aus diesem Grund kann die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie für diese beiden Komponenten der Spektrallinie unabhängig voneinander abgeleitet werden. Da jeder Anteil der Spektrallinie räumlich unterschiedlichen Bereichen der zirkumstellaren Scheibe zugeordnet werden kann, kann so auch eine potenzielle Asymmetrie in der Magnetfeldstruktur erkannt werden. Außerdem ist zu erwähnen, dass bei räumlich unaufgelösten Zeeman-Beobachtungen nur eine mittlere Magnetfeldstärke abgeschätzt werden kann. Diese hängt jedoch von dem zugrunde liegenden Magnetfeld ab und sollte daher ebenfalls Aussagen über die Magnetfelder von zirkumstellaren Scheiben ermöglichen.

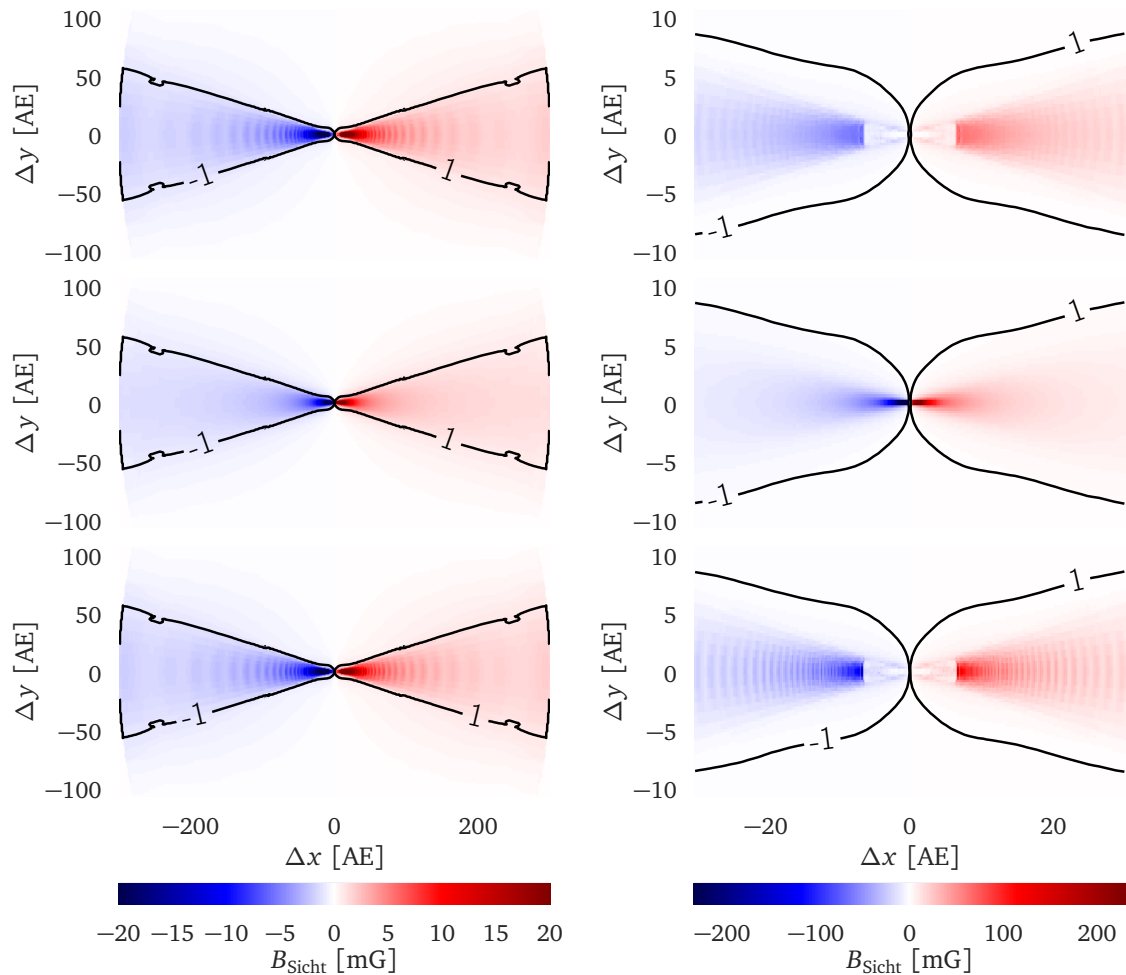


Abbildung 7.3: Mit der Zeeman-Analyse abgeleitete Magnetfeldstärke (*oben* und *unten*) und Referenzmagnetfeldstärke (*mittig*) entlang der Sichtlinie, welche separat für jeden Pixel aus den jeweiligen Profilen der CN Spektrallinie berechnet wurde (*oben*: $\nu_1 = 113,144$ GHz und *unten*: $\nu_2 = 113,170$ GHz). Die Abbildungen auf der *rechten* Seite wurden um den Faktor 10 vergrößert, um den inneren Bereich genauer zu untersuchen. Die feine wellenähnliche Struktur in den *oberen* und *unteren* Abbildungen wird durch das kontinuierliche analytische Modell und die Ableitung der Spektrallinie verursacht, welche sich aus einer endlichen Anzahl von Geschwindigkeitskanälen zusammensetzt.

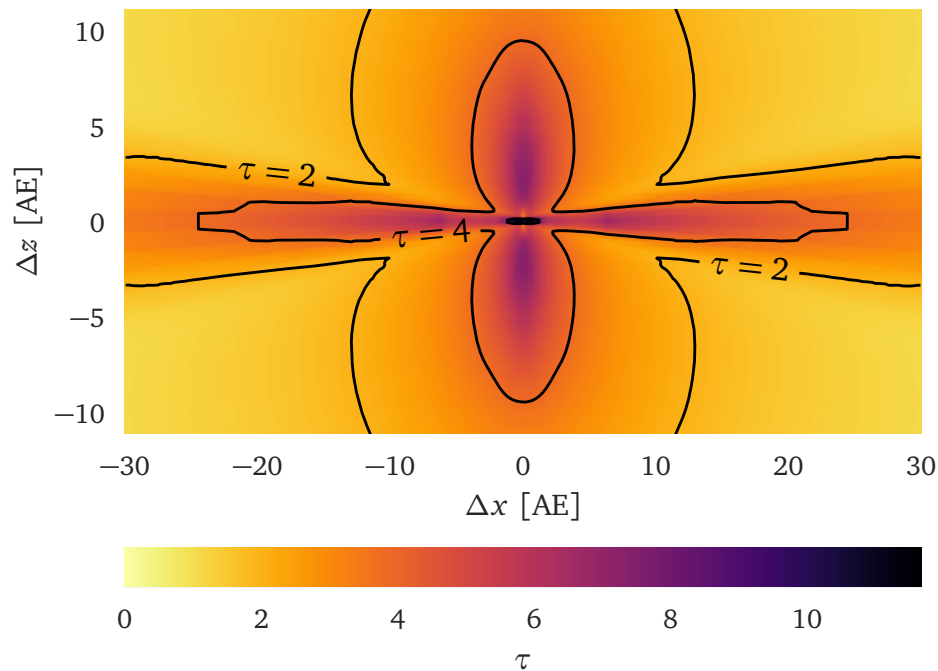


Abbildung 7.4: Optische Tiefe der CN Spektrallinie bei $\nu_1 = 113,144$ GHz für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. Die optische Tiefe berechnet sich entlang der Sichtlinie der gesamten Scheibe. Dabei wird die optische Tiefe eines jeden Geschwindigkeitskanals mit dem zugehörigen Fluss gewichtet und zu einer effektiven optischen Tiefe gemittelt. Die hohe optische Tiefe über und unter der Mittelebene ergibt sich nicht nur durch die hohe Gasdichte. Zusätzlich führt die geringe Dispersion des Geschwindigkeitsfeldes entlang der Sichtlinie zu diesen hohen effektiven optischen Tiefen. Die Konturlinien gehören zu optischen Tiefen von $\tau = 2$, $\tau = 4$ und $\tau = 8$.

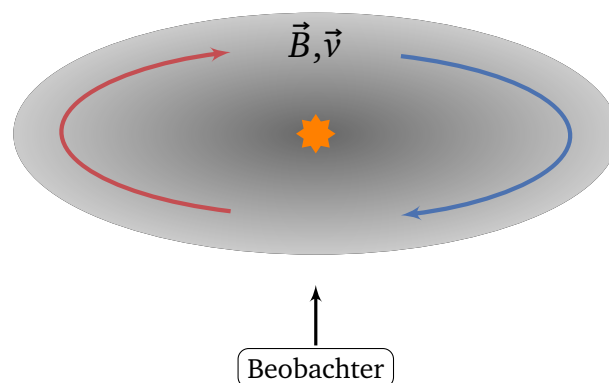


Abbildung 7.5: Illustrative Darstellung der Keplerrotation und des toroidalen Magnetfeldes im Modell der zirkumstellaren Scheibe. Die Blickrichtung des Beobachters ist seitlich (engl. *edge-on*) auf die Scheibe.

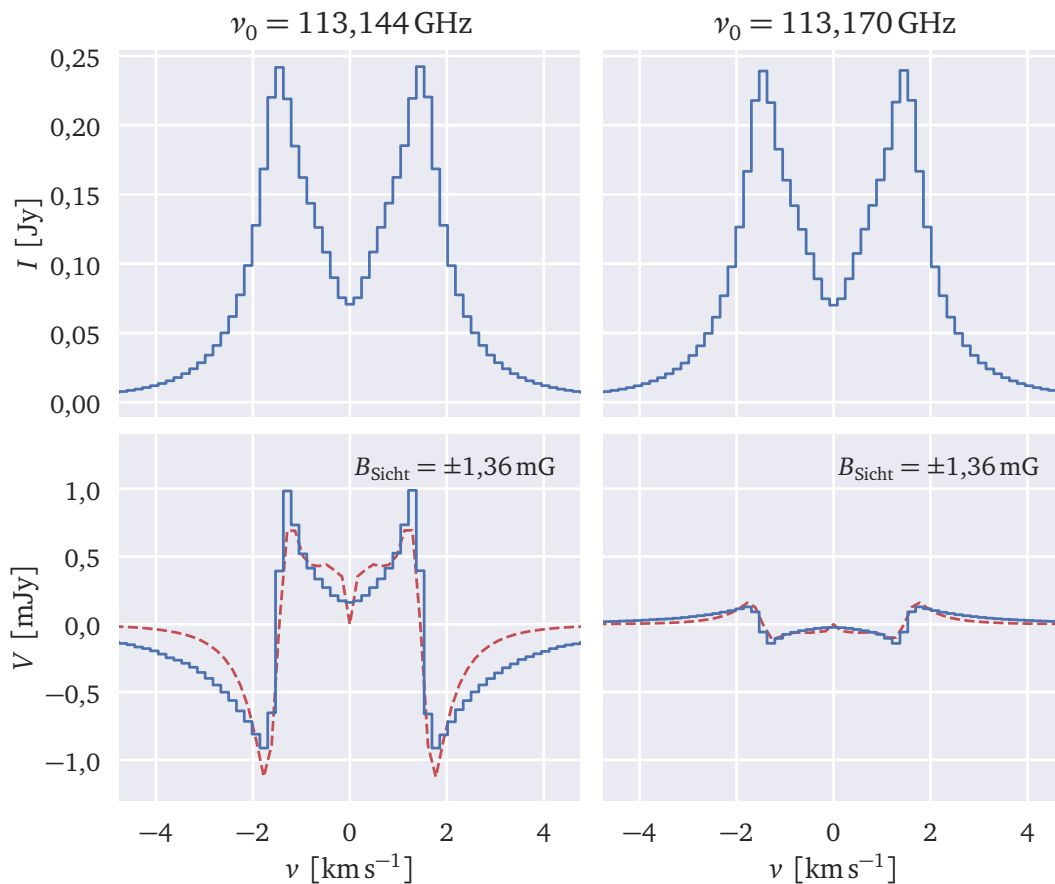


Abbildung 7.6: Nettofluss (I , oben) und zirkular polarisierter Anteil (V , unten) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. In der unteren Abbildung ist ebenfalls die Ableitung von I dargestellt, welche an V angepasst wurde, um die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie zu berechnen (rote gestrichelte Linie). Die Profile auf der linken und rechten Seite gehören zu der CN Spektrallinie bei $\nu_1 = 113,144$ GHz und $\nu_2 = 113,170$ GHz.

Es zeigt sich, dass der Unterschied zwischen den abgeleiteten Magnetfeldstärken entlang der Sichtlinie beider CN Spektrallinien vernachlässigbar ist (siehe Abb. 7.6, unten). Jedoch ist der zirkular polarisierte Fluss der Spektrallinie bei ν_2 ungefähr eine Größenordnung niedriger als der Fluss der Spektrallinie bei ν_1 . Da eines der Ziele dieser Studie die Bestimmung der benötigten Bedingungen für eine erfolgreiche Zeeman-Beobachtung ist, wird in den folgenden Abschnitten nur die Spektrallinie bei ν_1 berücksichtigt.

7.2.2 Reale Beobachtungen

Im nächsten Schritt wird die (polarisierte) Linienstrahlung der zirkumstellaren Scheibe mit der Sensitivität des Radioteleskops ALMA verglichen. Die Sensitivität wird dabei mit dem Programm *ALMA OT* berechnet (ALMA OT TEAM 2016; ALMA PARTNERSHIP u. a. 2016). Mit ALMA wird es

möglich sein, auch die zirkular polarisierte Strahlung von Objekten zu beobachten. Momentan wird dieser polarisierte Anteil jedoch nicht zur Verfügung gestellt, da die wissenschaftliche Verwendbarkeit noch nicht garantiert werden kann (ANDREANI u. a. 2016). Aus diesem Grund wird die Sensitivität stattdessen für eine Beobachtung der linearen Polarisation berechnet. Mit einer spektralen Auflösung von $\Delta\nu_{\text{Auflösung}} = 60$ kHz ergibt sich, für eine drei Stunden Beobachtung der CN Spektrallinie bei $\nu_1 = 113,144$ GHz, eine Sensitivität von $\Delta F \approx 10$ mJy. Beim Betrachten von Abb. 7.6 zeigt sich, dass mit dieser Sensitivität nur der Nettofluss aber nicht der zirkular polarisierte Anteil detektiert werden kann. Daher wird im Folgenden untersucht, unter welchen Bedingungen und mit welchen Eigenschaften der zirkumstellaren Scheibe eine erfolgreiche Beobachtung des Zeeman-Effektes mit CN am wahrscheinlichsten ist. Für die zirkumstellare Scheibe werden die Eigenschaften betrachtet, welche bisher nur schwach eingeschränkt wurden oder sich je nach Objekt stark unterscheiden. Diese sind die Stärke und Struktur des Magnetfeldes, die Molekülhäufigkeit von CN in Bezug auf Wasserstoff, die Inklination der zirkumstellaren Scheibe und die Masse des Zentralsterns, welche die Geschwindigkeit der Keplerrotation beeinflusst.

7.2.3 Magnetfeldstärke

Eine höhere Magnetfeldstärke in der zirkumstellaren Scheibe führt nach Gleichung (3.4) zu einer stärkeren Zeeman-Aufspaltung der Spektrallinien. Als Folge steigt der zirkular polarisierte Strahlungsfluss der Scheibe an und die benötigte Sensitivität einer erfolgreichen Zeeman-Beobachtung verringert sich. Um diesen Effekt quantitativ zu untersuchen, wird die Strahlungstransportsimulation, deren Ergebnisse in Abb. 7.6 (*links*) dargestellt sind, mit einem zehnmal stärkeren Magnetfeld wiederholt. Wie in Abb. 7.7 zu sehen, verändert sich der zirkular polarisierte Strahlungsfluss direkt proportional zur Magnetfeldstärke, da beide um den Faktor zehn angestiegen sind. Jedoch ist das Magnetfeld der zirkumstellaren Scheibe nicht stark genug um auch den Nettofluss signifikant zu beeinflussen. Da in Zeeman-Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben die Sensitivität der limitierende Faktor ist, sollten Scheiben mit einem starken Magnetfeld (vor allem junge Scheiben) gegenüber denen mit einem schwachen Magnetfeld (üblicherweise ältere Scheiben) bevorzugt werden.

7.2.4 Molekülhäufigkeit

Im optisch dünnen Fall würde eine Erhöhung der Molekülhäufigkeit CN/H die Emission der CN Spektrallinien direkt proportional erhöhen. Jedoch sind die Sichtlinien im Modell der zirkumstellaren Scheibe, im Fall einer seitlichen Betrachtung, nicht durchgehend optisch dünn für die Strahlung der Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz (siehe Abb. 7.4). In diesem Fall führt eine Erhöhung der Molekülhäufigkeit zu einer nicht-linearen Erhöhung der Linienstrahlung. Um den Einfluss der Molekülhäufigkeit auf die Intensität der Linienstrahlung zu untersuchen, wird die Strahlungstransportsimulation, deren Ergebnisse in Abb. 7.6 (*links*) dargestellt sind, mit unterschiedlichen Molekülhäufigkeiten wiederholt. Es wird entweder eine 25 Mal höhere oder viermal geringere Molekülhäufigkeit verwendet (siehe Abb. 7.8). Neben der

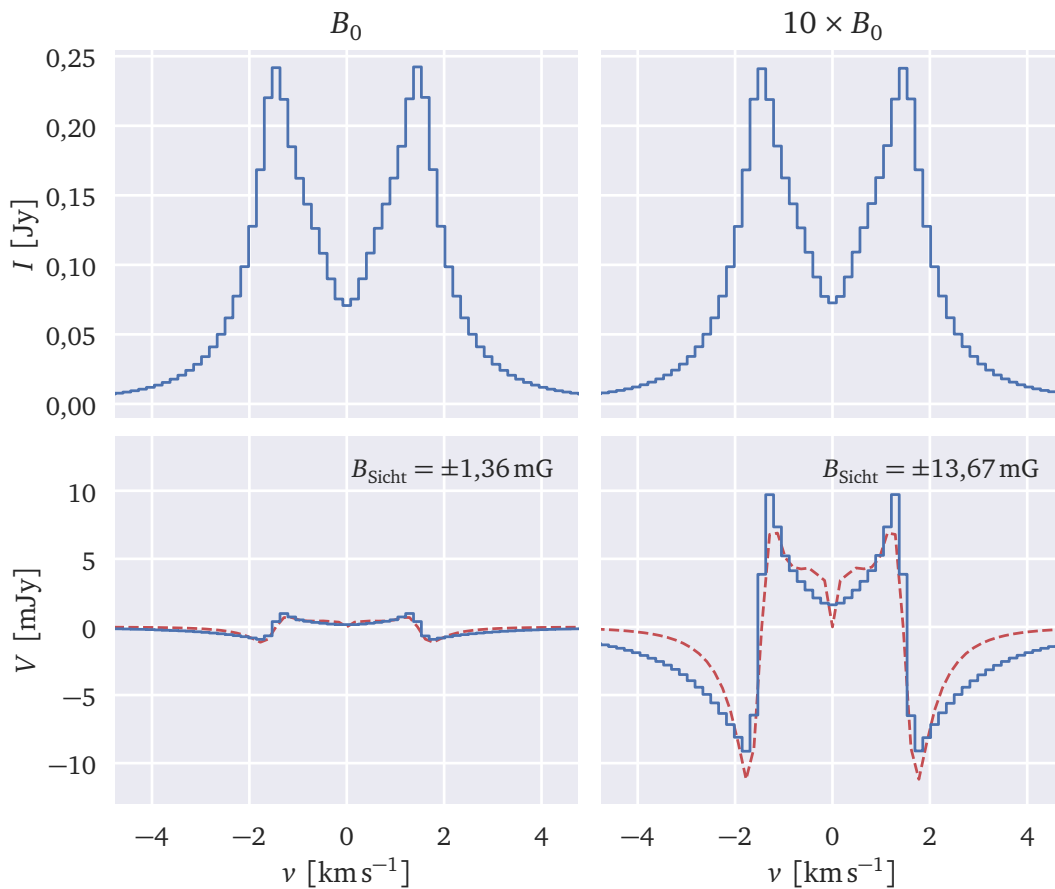


Abbildung 7.7: Nettofluss (I , oben) und zirkular polarisierter Anteil (V , unten) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. In der unteren Abbildung ist ebenfalls die Ableitung von I dargestellt, welche an V angepasst wurde, um die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie zu berechnen (rote gestrichelte Linie). Die Profile auf der rechten Seite wurden mit einem Modell der zirkumstellaren Scheibe simuliert, welches ein zehnmal stärkeres Magnetfeld besitzt, als es in Tabelle 7.1 angegeben ist.

Molekülhäufigkeit besitzt die Gesamtmasse einer zirkumstellaren Scheibe denselben Einfluss auf die Emission der Spektrallinien und wird daher nicht separat untersucht. Beim Vergleich der Ergebnisse für unterschiedliche Molekülhäufigkeiten zeigt sich, dass die relative Änderung der Intensität der Linienstrahlung deutlich geringer als die Änderung der Molekülhäufigkeit ist. Daher ist anzunehmen, dass das verwendete Modell der zirkumstellaren Scheibe schon ab einer Molekülhäufigkeit von $\text{CN}/\text{H} \sim 10^{-9}$ nicht mehr optisch dünn ist. Außerdem werden durch die Erhöhung der Molekülhäufigkeit Bereiche mit hoher Magnetfeldstärke versteckt, welche dann nicht mehr zu der resultierenden Linienstrahlung beitragen. Aus diesem Grund ist die relative Änderung des zirkular polarisierten Anteils sogar noch schwächer als der des Nettoflusses und die abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie verringert sich mit steigender Molekülhäufigkeit.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Molekühlhäufigkeit von CN zu Wasserstoff nur einen geringen Einfluss auf die Erfolgsaussichten einer Zeeman-Beobachtung einer zirkumstellaren Scheibe mit den Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz hat.

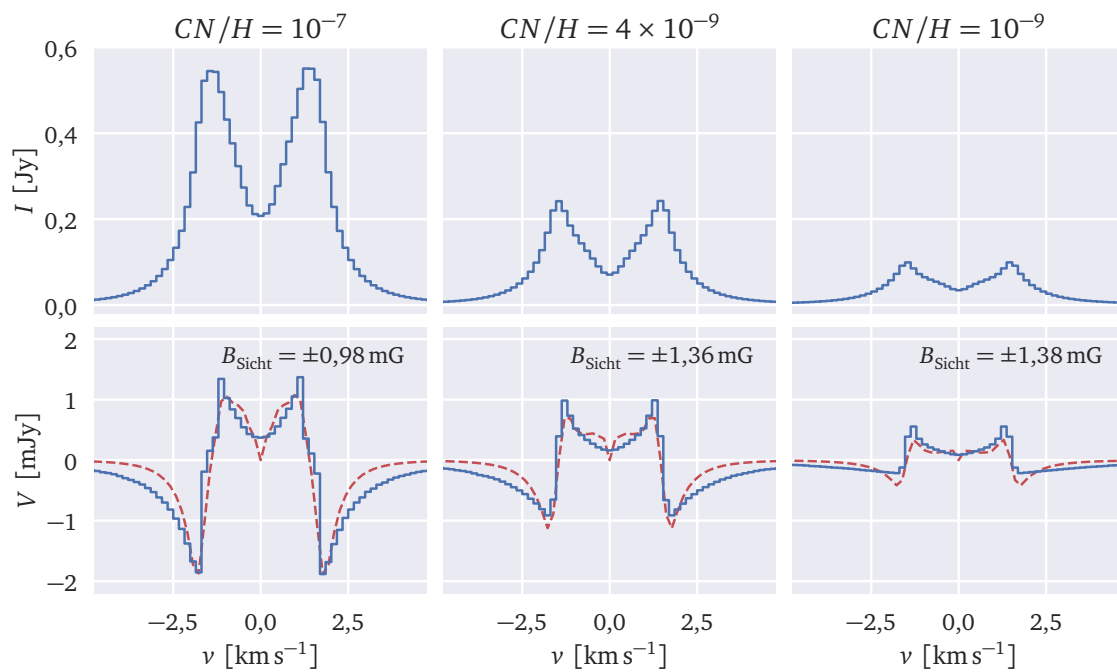


Abbildung 7.8: Nettofluss (I , oben) und zirkular polarisierter Anteil (V , unten) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. In der unteren Abbildung ist ebenfalls die Ableitung von I dargestellt, welche an V angepasst wurde, um die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie zu berechnen (rote gestrichelte Linie). Die Profile auf der linken, mittleren und rechten Seite wurden mit Modellen der zirkumstellaren Scheibe simuliert, welche eine Molekühlhäufigkeit von $\text{CN}/\text{H} = 10^{-7}$, $\text{CN}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-9}$ und $\text{CN}/\text{H} = 10^{-9}$ besitzen.

7.2.5 Inklination

Die Inklination einer zirkumstellaren Scheibe hat verschiedene Einflüsse auf eine Zeeman-Beobachtung. Die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie, die Geschwindigkeit der Gasteilchen entlang der Sichtlinie, die optische Tiefe und die strahlende Fläche der Scheibe verändern sich mit der Inklination. Sofern die Scheibe optisch dünn ist, kann der Einfluss dieser Größen auf die Emission der Spektrallinien in Form einer Sinus- oder Kosinusfunktion beschrieben werden. Da das Gas entlang der Sichtlinien des Modells der zirkumstellaren Scheibe nicht durchgehend optisch dünn ist, wird untersucht, wie die Inklination die abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie und die benötigte Sensitivität der Zeeman-Beobachtung beeinflusst (siehe Abschnitt 7.2.4). Genauer gesagt werden Strahlungstransportsimulationen des Modells der zirkumstellaren Scheibe mit unterschiedlichen Inklinationen von $i = 5^\circ$ bis $i = 90^\circ$ in 5° Schritten durchgeführt. Die resultierenden Spektren sind für $i = 90^\circ$, $i = 60^\circ$ und $i = 30^\circ$ in Abb. 7.9 dargestellt. Die oberen Abbildungen zeigen deutlich, dass der Nettofluss ansteigt,

wenn die Inklination geringer wird, wie es von der größer werdenden strahlenden Fläche der zirkumstellaren Scheibe zu erwarten ist. Dieser Effekt ist sogar stark genug, um dem Abfall der zirkular polarisierten Strahlung durch die geringere Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie entgegenzuwirken und diese ebenfalls ansteigen zu lassen. Durch die geringere optische Tiefe bei kleineren Inklinationen können auch die Bereiche nahe am Stern mit hohen Magnetfeldstärken zu der mittleren Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie beitragen. Aus diesem Grund wird erwartet, dass die abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie in Abhängigkeit der Inklination nicht mehr mit einer idealen Sinusfunktion beschrieben werden kann. Um dies zu untersuchen, ist in Abb. 7.10 für verschiedene Inklinationen die abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie und eine angepasste Sinusfunktion dargestellt. Es zeigen sich drei Bereiche, die einen unterschiedlichen Verlauf der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie aufweisen. In dem Bereich II verringert sich, durch den oben angesprochenen Effekt, die abgeleitete Magnetfeldstärke schwächer, als es von einem Sinusverlauf zu erwarten wäre. In dem Bereich I erhöht sich die abgeleitete Magnetfeldstärke sogar mit geringer werdender Inklination. Insgesamt ist in den Bereichen I und II die Abweichung von der Sinusfunktion jedoch relativ gering. Es lässt sich daher schlussfolgern, dass für eine zirkumstellare Scheibe mit einem hauptsächlich toroidalen Magnetfeld die Inklination verwendet werden kann, um die maximale Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie abzuschätzen. In dem Bereich III kommen sich die durch die Keplerbewegung verschobenen Maxima der Spektrallinie so nah, dass eine sinnvolle Ableitung der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie nicht mehr möglich ist. Aus diesem Grund sollten zirkumstellare Scheiben mit einer Inklination von weniger als $i \sim 15^\circ$ nicht für eine Zeeman-Beobachtung verwendet werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass je nach Inklination der zirkumstellaren Scheibe unterschiedliche Vor- und Nachteile für eine Zeeman-Beobachtung existieren. Scheiben, die nahezu von der Seite zu beobachten sind, eignen sich am ehesten für die Rekonstruktion der absoluten Magnetfeldstärke und der Struktur des Magnetfeldes. Dagegen besitzen Scheiben mit einer geringeren Inklination höhere zirkular polarisierte Strahlungsflüsse, was die benötigte Sensitivität einer Zeeman-Beobachtung verringert.

7.2.6 Keplerbahn

Wie in den bisherigen Abschnitten gezeigt, besitzt die Frequenzverschiebung aufgrund der Geschwindigkeit der Gasteilchen einen großen Einfluss auf die Abschätzung der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie. Aus diesem Grund wird untersucht, wie sich eine Änderung der Geschwindigkeit der Gasteilchen auf mögliche Zeeman-Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben mit den Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz auswirkt. Daher wird die Strahlungstransportsimulation, deren Ergebnisse in Abb. 7.6 (*links*) dargestellt sind, mit unterschiedlichen Massen des Zentralsterns wiederholt. Wie in Abb. 7.11 zu sehen, hat eine deutliche Änderung der Masse des Zentralsterns nur einen geringen Einfluss auf den zirkular polarisierten Anteil und die abgeschätzte Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie. In Kombination mit den Ergebnissen aus Abschnitt 7.2.5 zeigt sich, dass eine geringere (größere) Masse des Zentralsterns zu einer größeren (kleineren) minimalen Inklination führt, die für eine erfolgreiche

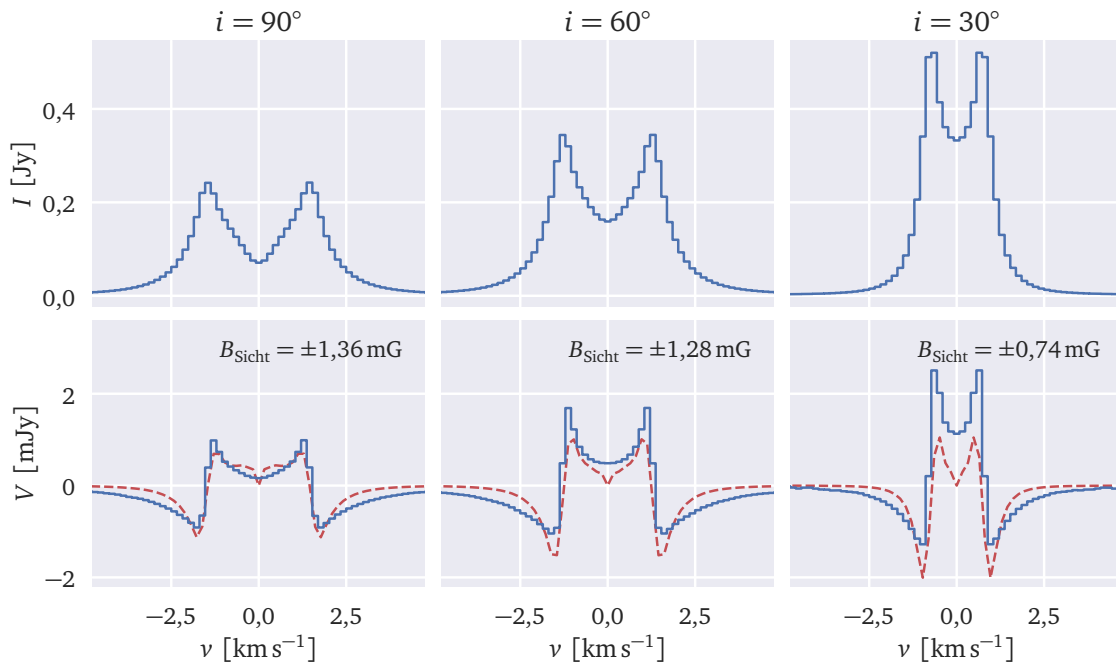


Abbildung 7.9: Nettofluss (I , oben) und zirkular polarisierter Anteil (V , unten) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. In der unteren Abbildung ist ebenfalls die Ableitung von I dargestellt, welche an V angepasst wurde, um die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie zu berechnen (rote gestrichelte Linie). Die Profile auf der linken, mittleren und rechten Seite wurden mit Modellen der zirkumstellaren Scheibe simuliert, welche eine Inklination von $i = 90^\circ$, $i = 60^\circ$ und $i = 30^\circ$ besitzen.

Zeeman-Beobachtung von zirkumstellaren Scheiben benötigt wird.

7.2.7 Tote Zone

In Abschnitt 7.2.5 zeigte sich, dass bei kleinen Inklinationen die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie auch von Bereichen beeinflusst wird, die sich nahe am Zentralstern befinden und eine hohe Magnetfeldstärke und Dichte aufweisen. Mehrere Studien vermuten, dass diese dichten Bereiche nahe am Stern nur schwach ionisiert sind, da die Säulendichten groß genug sind, um diese Bereiche vor ionisierender Strahlung (z.B. kosmischer Strahlung) zu schützen (UMEBAYASHI & NAKANO 1981; TURNER & SANO 2008; DUDOROV & KHAIBRAKHMANOV 2014). Solche Bereiche werden auch *tote Zonen* genannt. Es wird vermutet, dass diese sich bei einem radialen Abstand zwischen $r \sim 1$ AE und $r \sim 20$ AE befinden und eine vertikale Ausdehnung von bis zu $z \sim 0,5$ AE besitzen (DZYURKEVICH u. a. 2013; DUDOROV & KHAIBRAKHMANOV 2014). Im Folgenden wird generell untersucht, ob kleine Bereiche mit geringer Magnetfeldstärke durch Zeeman-Beobachtungen mit den Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz entdeckt werden können. Daher wird die Strahlungstransportsimulation, deren Ergebnisse in Abb. 7.9 (rechts) dargestellt sind, mit einer *toten Zone* wiederholt, welche durch das folgende Magnetfeld

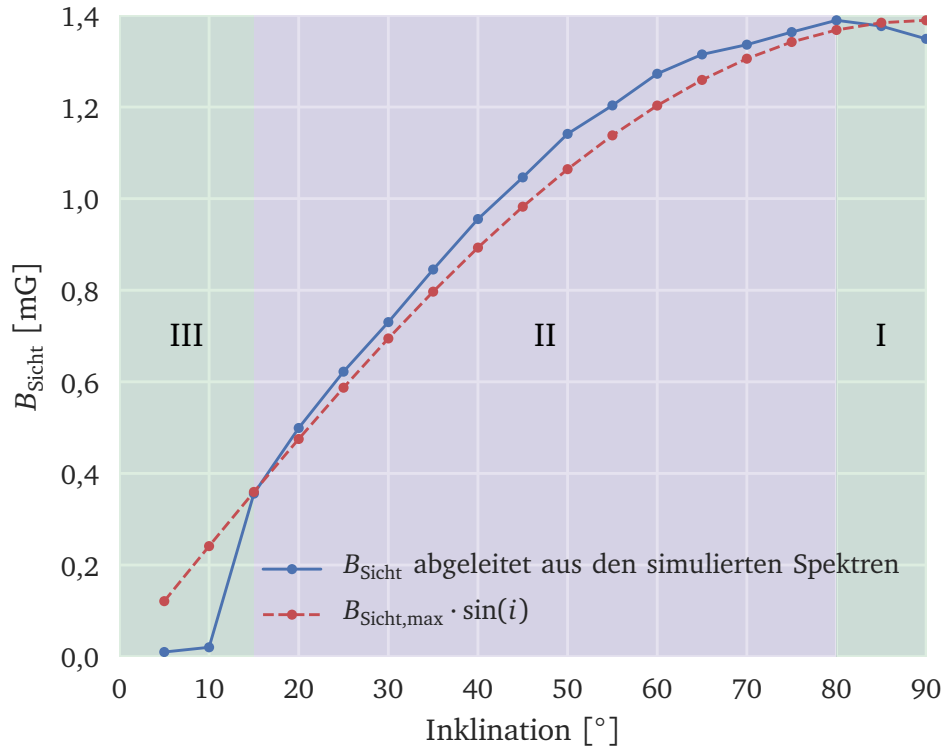


Abbildung 7.10: Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie, die aus einer Hälfte der simulierten *I* und *V* Spektren abgeleitet wurde. Die Simulationen basieren auf Modellen der zirkumstellaren Scheibe, die sich nur durch ihre Inklination unterscheiden (Spektrallinie von CN bei $\nu_1 = 113,144$ GHz). Eine Sinusfunktion beschreibt den Verlauf der Magnetfeldkomponente entlang der Sichtlinie für den Fall, dass die zirkumstellare Scheibe durchgehend optisch dünn ist. Die drei römischen Zahlen heben die Bereiche hervor, die einen unterschiedlichen Verlauf der abgeschätzten Magnetfeldstärke zeigen.

nachgeahmt wird:

$$\vec{B} = \begin{cases} (0, 0, 0) & \text{falls } \bar{\omega} \leq 5 \text{ AE und } |z| \leq 0,5 \text{ AE} \\ \vec{B}(\rho_{\text{Scheibe}}) & \text{falls } \bar{\omega} > 5 \text{ AE oder } |z| > 0,5 \text{ AE} \end{cases} \quad (7.8)$$

Dabei beschreibt $\vec{B}(\rho_{\text{Scheibe}})$ das Magnetfeld, wie es in Gleichung (7.3) definiert wurde, während die Dichteverteilung ρ_{Scheibe} von Gleichung (7.1) stammt. Um die Entdeckung der *toten Zone* zu erleichtern, wird für die Inklination $i = 30^\circ$ angenommen. Aus demselben Grund wird für die *tote Zone* auch ein gänzlich Fehlen des Magnetfeldes angenommen, selbst wenn dies so nicht zu erwarten ist.

Wie in Abb. 7.12 dargestellt, besitzt die *tote Zone* nahezu keinen Einfluss auf den Nettofluss und den zirkular polarisierten Anteil. Aus diesem Grund führt die Ableitung der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie auch zu dem gleichen Wert. Nur ausreichend räumlich aufgelöste

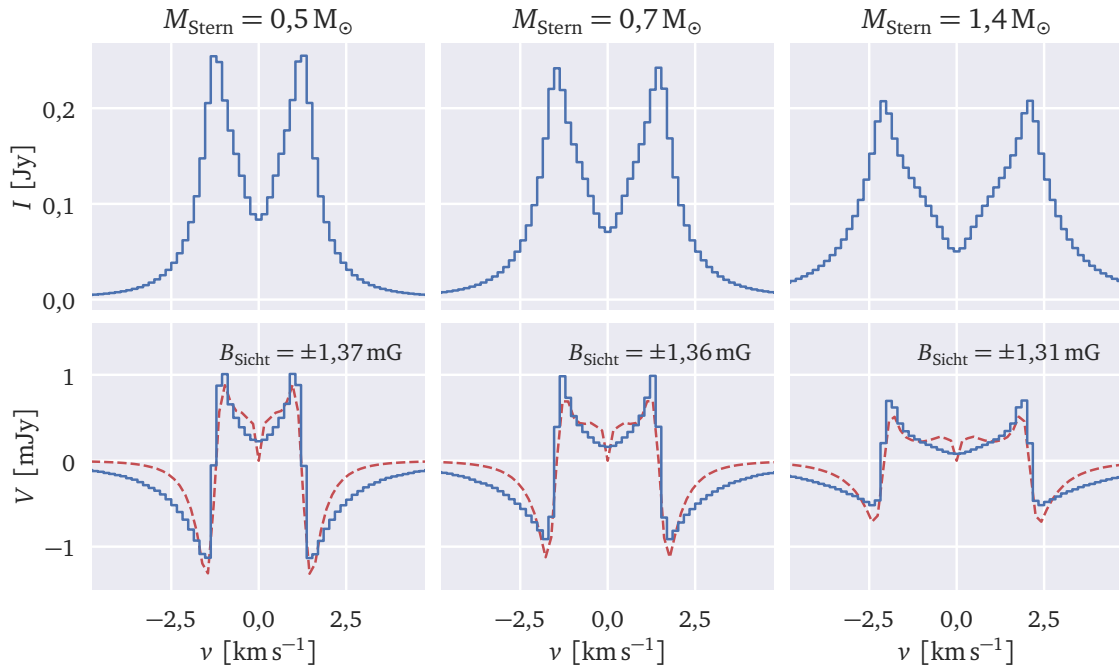


Abbildung 7.11: Nettofluss (I , oben) und zirkular polarisierter Anteil (V , unten) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. In der unteren Abbildung ist ebenfalls die Ableitung von I dargestellt, welche an V angepasst wurde, um die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie zu berechnen (rote gestrichelte Linie). Die Profile auf der linken, mittleren und rechten Seite wurden mit Modellen der zirkumstellaren Scheibe simuliert, welche einen Zentralstern mit einer Masse von $M_{\text{Stern}} = 0,5 M_{\odot}$, $M_{\text{Stern}} = 0,7 M_{\odot}$ und $M_{\text{Stern}} = 1,4 M_{\odot}$ besitzen.

Zeeman-Beobachtungen wären in der Lage diese *tote Zone* zu entdecken. Daher zeigt sich, dass räumlich unaufgelöste Zeeman-Beobachtungen für die Entdeckung von signifikanten Veränderungen der Magnetfeldstärke ungeeignet sind, sofern sich diese auf schmale Bereiche nahe am Zentralstern beschränken. Es bleibt zu erwähnen, dass das verwendete Modell der zirkumstellaren Scheibe eine relativ geringe Gesamtmasse besitzt, wenn diese mit den Studien verglichen wird, die bisher *tote Zonen* untersuchten (siehe z.B. DUDOROV & KHAIBRAKHMANOV 2014). In Scheiben mit höherer Gesamtmasse wäre die *tote Zone* jedoch noch stärker verborgen, was eine Detektion weiter erschweren würde.

7.2.8 Weitere Spektrallinien

Beobachtungen der Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113 \text{ GHz}$ sind nicht die einzige Möglichkeit mit Hilfe der Zeeman-Aufspaltung das Magnetfeld des interstellaren Mediums zu untersuchen. Für Beobachtungen von Molekülwolken haben sich die Spektrallinien von OH bei $\nu_0 = 1665 \text{ MHz}$ und $\nu_0 = 1667 \text{ MHz}$ wie auch die Linien von atomarem Wasserstoff (HI) bei $\lambda_0 = 21 \text{ cm}$ als nützlich erwiesen (CRUTCHER 1999; TROLAND & CRUTCHER 2008; CRUTCHER u. a. 2010b). Aus mehreren Gründen eignen sich diese Spektrallinien jedoch nicht für die

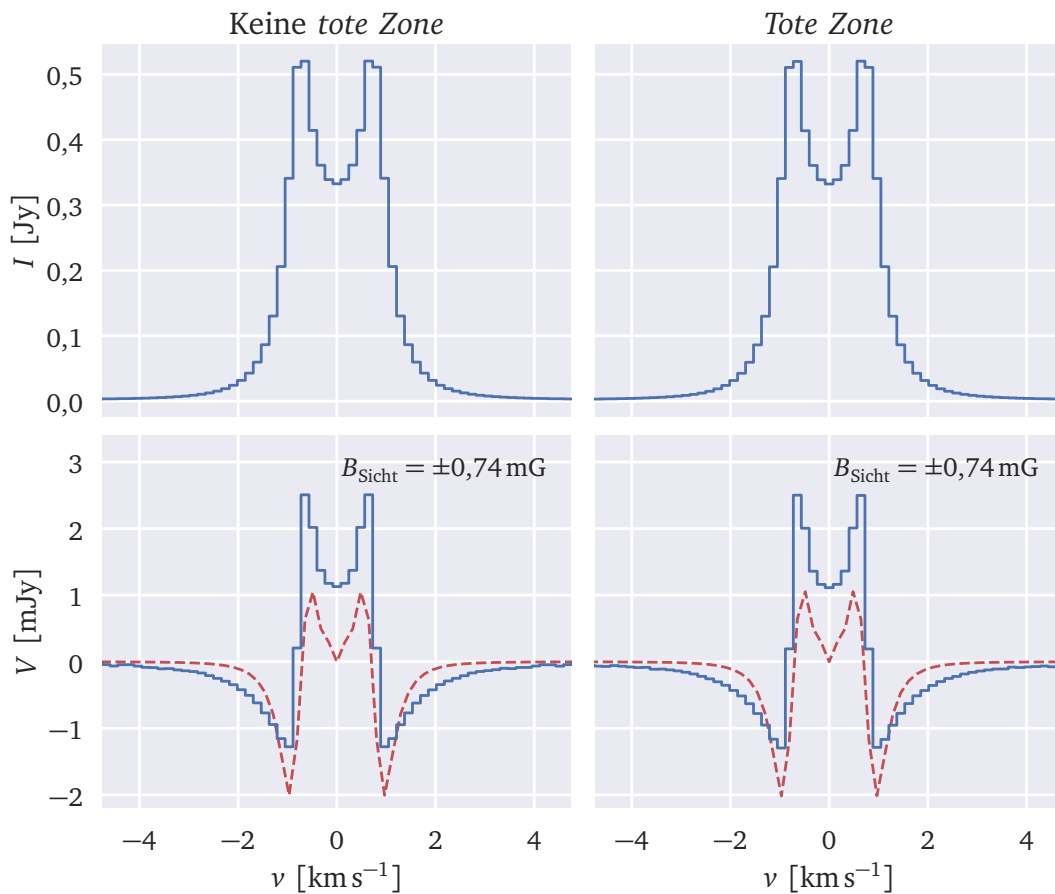


Abbildung 7.12: Nettofluss (I , oben) und zirkular polarisierter Anteil (V , unten) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. In der unteren Abbildung ist ebenfalls die Ableitung von I dargestellt, welche an V angepasst wurde, um die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie zu berechnen (rote gestrichelte Linie). Die Profile auf der linken Seite wurden mit einem Modell der zirkumstellaren Scheibe simuliert, welches eine Inklination von $i = 30^\circ$ besitzt. Die Profile auf der rechten Seite wurden ebenfalls mit diesem Modell simuliert, welches jedoch um eine *tote Zone* nahe am Zentralstern erweitert wurde. Die Ausdehnung dieser Zone reicht vom Scheibeninnenrand bis zu einem radialen Abstand von $r \sim 5$ AE und von der Mittelebene bis zu einer vertikalen Ausdehnung von $z \sim 0,5$ AE in beide Richtungen. Die Magnetfeldstärke beträgt $B = 0$ G in dieser *toten Zone*.

Untersuchung des Magnetfeldes von zirkumstellaren Scheiben. Zum einen sind die genannten Spektrallinien zwar sensitiv für das kalte interstellare Medium, jedoch sind die zugehörigen Energieniveaus nur noch schwach besetzt, wenn das Gas heißer und dichter wird, wie es in zirkumstellaren Scheiben der Fall ist (CRUTCHER u. a. 2010b). Für zirkumstellare Scheiben wird daher die emittierte Strahlung dieser Spektrallinien viel zu gering sein, um detektiert werden zu können. Simulationen mit dem Modell der zirkumstellaren Scheibe ergeben $I \sim 1 \mu\text{Jy}$ als netto Strahlungsfluss der Spektrallinie von OH bei $\nu_0 = 1665 \text{ MHz}$. Mit dem Radioteleskop *Square Kilometre Array* (SKA) ergibt sich für eine einstündige Beobachtung eine Sensitivität in der Größenordnung von $\Delta I \sim 100 \mu\text{Jy}$ (DEWDNE u. a. 2015). Dementsprechend wäre eine Detektion der Spektrallinie von OH bei $\nu_0 = 1665 \text{ MHz}$ nicht mit dem SKA realisierbar. Außerdem wäre die abgeleitete Magnetfeldstärke durch die äußeren kalten Regionen der zirkumstellaren Scheibe dominiert. Informationen über das Magnetfeld in den heißen Bereichen im Inneren der Scheibe könnten aus diesen Beobachtungen nicht gewonnen werden. Zusätzlich ist die räumliche Auflösung aktueller Radioteleskope ein limitierender Faktor. Bei den Frequenzen dieser Spektrallinien ist sie so gering ($\Delta x \sim 7''$), dass nicht garantiert werden kann, dass die beobachtete Strahlung ausschließlich von der zirkumstellaren Scheibe und nicht von dem umgebenden Medium stammt (CRUTCHER u. a. 2009; DEWDNE u. a. 2015).

7.2.9 Zirkumbinäre Scheibe

Die bisherigen Ergebnisse für Zeeman-Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben sollten ohne weiteres auch auf Binärsysteme anwendbar sein, sofern diese um jede ihrer Komponenten eine unabhängige zirkumstellare Scheibe besitzen. Jedoch ist unklar, wie sich die Analyse und Anforderungen von Zeeman-Beobachtungen im Falle einer zirkumbinären Scheibe verhalten. Um dies zu untersuchen, werden Strahlungstransportsimulationen durchgeführt, die auf dem Modell einer zirkumbinären Scheibe basieren (siehe Abschnitt 7.1.2). Damit sich das Modell deutlich von dem einer zirkumstellaren Scheibe um einen einzelnen Stern unterscheidet, besitzt der Doppelstern im Zentrum eine große Halbachse von $a_{\text{Stern}} = 5 \text{ AE}$. Um die erhöhte Komplexität einer solchen Scheibe zu berücksichtigen, basiert das Modell dabei auf einer Momentaufnahme einer MHD Simulation. Aus den Ergebnissen der Strahlungstransportsimulationen können dann die Hauptunterschiede zwischen Zeeman-Beobachtungen von zirkumstellaren und zirkumbinären Scheiben abgeleitet werden. Außerdem wird untersucht, wie die bisherige Analyse auch auf Zirkumbinärscheiben anwendbar ist.

Räumlich aufgelöste Zeeman-Beobachtungen:

Wie in Abb. 7.13 (*oben*) dargestellt, gibt die abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie das toroidale Magnetfeld der zirkumbinären Scheibe deutlich wieder. Es sind außerdem, je nach Bereich der zirkumbinären Scheibe, unterschiedliche Umlaufrichtungen des Magnetfeldes zu erkennen. Des Weiteren stimmt die abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie gut mit der Magnetfeldstärke des Modells bzw. der MHD Simulation überein (siehe Abb. 7.13, *unten*). Unterschiede, wie die höhere abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie und

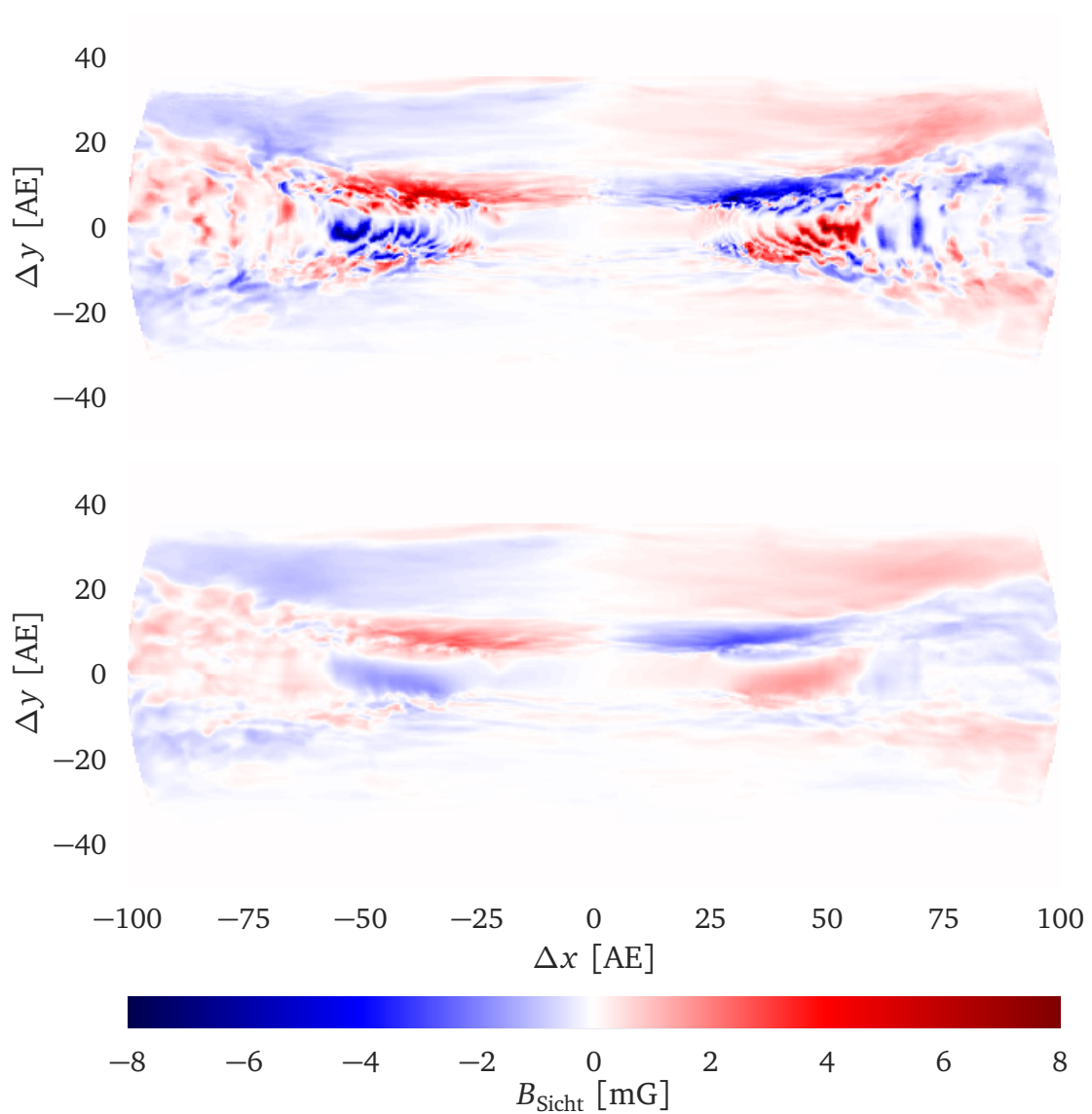


Abbildung 7.13: Mit der Zeeman-Analyse abgeleitete Magnetfeldstärke (*oben*) und Referenzmagnetfeldstärke entlang der Sichtlinie (*unten*), welche separat für jeden Pixel aus den jeweiligen Profilen der CN Spektrallinie berechnet wurde ($\nu_1 = 113,144$ GHz, Referenzmagnetfeldstärke siehe Gleichung (6.2)). Das zugrunde liegende Modell ist eine zirkumbinäre Scheibe, welche auf einer Momentaufnahme einer MHD Simulation basiert (siehe Abschnitt 7.1.2). Die wellenähnliche Struktur in der *oberen* Abbildung wird durch die Ableitung des Nettoflusses verursacht, welcher aus einer endlichen Anzahl von Geschwindigkeitskanälen besteht.

ihre wellenähnliche Struktur, können mit der limitierten spektralen Auflösung und der Interaktion zwischen Magnetfeld und Geschwindigkeitsfeld erklärt werden (siehe Abschnitt 6.2.2). Wie für die zirkumstellare Scheibe sind die Anforderungen an räumlich aufgelöste Zeeman-Beobachtungen von zirkumbinären Scheiben weit entfernt von dem, was heutige Großteleskope leisten können. Daher wird wie in den vorherigen Abschnitten untersucht, welche Informationen aus räumlich unaufgelösten Zeeman-Beobachtungen von zirkumbinären Scheiben gewonnen werden kann.

Räumlich unaufgelöste Zeeman-Beobachtungen:

Wie in Abb. 7.14 (*oben*) dargestellt, zeigt der Nettofluss der Scheibe die charakteristische Form mit zwei Maxima, wie sie von der Keplerbewegung der Gasteilchen erwartet wird (vergleichbar zu Abb. 7.6). Im Gegensatz zur zirkumstellaren Scheibe, welche auf einem analytischen Modell basiert, ist der zirkular polarisierte Anteil der zirkumbinären Scheibe wesentlich komplexer und aufwendiger zu analysieren (siehe Abb. 7.14, *unten*). Auf jeder Seite (positive und negative Geschwindigkeiten) können zwei Regionen mit unterschiedlichem Ursprung identifiziert werden. Region I kann der primären Strahlung der zirkumbinären Scheibe zugeordnet werden, welche durch die langsamen äußeren Bereiche der Scheibe mit relativ geringer Magnetfeldstärke erzeugt wird (siehe Abb. 7.2, *oben rechts*). Ein Zeeman-Signal (abwechselnd negatives und positives Maximum) ist in diesem Bereich kaum zu erkennen, da das Magnetfeld und Geschwindigkeitsfeld entlang der Sichtlinie starke Variationen aufweist (siehe Abb. 7.2, *unten links* und *oben rechts*). Im Gegensatz zu Region I wird die Strahlung aus Region II von den weiter innen liegenden Bereichen der zirkumbinären Scheibe erzeugt, welche höhere Geschwindigkeiten und zum Teil auch deutlich höhere Magnetfeldstärken aufweisen. Wie in Abb. 7.2 (*oben rechts*) dargestellt, ist die Magnetfeldrichtung in den inneren Bereichen wesentlich stabiler als in den äußeren Bereichen. Daher ist das Zeeman-Signal in Region II nicht nur stärker sondern auch deutlicher als das Signal aus Region I. Eine Abschätzung der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie aus der Ableitung des Nettoflusses ist nur für Region I verlässlich durchführbar, da diese der primären Strahlung der Scheibe zugeordnet werden kann. Für Region II müsste zuerst der zugehörige Nettofluss extrahiert werden, was sich als schwierig erweist und anfällig für Fehler ist. Aufgrund der hohen Anforderungen an die spektrale Auflösung und Intensitätsauflösung dürfte eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Regionen in realen Zeeman-Beobachtungen nur schwer durchführbar sein. Die über das gesamte Spektrum abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie wird sich dann wesentlich von der Magnetfeldstärke der einzelnen Bereiche der zirkumbinären Scheibe unterscheiden können. Außerdem beeinflusst die Inklination die Unterscheidung verschiedener Regionen, da sich für kleinere Inklinationen die Maxima der Spektrallinie näher kommen, während die spektrale Auflösung konstant bleibt.

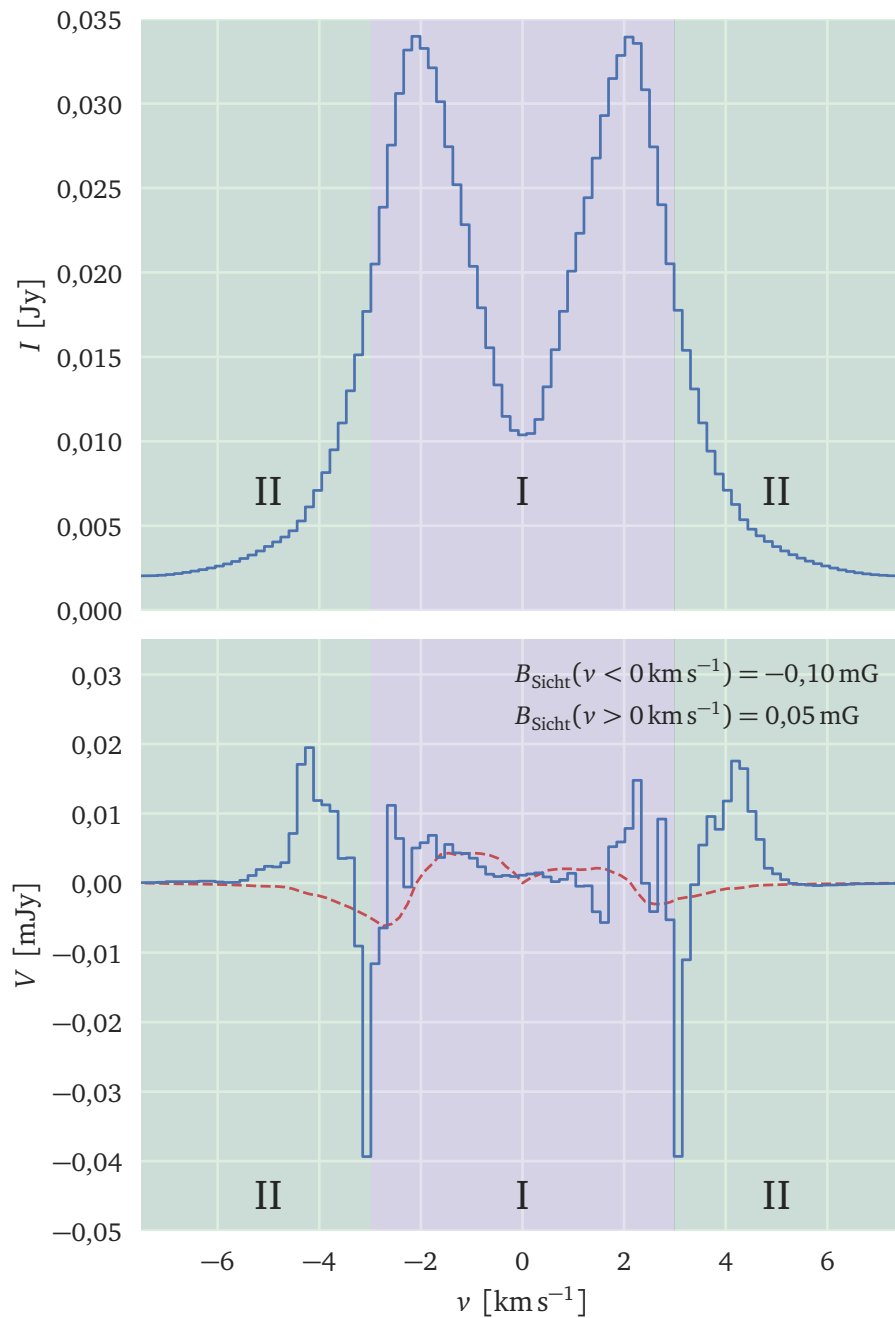


Abbildung 7.14: Nettofluss (I , oben) und zirkular polarisierter Anteil (V , unten) simuliert für das Modell der zirkumbinären Scheibe. In der unteren Abbildung ist ebenfalls die Ableitung von I dargestellt, welche an V angepasst wurde, um die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie zu berechnen (rote gestrichelte Linie). Die Anpassung der Ableitung von I an V wurde nur für die Geschwindigkeitskanäle zwischen $v_1 = -3,2 \text{ km s}^{-1}$ und $v_2 = 3,2 \text{ km s}^{-1}$ durchgeführt.

Vertikale Magnetfeldkomponente:

Im Gegensatz zum analytischen Modell der zirkumstellaren Scheibe besitzt das Magnetfeld der zirkumbinären Scheibe neben einer toroidalen Komponente auch eine vertikale Komponente (siehe 7.2, *unten rechts*). Da diese durch die realistischere MHD Simulation erzeugt wird, ist zu erwarten, dass die Magnetfelder von zirkumstellaren Scheiben um einen einzelnen Stern ebenfalls eine vertikale Komponente aufweisen (DUDOROV & KHAIBRAKHMANOV 2014; FLOCK u. a. 2015). Sofern die Inklination der Scheibe nicht exakt $i = 90^\circ$ beträgt, beeinflusst eine vertikale Komponente des Magnetfeldes die zirkular polarisierte Strahlung und damit die Berechnung der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie. Um den Einfluss einer vertikalen Magnetfeldkomponente zu untersuchen, werden wieder Strahlungstransportsimulationen mit der zirkumbinären Scheibe durchgeführt. Die Inklination wird dabei von $i = 0^\circ$ bis $i = 90^\circ$ in Schritten von 5° variiert. Im Gegensatz zu Abb. 7.14 wird die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie für die beiden Seiten der Spektren berechnet und der dafür berücksichtigte Frequenzbereich nicht eingeschränkt. Wie von der vertikalen Magnetfeldkomponente erwartet, ergibt sich für beide Seiten eine vergleichbare Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie, wenn die Scheibe bei $i = 0^\circ$ beobachtet wird (siehe Abb. 7.15). Mit ansteigender Inklination kann für eine Seite des Spektrums ($v > 0 \text{ km s}^{-1}$) der Abfall der vertikalen Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie durch den Anstieg der toroidalen Komponente aufgehalten und sogar noch verstärkt werden. Für die andere Seite des Spektrums ($v < 0 \text{ km s}^{-1}$) gilt das Gegenteil. Die toroidale Komponente ist der vertikalen Komponente entgegengesetzt und verstärkt dessen Abfall daher. Ab einer gewissen Inklination ($i \gtrsim 60^\circ$) wird die abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie von der toroidalen Komponente dominiert. Asymmetrien der abgeleiteten Magnetfeldstärken entlang der Sichtlinie können daher nicht nur mit lokalen Unterschieden des toroidalen Magnetfeldes sondern auch mit dem Vorkommen einer vertikalen Komponente erklärt werden. Ist der Verlauf der abgeleiteten Magnetfeldstärken entlang der Sichtlinie in Abhängigkeit der Inklination nicht bekannt, so ist es nahezu unmöglich, zwischen den potenziellen Ursachen der Asymmetrie zu unterscheiden. Eine Lösung dieses Problems könnten Zeeman-Beobachtungen von ähnlichen zirkumstellaren Scheiben sein, die unterschiedliche Inklinationen besitzen. Außerdem zeigt sich, dass für Inklinationen größer als $\sim 60^\circ$ die Frequenzverschiebung der Spektrallinie groß genug ist, um in der zirkular polarisierten Strahlung unterschiedliche Regionen zu identifizieren (siehe Abb. 7.14). Sofern diese unterschiedlichen Bereiche nicht separat betrachtet werden, führt die Berechnung der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie zu geringeren Werten als tatsächlich in der Scheibe vorherrschen. Dementsprechend kann dadurch der Verlauf der Magnetfeldstärke ab $i \gtrsim 60^\circ$ in Abb. 7.15 erklärt werden.

Zirkular polarisierter Strahlungsfluss:

Der zirkular polarisierte Strahlungsfluss ist ein weiterer wichtiger Unterschied zwischen dem analytischen Modell der zirkumstellaren Scheibe und dem Modell der zirkumbinären Scheibe, welches auf einer MHD Simulation basiert. Für die zirkumbinäre Scheibe ist der zirkular polarisierte Anteil bis zu zwei Größenordnungen geringer. Eine Ursache ist, dass die innere

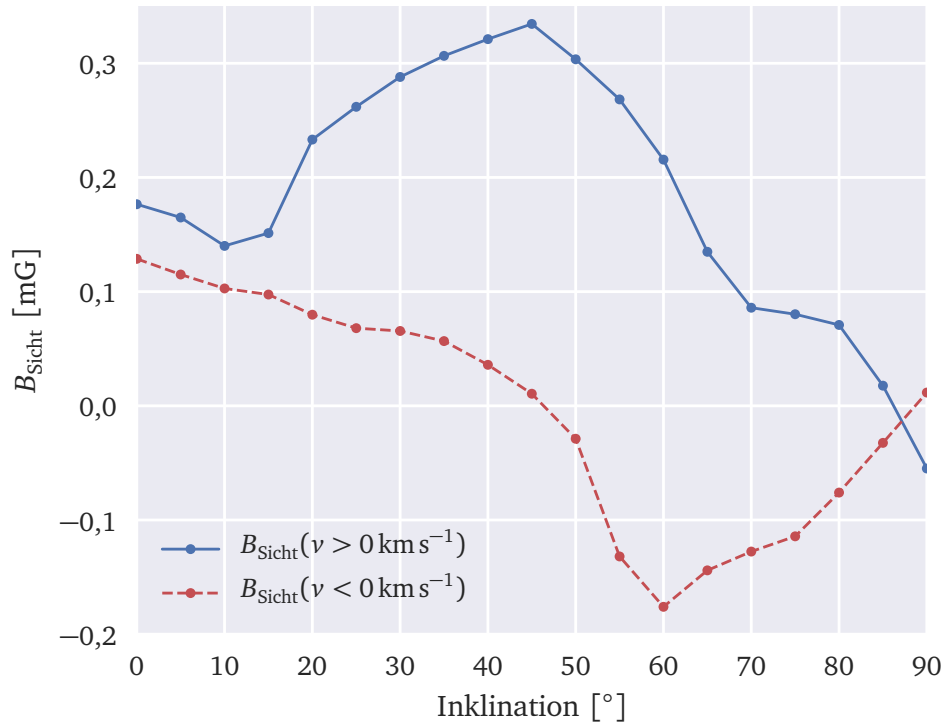


Abbildung 7.15: Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie, die aus einer Hälfte der simulierten I und V Spektren abgeleitet wurde. Die Simulationen basieren auf Modellen einer zirkumbinären Scheibe, die sich nur durch ihre Inklination unterscheiden (Spektrallinie von CN bei $\nu_1 = 113,144 \text{ GHz}$). Für die Berechnungen der Magnetfeldstärke der durchgezogenen/gestrichelten Linie wurden nur die Bereiche der I und V Spektren verwendet, die positive/negative Geschwindigkeiten in Relation zur Ruhegeschwindigkeit besitzen.

Region der zirkumbinären Scheibe ($R \lesssim 20 \text{ AE}$) durch die Gravitationskraft der beiden Sterne stark ausgedünnt wird (siehe z.B. AVRAMENKO u. a. 2017). In zirkumstellaren Scheiben besitzt der innerste Bereich die höchste Dichte und Magnetfeldstärke (siehe Abb. 7.1; FLOCK u. a. 2017). Nach Gleichung (3.6) fehlt einer zirkumbinären Scheibe somit ein signifikanter Anteil an zirkular polarisierter Strahlung, sofern dieser innere Bereich ausgedünnt ist. Allerdings gilt dies nur für zirkumbinäre Scheiben, deren Komponenten eine große Halbachse von $a_{\text{Stern}} \sim 5 \text{ AE}$ besitzen. Eine wesentlich geringere Halbachse würde zu einem Verhalten führen, welches eher einer zirkumstellaren Scheibe um einen einzelnen Stern entspricht. Bei einer größeren Halbachse kann dagegen die Ansammlung von Gas und Staub um den Doppelstern nicht mehr als einzelne zirkumbinäre Scheibe beschrieben werden. Neben der Ausdünnung des inneren Bereiches weist das toroidale Magnetfeld der zirkumbinären Scheibe auch Variationen seiner Umlaufrichtung auf. In räumlich unaufgelösten Beobachtungen vermindert dies zusätzlich den zirkular polarisierten Anteil, da für jede Seite ($v > 0 \text{ km s}^{-1}$ und $v < 0 \text{ km s}^{-1}$) sich zum Teil die entgegengesetzten Anteile des Magnetfeldes aufheben. Sollte trotz der stark erhöhten Anforderung an die Sensitivität eine solche Zeeman-Beobachtung von zirkumbinären Scheiben

durchgeführt werden können, so werden vor allem Informationen über das Magnetfeld in den mittleren Bereichen der Scheibe gewonnen. Im Gegensatz dazu wird die abgeleitete Magnetfeldstärke in zirkumstellaren Scheiben um einen einzelnen Stern vor allem durch den inneren Bereich nahe am Zentralstern dominiert, da dort die höchste Dichte und Magnetfeldstärke herrscht.

7.3 Fazit

Zeeman-Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben mit den Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz besitzen die Möglichkeit wichtige Informationen über das Magnetfeld zu gewinnen und Mehrdeutigkeiten der Magnetfeldstruktur aufzulösen. Insbesondere dann, wenn diese mit polarimetrischen Beobachtungen der Kontinuumsstrahlung von nicht-sphärischen ausgerichteten Staubkörnern kombiniert werden. In dieser Studie wurde außerdem untersucht, wie Zeeman-Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben ausgewertet werden können und welche Anforderungen an eine erfolgreiche Durchführung gestellt werden. Des Weiteren wurde analysiert, wie diese Anforderungen von ausgewählten Eigenschaften der zirkumstellaren Scheibe abhängen. Die Ergebnisse dieser Studie unterscheiden sich vor allem darin, ob die Zeeman-Beobachtungen räumlich aufgelöst oder unaufgelöst durchgeführt werden.

Räumlich aufgelöste Zeeman-Beobachtungen:

Für die meisten Bereiche der zirkumstellaren Scheibe entspricht die abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie dem, was in der Scheibe vorherrscht. Nur die Bereiche nahe am Stern werden durch die hohe optische Tiefe versteckt und können daher nicht untersucht werden. Die benötigte Sensitivität einer solchen Beobachtung ist jedoch weit außerhalb von dem, was moderne und zukünftige Großteleskope leisten können (z.B. $\Delta E \sim 1 \mu\text{Jy}$, falls $\Delta x \sim 10 \text{ AE}$; $\Delta E_{\text{ALMA, 3 Stunden}} \sim 10 \text{ mJy}$).

Räumlich unaufgelöste Zeeman-Beobachtungen:

Unter der Annahme, dass sich die Gasteilchen auf Keplerbahnen bewegen und das Magnetfeld eine hauptsächlich toroidale Form besitzt, kann für jede Seite der Spektren ($\nu > 0 \text{ km s}^{-1}$ und $\nu < 0 \text{ km s}^{-1}$) eine unabhängige Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie bestimmt werden. Diese mittleren Magnetfeldstärken stehen in Relation zu der Stärke und Struktur des Magnetfeldes innerhalb der zirkumstellaren Scheibe. Zusätzlich können sie verwendet werden um Asymmetrien in der toroidalen Struktur des Magnetfeldes zu erkennen. Diese Asymmetrien können jedoch nur dann von der vertikalen Magnetfeldkomponente unterschieden werden, wenn die Scheibe von der Seite betrachtet wird oder der Verlauf der Magnetfeldstärke mit der Inklination abgeschätzt werden kann. Mit räumlich unaufgelösten Zeeman-Beobachtungen ist es außerdem nicht möglich, erhebliche Änderungen der Magnetfeldstärke nahe am Zentralstern zu entdecken (z.B. *tote Zonen*). Die benötigte Sensitivität einer solchen Beobachtung ist in der Nähe von dem, was moderne und zukünftige Großteleskope in der Lage wären zu leisten

($\Delta E \sim 0,1$ mJy). Außerdem haben mehrere Eigenschaften der zirkumstellaren Scheibe einen Einfluss auf die benötigte Sensitivität:

1. Magnetfeldstärke

Die Magnetfeldstärke beeinflusst die benötigte Sensitivität direkt proportional. Daher sollten zirkumstellare Scheiben, in dessen Umgebung, im Vergleich zu anderen Scheiben, eine höhere Magnetfeldstärke gemessen wurde, für Zeeman-Beobachtungen bevorzugt werden.

2. Gasdichte und Molekülhäufigkeit

Die Gasdichte und Molekülhäufigkeit CN/H haben nur einen schwachen Einfluss auf die benötigte Sensitivität, da zirkumstellare Scheiben normalerweise teilweise optisch dick sind. Dennoch sollten zirkumstellare Scheiben mit vielen CN Molekülen für Zeeman-Beobachtungen bevorzugt werden, wobei eine hohe Magnetfeldstärke das wichtigere Kriterium bei der Wahl der Scheibe ist.

3. Inklination

Eine geringere Inklination verringert die benötigte Sensitivität, indem die strahlende Fläche der zirkumstellaren Scheibe erhöht wird. Dagegen wird die Ableitung der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie mit geringerer Inklination schwieriger. Für eine Zeeman-Beobachtung empfiehlt sich daher eine Inklination der zirkumstellaren Scheibe von $i \sim 60^\circ$. Dagegen sollten Scheiben mit einer Inklination von weniger als $i \sim 15^\circ$ nicht verwendet werden, sofern kein starkes vertikales Magnetfeld vorhanden ist.

4. Masse des Zentralsterns

Die Masse des Zentralsterns und damit die Keplerbewegung der Gasteilchen besitzt nahezu keinen Einfluss auf die benötigte Sensitivität. Sie ändert höchstens die minimale Inklination, bei der noch Informationen über das toroidale Magnetfeld gewonnen werden können.

Es zeigt sich, dass die vorgestellte Analyse des Magnetfeldes auch auf das komplexere und realistischere Modell der zirkumbinären Scheibe angewendet werden kann, welches auf einer MHD Simulation basiert. Dabei muss jedoch angemerkt werden, dass die untersuchte Scheibe einen Doppelstern mit einer signifikanten großen Halbachse besitzt ($a_{\text{Stern}} = 5$ AE). Zusätzlich zeigt sich, dass Zeeman-Beobachtungen von zirkumbinären Scheiben eine wesentlich höhere Sensitivität benötigen. Im Gegensatz dazu könnten aus einer solchen Beobachtung Informationen über das Magnetfeld in den mittleren Bereichen ($R > 20$ AE) der Scheibe gewonnen werden.

Die meisten der vorgestellten Ergebnisse wurden durch Strahlungstransportsimulationen der CN Spektrallinie bei $\nu_1 = 113,144$ GHz berechnet. Nicht jede Spektrallinie von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz besitzt dieselbe relative Intensität und Zeeman-Aufspaltung. Daher hängt die benötigte Sensitivität zusätzlich von der verwendeten Spektrallinie bei $\nu_0 = 113$ GHz ab.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Zeeman-Beobachtungen der Spektrallinien von CN bei $\nu_0 = 113$ GHz ein großes Potenzial besitzen, um das Wissen über die Struktur und Stärke des Magnetfeldes in zirkumstellaren Scheiben zu erweitern. Selbst wenn die Anforderungen an

aktuelle und zukünftige Großteleskope extrem hoch sind, so sollte es irgendwann möglich sein, solche Beobachtungen umzusetzen. Ein Ziel dieser Arbeit war es, den Einfluss verschiedener Eigenschaften zirkumstellarer Scheiben auf die Anforderungen von Zeeman-Beobachtungen zu untersuchen. So würden zum Beispiel die Anforderungen drastisch reduziert werden, wenn eine große zirkumstellare Scheibe mit reichlich CN Molekülen beobachtet werden würde, die eine Inklination von ungefähr $i \sim 60^\circ$ und eine Magnetfeldstärke des umgebenden Mediums von einigen $100 \mu\text{G}$ besitzt ($\text{CN}/\text{H} > 10^{-7}$, $R_{\text{außen}} > 300 \text{ AE}$).

KAPITEL 8

Schluss, Einordnung und Ausblick

Die Entstehung von Sternen und Planeten ist ein vielseitiges Thema der Astrophysik. Daher wurden bisher schon viele unterschiedliche Studien zu diesem Thema durchgeführt. Es zeigte sich dabei, dass der Einfluss von Magnetfeldern berücksichtigt werden muss, um die Sternentstehung korrekt zu beschreiben. Um ihren Einfluss zu bestimmen, werden polarimetrische Beobachtungen durchgeführt, die die Struktur und Stärke des Magnetfeldes in Sternentstehungsregionen abschätzen. Meist ist die Abschätzung des Magnetfeldes aus diesen Beobachtungen nicht eindeutig und benötigt diverse Annahmen. Daher wurden in der vorliegenden Arbeit drei Studien durchgeführt, die sich mit den Informationen befassen, die aus polarimetrischen Beobachtungen von Molekülwolken und zirkumstellaren Scheiben über das Magnetfeld gewonnen werden können. Diese Studien befassen sich dabei mit zwei unterschiedlichen polarimetrischen Beobachtungsmethoden. Das ist zum einen die Beobachtung der Kontinuumsstrahlung, sofern diese von am Magnetfeld ausgerichteten nicht-sphärischen Staubkörnern verursacht wird, und zum anderen die Beobachtung von Spektrallinien, die durch den Zeeman-Effekt aufgespalten sind. Um diese Beobachtungen nachvollziehen zu können, wurden Simulationen des Strahlungstransports mit dem Programm *POLARIS* durchgeführt. Während *POLARIS* in seiner Grundversion bereits die Strahlung ausgerichteter nicht-sphärischer Staubkörner berücksichtigt, wurde im Rahmen dieser Arbeit auch die Möglichkeit hinzugefügt die Zeeman-Aufspaltung von Spektrallinien zu simulieren. Als Folge dessen ist *POLARIS* momentan in der Lage, Simulationen der Gas- und Staubphase durchzuführen, mit denen das Magnetfeld in Sternentstehungsregionen umfassend untersucht werden kann. Neben den in dieser Arbeit vorgestellten Studien, kann *POLARIS* daher auch in Zukunft für unterschiedlichste Untersuchungen von Magnetfeldern verwendet werden.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit lassen sich thematisch in drei Studien unterteilen. In der ersten Studie wurde untersucht, welche physikalischen Eigenschaften und Bedingungen in Bok-Globulen bzw. Molekülwolken zu einer räumlichen Abnahme des Polarisationsgrades im Submillimeterwellenlängenbereich führen können (sog. Polarisationsloch). Es zeigt sich dabei, dass neben den üblichen Erklärungen noch weitere Bedingungen in Bok-Globulen zu Polarisationslöchern führen können. Diese sind größere Staubkörner, mehr Staubkörner bestehend aus Graphit und eine hohe optische Tiefe im Zentrum von Bok-Globulen. Außerdem konnte eine der üblichen Erklärungen mit dem Ausrichtungsmechanismus der Staubkörner in Verbindung gebracht werden. Basierend auf den Ergebnissen dieser Studie lässt sich außerdem erklären, wie ohne Strahlungsquelle im Kern von Bok-Globulen ein Polarisationsloch entstehen kann. Insgesamt trägt diese Studie zu einem besseren Verständnis von polarimetrischen Be-

obachtungen von Molekülwolken im Submillimeterwellenlängenbereich bei. Als Folge dessen konnte außerdem ein erfolgreicher Beobachtungsantrag mit dem Stratosphären-Observatorium für Infrarot-Astronomie (SOFIA) motiviert werden, um die Ursachen von Polarisationslöchern weiter einschränken zu können.

In der zweiten Studie wurde die Genauigkeit der Zeeman-Analyse in Beobachtungen von Molekülwolken untersucht. Mit ihr wird üblicherweise die Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie aus Linienbeobachtungen von Molekülwolken abgeschätzt. Es zeigt sich, dass bisherige Zeeman-Beobachtungen von Molekülwolken mit OH oder CN nur in Ausnahmefällen durch die Verwendung der Zeeman-Analyse einen zusätzlichen Fehler erfahren haben. Neben OH und CN können die Ergebnisse dieser Studie durch Näherungen auch auf andere Spektrallinien diverser Gasspezies angewendet werden. Außerdem beschreibt diese Studie den Einfluss von verschiedenen physikalischen Größen und Beobachtungsparametern auf den Fehler der Zeeman-Analyse. Mit Hilfe dieser Studie kann daher in zukünftigen Beobachtungen schon im Voraus die Genauigkeit der Zeeman-Analyse abgeschätzt werden.

Die dritte Studie betrachtete ebenfalls die Zeeman-Aufspaltung von Spektrallinien. Es wurde dabei untersucht, welche Informationen aus Zeeman-Beobachtungen von zirkumstellaren Scheiben gewonnen werden können und welche Voraussetzungen für eine erfolgreiche Beobachtung erfüllt sein müssen. In dieser Studie konnte gezeigt werden, dass Zeeman-Beobachtungen wichtige Erkenntnisse über die Struktur und Stärke von Magnetfeldern in zirkumstellaren Scheiben liefern können. Indes ist die benötigte Sensitivität für eine erfolgreiche Beobachtung sehr hoch, sodass in naher Zukunft nur räumlich unaufgelöste Beobachtungen durchgeführt werden können. Daher beschreibt diese Studie auch, wie aus räumlich unaufgelösten Zeeman-Beobachtungen nach wie vor Informationen über das Magnetfeld gewonnen werden können. Außerdem wird gezeigt, wie die Magnetfeldstärke, die Gasdichte und die Inklination der zirkumstellaren Scheibe die benötigte Sensitivität beeinflussen. Basierend auf diesen Ergebnissen kann so für eine zukünftige Zeeman-Beobachtung ein geeignetes Ziel gefunden werden. Als Beispiel würde die Sensitivität drastisch reduziert werden, wenn eine große zirkumstellare Scheibe mit reichlich CN Molekülen beobachtet werden würde, die eine Inklination von $i \sim 60^\circ$ und eine Magnetfeldstärke des umgebenden Mediums von einigen $100 \mu\text{G}$ besitzt ($\text{CN}/\text{H} > 10^{-7}$, $R_{\text{außen}} > 300 \text{ AE}$). Neben der Zeeman-Beobachtung einer zirkumstellaren Scheibe um einen einzelnen Stern wurde auch die Beobachtung einer zirkumbinären Scheibe untersucht. Während die Analyse des Magnetfeldes sehr ähnlich durchgeführt werden kann, ergibt sich eine wesentlich höhere benötigte Sensitivität, da der innere Bereich mit hoher Dichte und Magnetfeldstärke durch gravitative Wechselwirkung ausgedünnt wird. Dementsprechend sollten sich zukünftige Zeeman-Beobachtungen auf zirkumstellare Scheiben um einen einzelnen Stern konzentrieren.

Abschließend lässt sich festhalten, dass die vorliegende Arbeit zu einem besseren Verständnis des Potenzials polarimetrischer Beobachtungen geführt hat, welche verwendet werden, um das Magnetfeld in Sternentstehungsregionen abzuschätzen. Mit den erlangten Ergebnissen können daher neue Studien motiviert und der Einfluss von Magnetfeldern besser untersucht werden.

Literatur

- ALMA OT TEAM (2016): *OT User Manual 4.5, Version 1.0* (Zitiert auf den Seiten 67 und 80).
- ALMA PARTNERSHIP Asayama, S., A. BIGGS, I. de GREGORIO, B. DENT, J. DI FRANCESCO, E. FOMALONT, A. HALES, E. HUMPHRIES, S. KAMENO, E. MÜLLER, B. VILA VILARO, E. VILLARD & F. STOEHR (2016): *ALMA Cycle 4 Technical Handbook* (Zitiert auf den Seiten 15, 67, 75, 77 und 80).
- ANDERSSON, B.-G., A. LAZARIAN & JOHN E. VAILLANCOURT (2015): „Interstellar Dust Grain Alignment“. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 53: S. 501–539 (Zitiert auf den Seiten 10 und 47).
- ANDREANI, P. u. a. (2016): *ALMA Cycle 4 Proposer’s Guide and Capabilities, ALMA Doc. 4.2 v1.0* (Zitiert auf Seite 81).
- ANDREWS, SEAN M., IAN CZEKALA, D. J. WILNER, CATHERINE ESPAILLAT, C. P. DULLEMOND & A. M. HUGHES (2010): „Truncated Disks in TW Hya Association Multiple Star Systems“. en. *The Astrophysical Journal*, Bd. 710(1): S. 462 (Zitiert auf Seite 70).
- ANDREWS, SEAN M. & JONATHAN P. WILLIAMS (2005): „Circumstellar Dust Disks in Taurus-Auriga: The Submillimeter Perspective“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 631 (Zitiert auf Seite 68).
- ANDREWS, SEAN M., DAVID J. WILNER, ZHAOHUAN ZHU, TILMAN BIRNSTIEL, JOHN M. CARPENTER, LAURA M. PÉREZ, XUE-NING BAI, KARIN I. ÖBERG, A. MEREDITH HUGHES, ANDREA ISELLA & LUCA RICCI (2016): „Ringed Substructure and a Gap at 1 au in the Nearest Protoplanetary Disk“. en. *The Astrophysical Journal Letters*, Bd. 820(2): S. L40 (Zitiert auf Seite 70).
- AVRAMENKO, R., S. WOLF & T. F. ILLENSEER (2017): „Observability of characteristic binary-induced structures in circumbinary disks“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 604, A38: A38 (Zitiert auf Seite 94).
- BALBUS, STEVEN A. (2009): „Magnetohydrodynamics of Protostellar Disks“. *arXiv:0906.0854 [astro-ph]*, Bd. arXiv: 0906.0854 (Zitiert auf Seite 1).
- BALBUS, STEVEN A. & JOHN F. HAWLEY (1991): „A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. I. Linear Analysis“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 376 (Zitiert auf Seite 4).
- BARNETT, S. J. (1915): „Magnetization by Rotation“. *Physical Review*, Bd. 6: S. 239–270 (Zitiert auf den Seiten 9 und 10).
- BATE, MATTHEW R. & IAN A. BONNELL (1997): „Accretion during binary star formation - II. Gaseous accretion and disc formation“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 285 (Zitiert auf Seite 4).
- BECKLIN, E. E., E. T. YOUNG & M. L. SAVAGE (2016): „Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy (SOFIA)“. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Bd. 9973 (Zitiert auf Seite 50).

- BEL, N. & B. LEROY (1989): „Zeeman splitting in interstellar molecules.“ *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 224 (Zitiert auf den Seiten 23 und 64).
- BERTRANG, G. H.-M., M. FLOCK & S. WOLF (2017): „Magnetic fields in protoplanetary discs: from MHD simulations to ALMA observations“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 464 (Zitiert auf Seite 70).
- BERTRANG, G., S. WOLF & H. S. DAS (2014): „Large-scale magnetic fields in Bok globules“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 565: A94 (Zitiert auf den Seiten 2 und 36).
- BETHELL, T. J., A. CHEPURNOV, A. LAZARIAN & J. KIM (2007): „Polarization of Dust Emission in Clumpy Molecular Clouds and Cores“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 663: S. 1055–1068 (Zitiert auf Seite 2).
- BLUM, JÜRGEN, RAINER SCHRÄPLER, BJÖRN J. R. DAVIDSSON & JOSEP M. TRIGO-RODRÍGUEZ (2006): „The Physics of Protoplanetary Dust Agglomerates. I. Mechanical Properties and Relations to Primitive Bodies in the Solar System“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 652 (Zitiert auf Seite 9).
- BOK, BART J. (1977): „Dark Nebulae, Globules, and Protostars“. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, Bd. 89: S. 597 (Zitiert auf den Seiten 36 und 61).
- BOK, BART J. & EDITH F. REILLY (1947): „Small Dark Nebulae.“ *The Astrophysical Journal*, Bd. 105: S. 255 (Zitiert auf Seite 4).
- BONNOR, W. B. (1956): „Boyle’s Law and gravitational instability“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 116: S. 351 (Zitiert auf den Seiten 36 und 59).
- BÖTTCHER, M. (2012): *Line broadening mechanisms* (Zitiert auf Seite 17).
- BRAUER, R. & S. WOLF (2016): „Impact of an inhomogeneous density distribution on selected observational characteristics of circumstellar disks“. en. *Astronomy & Astrophysics*, Bd. 585: A34 (Zitiert auf Seite 38).
- BRAUER, R., S. WOLF & M. FLOCK (2017a): „Magnetic fields in circumstellar disks: The potential of Zeeman observations“. en. *Astronomy & Astrophysics*, Bd. (Zitiert auf den Seiten 67, 129 und 131).
- BRAUER, R., S. WOLF & S. REISSL (2016): „On the origins of polarization holes in Bok globules“. en. *Astronomy & Astrophysics*, Bd. 588: A129 (Zitiert auf den Seiten 35 und 129).
- BRAUER, R., S. WOLF, S. REISSL & F. OBER (2017b): „Magnetic fields in molecular clouds: Limitations of the analysis of Zeeman observations“. en. *Astronomy & Astrophysics*, Bd. 601: A90 (Zitiert auf den Seiten 53 und 129).
- BRAUER, ROBERT (2016): „Bok globules in the far infrared: Constraining the origin of polarization holes“. *SOFIA Proposal*, Bd. (Zitiert auf Seite 50).
- BURKHART, BLAKESLEY, DAVID C. COLLINS & ALEX LAZARIAN (2015): „Observational Diagnostics of Self-gravitating Mhd Turbulence in Giant Molecular Clouds“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 808(1): S. 48 (Zitiert auf Seite 54).
- CAMPBELL, J. L., R. K. FRIESEN, P. G. MARTIN, P. CASELLI, J. KAUFFMANN & J. E. PINEDA (2016): „Contraction Signatures toward Dense Cores in the Perseus Molecular Cloud“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 819(2): S. 143 (Zitiert auf Seite 61).
- CASHWELL, E. D. (1957): *A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems* /. Los Alamos, N.M. : (Zitiert auf Seite 7).

- CHANDRASEKHAR, S. & E. FERMI (1953): „Magnetic Fields in Spiral Arms.“ en. *The Astrophysical Journal*, Bd. 118: S. 113 (Zitiert auf den Seiten 2 und 11).
- CHAPILLON, E., S. GUILLOTEAU, A. DUTREY, V. PIÉTU & M. GUÉLIN (2012): „Chemistry in disks. VI. CN and HCN in protoplanetary disks“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 537: A60 (Zitiert auf Seite 71).
- CLARK, F. O. & D. R. JOHNSON (1974): „Magnetic Fields in the Orion Molecular Cloud from the Zeeman Effect in so“. en. *The Astrophysical Journal*, Bd. 191: S. L87 (Zitiert auf Seite 64).
- CLARK, F. O., D. R. JOHNSON, C. E. HEILES & T. H. TROLAND (1978): „Upper limits to the ambient magnetic field in several dense molecular clouds.“ *The Astrophysical Journal*, Bd. 226: S. 824 (Zitiert auf Seite 64).
- CLAYTON, GEOFFREY C., MICHAEL J. WOLFF, ULYSSES J. SOFIA, K. D. GORDON & K. A. MISSELT (2003): „Dust Grain Size Distributions from MRN to MEM“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 588: S. 871–880 (Zitiert auf Seite 47).
- CLEMENS, DAN P, JOAO LIN YUN & MARK H. HEYER (1991): „BOK globules and small molecular clouds - Deep IRAS photometry and (C-12)O spectroscopy“. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Bd. 75: S. 877–904 (Zitiert auf den Seiten 4, 36 und 61).
- COLLABORATION, ASTROPY u. a. (2013): „Astropy: A community Python package for astronomy“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 558: A33 (Zitiert auf Seite 123).
- CRUTCHER, R. (2014): „Magnetic Fields and Star Formation - CN Zeeman Mapping“. *69th International Symposium on Molecular Spectroscopy* (Zitiert auf den Seiten 2 und 53).
- CRUTCHER, R. M. (1979): „Nonthermal OH main lines and the abundance of OH in interstellar dust clouds“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 234: S. 881–890 (Zitiert auf den Seiten 32 und 54).
- CRUTCHER, R. M. & I. KAZES (1983): „The magnetic field of the NGC 2024 molecular cloud - Detection of OH line Zeeman splitting“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 125: S. L23–L26 (Zitiert auf den Seiten 2 und 53).
- CRUTCHER, R. M., T. H. TROLAND, A. A. GOODMAN, C. HEILES, I. KAZES & P. C. MYERS (1993): „OH Zeeman observations of dark clouds“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 407: S. 175–184 (Zitiert auf den Seiten 2, 9, 13, 15, 17 und 53).
- CRUTCHER, RICHARD M. (1999): „Magnetic Fields in Molecular Clouds: Observations Confront Theory“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 520: S. 706–713 (Zitiert auf den Seiten 57, 64 und 87).
- (2012): „Magnetic Fields in Molecular Clouds“. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 50: S. 29–63 (Zitiert auf den Seiten 1, 2, 53 und 67).
- CRUTCHER, RICHARD M., NICHOLAS HAKOBIAN & THOMAS H. TROLAND (2009): „Testing Magnetic Star Formation Theory“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 692: S. 844–855 (Zitiert auf den Seiten 54 und 89).
- (2010a): „Self-consistent analysis of OH Zeeman observations“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 402: S. L64–L66 (Zitiert auf den Seiten 2 und 15).
- CRUTCHER, RICHARD M., THOMAS H. TROLAND, BERNARD LAZAREFF, GABRIEL PAUBERT & ILYA KAZÈS (1999): „Detection of the CN Zeeman Effect in Molecular Clouds“. *The Astrophysical Journal Letters*, Bd. 514: S. L121–L124 (Zitiert auf den Seiten 2, 24 und 53).

- CRUTCHER, RICHARD M., BENJAMIN WANDELT, CARL HEILES, EDITH FALGARONE & THOMAS H. TROLAND (2010b): „Magnetic Fields in Interstellar Clouds from Zeeman Observations: Inference of Total Field Strengths by Bayesian Analysis“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 725: S. 466–479 (Zitiert auf den Seiten 2, 3, 9, 13, 15, 53, 54, 61, 70, 87 und 89).
- DAVIS Jr., LEVERETT & JESSE L. GREENSTEIN (1951): „The Polarization of Starlight by Aligned Dust Grains.“ *The Astrophysical Journal*, Bd. 114: S. 206 (Zitiert auf Seite 9).
- DEWDNE, P. u. a. (2015): *SKA Baseline Design document version2 (October 2015)* (Zitiert auf den Seiten 15, 67 und 89).
- DRAINE, B. T. & H. M. LEE (1984): „Optical properties of interstellar graphite and silicate grains“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 285: S. 89–108 (Zitiert auf den Seiten 29, 31, 37 und 75).
- DRAINE, B. T. & AIGEN LI (2007): „Infrared Emission from Interstellar Dust. IV. The Silicate-Graphite-PAH Model in the Post-Spitzer Era“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 657: S. 810–837 (Zitiert auf Seite 47).
- DRAINE, BRUCE T. & PIOTR J. FLATAU (1994): „Discrete-Dipole Approximation For Scattering Calculations“. *EN. J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA*, Bd. 11(4): S. 1491–1499 (Zitiert auf den Seiten 27 und 31).
- DUDOROV, A. E. & S. A. KHAIBRAKHMANOV (2014): „Fossil magnetic field of accretion disks of young stars“. *Astrophysics and Space Science*, Bd. 352(1). arXiv: 1403.5513: S. 103–121 (Zitiert auf den Seiten 1, 4, 70, 85, 87 und 93).
- DUQUENNOY, A. & M. MAYOR (1991): „Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II. Distribution of the orbital elements in an unbiased sample.“ *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 248 (Zitiert auf Seite 67).
- DZYURKEVICH, NATALIA, NEAL J. TURNER, THOMAS HENNING & WILHELM KLEY (2013): „Magnetized Accretion and Dead Zones in Protostellar Disks“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 765 (Zitiert auf Seite 85).
- EBERT, R. (1955): „Über die Verdichtung von H I-Gebieten. Mit 5 Textabbildungen“. *Zeitschrift fuer Astrophysik*, Bd. 37: S. 217 (Zitiert auf den Seiten 36 und 59).
- ELMEGREEN, BRUCE G., JOHN SCALO, BRUCE G. ELMEGREEN & JOHN SCALO (2004): „Interstellar Turbulence I: Observations and Processes, Interstellar Turbulence I: Observations and Processes“. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 42, 42: S. 211, 211 (Zitiert auf Seite 1).
- ENDRES, CHRISTIAN P., STEPHAN SCHLEMMER, PETER SCHILKE, JÜRGEN STUTZKI & HOLGER S. P. MÜLLER (2016): „The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS, in the Virtual Atomic and Molecular Data Centre, VAMDC“. *Journal of Molecular Spectroscopy. New Visions of Spectroscopic Databases, Volume II*, Bd. 327: S. 95–104 (Zitiert auf Seite 28).
- EVANS II, NEAL J., JEONG-EUN LEE, JONATHAN M. C. RAWLINGS & MINHO CHOI (2005): „B335: A Laboratory for Astrochemistry in a Collapsing Cloud“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 626: S. 919–932 (Zitiert auf Seite 36).
- FALCETA-GONÇALVES, DIEGO, ALEX LAZARIAN & GRZEGORZ KOWAL (2008): „Studies of Regular and Random Magnetic Fields in the ISM: Statistics of Polarization Vectors and the Chandrasekhar-Fermi Technique“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 679: S. 537–551 (Zitiert auf Seite 2).

- FALGARONE, E., T. H. TROLAND, R. M. CRUTCHER & G. PAUBERT (2008): „CN Zeeman measurements in star formation regions“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 487(1): S. 247–252 (Zitiert auf den Seiten 9, 22, 24, 61, 64 und 75).
- FEDERRATH, C. (2015): „Inefficient star formation through turbulence, magnetic fields and feedback“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 450: S. 4035–4042 (Zitiert auf den Seiten 1, 2 und 3).
- FEDERRATH, CHRISTOPH & RALF S. KLESSEN (2013): „On the Star Formation Efficiency of Turbulent Magnetized Clouds“. en. *The Astrophysical Journal*, Bd. 763(1): S. 51 (Zitiert auf den Seiten 1 und 3).
- FEHLBERG, E. (1970): „Klassische Runge-Kutta-Formeln vierter und niedrigerer Ordnung mit Schrittweiten-Kontrolle und ihre Anwendung auf Wärmeleitungsprobleme“. de. *Computing*, Bd. 6(1-2): S. 61–71 (Zitiert auf Seite 7).
- FLOCK, M., S. FROMANG, N. J. TURNER & M. BENISTY (2017): „3D Radiation Nonideal Magneto-hydrodynamical Simulations of the Inner Rim in Protoplanetary Disks“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 835 (Zitiert auf den Seiten 4 und 94).
- FLOCK, M., TH HENNING & H. KLAHR (2012): „Turbulence in Weakly Ionized Protoplanetary Disks“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 761 (Zitiert auf Seite 70).
- FLOCK, M., J. P. RUGE, N. DZYURKEVICH, TH HENNING, H. KLAHR & S. WOLF (2015): „Gaps, rings, and non-axisymmetric structures in protoplanetary disks. From simulations to ALMA observations“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 574 (Zitiert auf den Seiten 1, 4, 5, 71 und 93).
- FRERKING, MARGARET A., WILLIAM D. LANGER & ROBERT W. WILSON (1987): „The structure and dynamics of BOK globule B335“. en. *The Astrophysical Journal*, Bd. 313: S. 320 (Zitiert auf Seite 54).
- GLENN, JASON, CHRISTOPHER K. WALKER & ERICK T. YOUNG (1999): „Magnetic Fields in Star Formation Regions: 1.3 Millimeter Continuum Polarimetry“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 511: S. 812–821 (Zitiert auf Seite 35).
- GOLD, T. (1952): „The alignment of galactic dust“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 112: S. 215 (Zitiert auf den Seiten 9 und 11).
- GOODMAN, ALYSSA A., TERRY J. JONES, ELIZABETH A. LADA & PHILIP C. MYERS (1992): „The structure of magnetic fields in dark clouds - Infrared polarimetry in B216-217“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 399: S. 108–113 (Zitiert auf Seite 35).
- GORDY, WALTER & ROBERT LEE COOK (1984): *Microwave molecular spectra*. en. Google-Books-ID: dtrvAAAAMAAJ. Wiley (Zitiert auf Seite 23).
- GRÄFE, C., S. WOLF, S. GUILLOTEAU, A. DUTREY, K. R. STAPELFELDT, K. M. PONTOPPIDAN & J. SAUTER (2013): „Vertical settling and radial segregation of large dust grains in the circumstellar disk of the Butterfly Star“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 553: A69 (Zitiert auf den Seiten 5, 46 und 67).
- GRESSEL, O., N. J. TURNER, R. P. NELSON & C. P. McNALLY (2015): „Global Simulations of Protoplanetary Disks With Ohmic Resistivity and Ambipolar Diffusion“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 801, 84: S. 84 (Zitiert auf Seite 70).

- GUILLOTEAU, S., A. DUTREY, J. PETY & F. GUETH (2008): „Resolving the circumbinary dust disk surrounding HH 30“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 478: S. L31–L34 (Zitiert auf Seite 68).
- GUILLOTEAU, STEPHANE & ANNE DUTREY (1998): „Physical parameters of the Keplerian protoplanetary disk of DM Tauri“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 339 (Zitiert auf Seite 71).
- HAKEN, H. & H. C. WOLF (2012): *Atom- und Quantenphysik: Eine Einführung in Die Experimentellen und Theoretischen Grundlagen*. de. Google-Books-ID: 6riOMAEACAAJ. Springer London, Limited (Zitiert auf Seite 123).
- HARTMANN, LEE, NURIA CALVET, ERIK GULLBRING & PAOLA D’ALESSIO (1998): „Accretion and the Evolution of T Tauri Disks“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 495 (Zitiert auf Seite 4).
- HAYASHI, C. (1981): „Structure of the Solar Nebula, Growth and Decay of Magnetic Fields and Effects of Magnetic and Turbulent Viscosities on the Nebula“. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, Bd. 70 (Zitiert auf Seite 68).
- HEILES, CARL & MARIJKE HAVERKORN (2012): „Magnetic Fields in the Multiphase Interstellar Medium“. en. *Space Science Reviews*, Bd. 166(1-4): S. 293–305 (Zitiert auf Seite 2).
- HEILES, CARL & T. H. TROLAND (2004): „The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. III. Techniques for Spectral Polarization and Results for Stokes V“. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Bd. 151: S. 271–297 (Zitiert auf den Seiten 2, 15 und 53).
- HENNING, TH., S. WOLF, R. LAUNHARDT & R. WATERS (2001): „Measurements of the Magnetic Field Geometry and Strength in Bok Globules“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 561: S. 871–879 (Zitiert auf den Seiten 1, 35, 38 und 48).
- HERBST, E. & W. KLEMPERER (1973): „The Formation and Depletion of Molecules in Dense Interstellar Clouds“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 185: S. 505–534 (Zitiert auf Seite 3).
- HERTEL, INGOLF VOLKER & CLAUS-PETER SCHULZ (2015): *Atome, Moleküle und optische Physik 1: Atomphysik und Grundlagen der Spektroskopie*. de. Google-Books-ID: M6olCQAAQBAJ. Springer-Verlag (Zitiert auf Seite 13).
- HILDEBRAND, R. H., J. L. DOTSON, C. D. DOWELL, D. A. SCHLEUNING & J. E. VAILLANCOURT (1999): „The Far-Infrared Polarization Spectrum: First Results and Analysis“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 516: S. 834–842 (Zitiert auf Seite 35).
- HOANG, THIEM & A. LAZARIAN (2008): „Radiative torque alignment: essential physical processes“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 388: S. 117–143 (Zitiert auf den Seiten 10 und 48).
- (2009): „Radiative Torques Alignment in the Presence of Pinwheel Torques“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 695: S. 1457–1476 (Zitiert auf Seite 10).
- (2014): „Grain alignment by radiative torques in special conditions and implications“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 438: S. 680–703 (Zitiert auf Seite 10).
- HOLLAND, W. S. u. a. (2013): „SCUBA-2: the 10 000 pixel bolometer camera on the James Clerk Maxwell Telescope“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 430 (Zitiert auf Seite 50).
- HUNTER, JOHN D. (2007): „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. *Computing in Science and Engineering*, Bd. 9: S. 90–95 (Zitiert auf Seite 123).
- JONES, ERIC, TRAVIS OLIPHANT, PEARU PETERSON u. a. (2001): *SciPy: Open source scientific tools for Python* (Zitiert auf Seite 123).

- JONES, R. VICTOR & LYMAN SPITZER Jr. (1967): „Magnetic Alignment of Interstellar Grains“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 147: S. 943 (Zitiert auf Seite 11).
- KANDORI, R., Y. NAKAJIMA, M. TAMURA, K. TATEMATSU, Y. AIKAWA, T. NAOI, K. SUGITANI, H. NAKAYA, T. NAGAYAMA, T. NAGATA, M. KURITA, D. KATO, C. NAGASHIMA & S. SATO (2005): „Near-Infrared Imaging Survey of Bok Globules: Density Structure“. *Astronomical Journal*, Bd. 130: S. 2166–2184 (Zitiert auf den Seiten 36 und 59).
- KHAIBRAKHMANOV, SERGEY A., ALEXANDER E. DUDOROV, SERGEY YU PARFENOV & ANDREY M. SOBOLEV (2017): „Large-scale magnetic field in the accretion discs of young stars: the influence of magnetic diffusion, buoyancy and Hall effect“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 464(1). arXiv: 1609.03969: S. 586–598 (Zitiert auf Seite 1).
- KRAUS, ADAM L. & LYNNE A. HILLENBRAND (2009): „The Coequality of Young Binary Systems“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 704 (Zitiert auf Seite 67).
- KRÜGEL, E. (2008): *An Introduction to the Physics of Interstellar Dust*. Series in Astronomy and Astrophysics. Taylor & Francis Group (Zitiert auf den Seiten 5, 6, 7 und 11).
- LANDI DEGL'INNOCENTI, E. (1976): „MALIP - a programme to calculate the Stokes parameters profiles of magnetoactive Fraunhofer lines“. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, Bd. 25: S. 379 (Zitiert auf Seite 16).
- LARSON, R. B. (1981): „Turbulence and star formation in molecular clouds.“ *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 194 (Zitiert auf Seite 11).
- LARSSON, RICHARD, STEFAN A. BUEHLER, PATRICK ERIKSSON & JANA MENDROK (2014): „A treatment of the Zeeman effect using Stokes formalism and its implementation in the Atmospheric Radiative Transfer Simulator (ARTS)“. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Bd. 133: S. 445–453 (Zitiert auf den Seiten 15, 17, 23 und 64).
- LAUNHARDT, R., D. NUTTER, D. WARD-THOMPSON, T. L. BOURKE, TH. HENNING, T. KHANZADYAN, M. SCHMALZL, S. WOLF & R. ZYLKA (2010): „Looking Into the Hearts of Bok Globules: Millimeter and Submillimeter Continuum Images of Isolated Star-forming Cores“. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Bd. 188: S. 139–177 (Zitiert auf den Seiten 36, 38, 49 und 61).
- LAZARIAN, A. (2007): „Tracing magnetic fields with aligned grains“. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Bd. 106: S. 225–256 (Zitiert auf den Seiten 9, 10 und 47).
- LAZARIAN, A., B.-G. ANDERSSON & THIEM HOANG (2015): „Grain Alignment: Role of Radiative Torques and Paramagnetic Relaxation“. *arXiv:1511.03696 [astro-ph]*, Bd. arXiv: 1511.03696 (Zitiert auf den Seiten 10, 11 und 43).
- LAZARIAN, A. & THIEM HOANG (2007): „Radiative torques: analytical model and basic properties“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 378: S. 910–946 (Zitiert auf Seite 10).
- LAZARIAN, A. & W. G. ROBERGE (1997): „Barnett Relaxation in Thermally Rotating Grains“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 484: S. 230–237 (Zitiert auf Seite 11).
- LEUNG, C. M. (1985): „Physical conditions in isolated dark globules“. *Protostars and Planets II*. Hrsg. von BLACK, D. C. & M. S. MATTHEWS: S. 104–136 (Zitiert auf den Seiten 36 und 61).
- LI, DAN, ERIC PANTIN, CHARLES M. TELESCO, HAN ZHANG, CHRISTOPHER M. WRIGHT, PETER J. BARNES, CHRIS PACKHAM & NAIBÍ MARIÑAS (2016): „An Ordered Magnetic Field in the

- Protoplanetary Disk of AB Aur Revealed by Mid-Infrared Polarimetry“. *arXiv:1609.02493 [astro-ph]*, Bd. arXiv: 1609.02493 (Zitiert auf den Seiten 2, 4, 9 und 67).
- MAC LOW, MORDECAI-MARK, RALF S. KLESSEN, MORDECAI-MARK MAC LOW & RALF S. KLESSEN (2004): „Control of star formation by supersonic turbulence, Control of star formation by supersonic turbulence“. *Reviews of Modern Physics, Reviews of Modern Physics*, Bd. 76, 76: S. 125, 125 (Zitiert auf Seite 1).
- MADLENER, D., S. WOLF, A. DUTREY & S. GUILLOTEAU (2012): „The circumstellar disk of HH 30. Searching for signs of disk evolution with multi-wavelength modeling“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 543 (Zitiert auf den Seiten 46 und 67).
- MARTIN, P. G. (1974): „Interstellar polarization from a medium with changing grain alignment.“ *The Astrophysical Journal*, Bd. 187 (Zitiert auf den Seiten 12 und 13).
- MATHIS, J. S. (1986): „The alignment of interstellar grains“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 308: S. 281–287 (Zitiert auf Seite 47).
- MATHIS, J. S., W. RUMPL & K. H. NORDSIECK (1977): „The size distribution of interstellar grains“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 217: S. 425–433 (Zitiert auf den Seiten 29, 37 und 75).
- MATTHEWS, B. C. (2005): „Polarimetry and Star Formation in the Submillimeter“. *Astronomical Polarimetry: Current Status and Future Directions*. Hrsg. von ADAMSON, A., C. ASPIN, C. DAVIS & T. FUJIYOSHI. Bd. 343. Astronomical Society of the Pacific Conference Series: S. 99 (Zitiert auf Seite 35).
- MATTHEWS, BRENDA C. & CHRISTINE D. WILSON (2002): „Magnetic Fields in Star-forming Molecular Clouds. V. Submillimeter Polarization of the Barnard 1 Dark Cloud“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 574: S. 822–833 (Zitiert auf den Seiten 1 und 2).
- MCCABE, C., G. DUCHÊNE & A. M. GHEZ (2002): „NICMOS Images of the GG Tauri Circumbinary Disk“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 575: S. 974–988 (Zitiert auf Seite 68).
- McKEE, CHRISTOPHER F. & EVE C. OSTRICKER (2007): „Theory of Star Formation“. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 45(1): S. 565–687 (Zitiert auf den Seiten 1 und 3).
- MESTEL, L. (1966): „The magnetic field of a contracting gas cloud. I, Strict flux-freezing“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 133: S. 265 (Zitiert auf Seite 70).
- MINAMIDANI, TETSUHIRO u. a. (2008): „Submillimeter Observations of Giant Molecular Clouds in the Large Magellanic Cloud: Temperature and Density as Determined from J=3-2 and J=1-0 Transitions of CO“. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Bd. 175: S. 485–508 (Zitiert auf Seite 54).
- MIROSHNICHENKO, ANATOLY, DEJAN VINKOVIĆ & MOSHE ELITZUR (1999): „Dust Emission from Herbig Ae/Be Stars: Evidence for Disks and Envelopes“. en. *The Astrophysical Journal*, Bd. 520(2): S. L115 (Zitiert auf Seite 70).
- MONTESINOS, MATIAS (2012): „Review: Accretion Disk Theory“. *arXiv:1203.6851 [astro-ph]*, Bd. arXiv: 1203.6851 (Zitiert auf Seite 4).
- MOSKALENKO, IGOR V., TROY A. PORTER & ANDREW W. STRONG (2006): „Attenuation of Very High Energy Gamma Rays by the Milky Way Interstellar Radiation Field“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 640 (Zitiert auf Seite 27).

- NATTA, A., L. TESTI, N. CALVET, TH. HENNING, R. WATERS & D. WILNER (2007): „Dust in Protoplanetary Disks: Properties and Evolution“. *Protostars and Planets V*, Bd.: S. 767–781 (Zitiert auf Seite 38).
- OBER, F., S. WOLF, A. L. URIBE & H. H. KLAHR (2015): „Tracing planet-induced structures in circumstellar disks using molecular lines“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 579: A105 (Zitiert auf den Seiten 5, 22, 25, 75 und 120).
- OBER, FLORIAN (2016): „Linien-Strahlungstransport in zirkumstellaren Scheiben“. ger. doc-type:doctoralThesis. Christian-Albrechts Universität Kiel, CAU Kiel (Zitiert auf Seite 22).
- OKUZUMI, SATOSHI, SHIGENOBU HIROSE, SATOSHI OKUZUMI & SHIGENOBU HIROSE (2011): „Modeling Magnetorotational Turbulence in Protoplanetary Disks with Dead Zones, Modeling Magnetorotational Turbulence in Protoplanetary Disks with Dead Zones“. *The Astrophysical Journal*, *The Astrophysical Journal*, Bd. 742, 742: S. 65, 65 (Zitiert auf Seite 1).
- OLOFSSON, S. & G. OLOFSSON (2009): „A new method of determining distances to dark globules. The distance to B 335“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 498: S. 455–461 (Zitiert auf Seite 36).
- (2011): „The mid-infrared extinction in molecular clouds. Case study of B 335“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 534: A127 (Zitiert auf Seite 46).
- PARKIN, T. J. u. a. (2012): „The gas-to-dust mass ratio of Centaurus A as seen by Herschel“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 422 (Zitiert auf Seite 3).
- PICKETT, H. M., R. L. POYNTER, E. A. COHEN, M. L. DELITSKY, J. C. PEARSON & H. S. P. MÜLLER (1998): „Submillimeter, millimeter and microwave spectral line catalog.“ *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Bd. 60 (Zitiert auf Seite 28).
- PIÉTU, V., A. DUTREY & S. GUILLOTEAU (2007): „Probing the structure of protoplanetary disks: a comparative study of DM Tau, LkCa 15, and MWC 480“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 467: S. 163–178 (Zitiert auf Seite 71).
- PILLAI, T., J. KAUFFMANN, J. C. TAN, P. F. GOLDSMITH, S. J. CAREY & K. M. MENTEN (2015): „Magnetic Fields in High-mass Infrared Dark Clouds“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 799: S. 74 (Zitiert auf den Seiten 1, 2 und 15).
- PILLAI, T., J. KAUFFMANN, H. WIESEMAYER & K. M. MENTEN (2016): „CN Zeeman and dust polarization in a high-mass cold clump“. *Astronomy & Astrophysics*, Bd. 591: A19 (Zitiert auf den Seiten 9 und 22).
- PRINGLE, J. E. (1981): „Accretion discs in astrophysics“. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 19 (Zitiert auf Seite 4).
- PUDRITZ, R. E., M. KLASSEN, H. KIRK, D. SEIFRIED & R. BANERJEE (2014): „The Role of Magnetic Fields in Star Formation“. *Magnetic Fields throughout Stellar Evolution*. Hrsg. von PETIT, P., M. JARDINE & H. C. SPRUIT. Bd. 302. IAU Symposium: S. 10–20 (Zitiert auf Seite 1).
- PURCELL, E. M. (1979): „Suprathermal rotation of interstellar grains“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 231: S. 404–416 (Zitiert auf Seite 10).
- RADFORD, H. E. (1961): „Microwave Zeeman Effect of Free Hydroxyl Radicals“. *Physical Review*, Bd. 122: S. 114–130 (Zitiert auf den Seiten 23 und 24).
- RAO, R., R. M. CRUTCHER, R. L. PLAMBECK & M. C. H. WRIGHT (1998): „High-Resolution Millimeter-Wave Mapping of Linearly Polarized Dust Emission: Magnetic Field Structure in Orion“. *The Astrophysical Journal Letters*, Bd. 502: S. L75–L78 (Zitiert auf Seite 35).

- REES, D. E., C. J. DURRANT & G. A. MURPHY (1989): „Stokes profile analysis and vector magnetic fields. II - Formal numerical solutions of the Stokes transfer equations“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 339: S. 1093–1106 (Zitiert auf Seite 16).
- REES, MARTIN J. (2005): „Magnetic Fields in the Early Universe“. *Cosmic Magnetic Fields*. Hrsg. von WIELEBINSKI, RICHARD & RAINER BECK. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg: S. 1–8 (Zitiert auf Seite 1).
- REISSEL, S., D. SEIFRIED, S. WOLF, R. BANERJEE & R. S. KLESSEN (2017): „The origin of dust polarization in molecular outflows“. *ArXiv e-prints*, Bd. (Zitiert auf Seite 25).
- REISSEL, S., S. WOLF & R. BRAUER (2016): „Radiative transfer with POLARIS. I. Analysis of magnetic fields through synthetic dust continuum polarization measurements“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 593, A87: A87 (Zitiert auf den Seiten 13, 25, 43 und 120).
- REISSEL, S., S. WOLF & D. SEIFRIED (2014): „Tracing the ISM magnetic field morphology: the potential of multi-wavelength polarization measurements“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 566: A65 (Zitiert auf den Seiten 2 und 25).
- ROBERTS, D. A., R. M. CRUTCHER & T. H. TROLAND (1995): „The distribution of molecular and neutral gas and magnetic fields near the bipolar H II region S106“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 442: S. 208–227 (Zitiert auf Seite 54).
- ROBITAILLE, THOMAS P, BARBARA A. WHITNEY, REMY INDEBETOUW & KENNETH WOOD (2007): „Interpreting Spectral Energy Distributions from Young Stellar Objects. II. Fitting Observed SEDs Using a Large Grid of Precomputed Models“. en. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Bd. 169(2): S. 328–352 (Zitiert auf Seite 68).
- ROSENFELD, KATHERINE A., SEAN M. ANDREWS, DAVID J. WILNER, J. H. KASTNER & M. K. MCCLURE (2013): „The Structure of the Evolved Circumbinary Disk around V4046 Sgr“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 775: S. 136 (Zitiert auf Seite 68).
- RYBICKI, G. B. & D. G. HUMMER (1991): „An accelerated lambda iteration method for multilevel radiative transfer.“ *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 245 (Zitiert auf Seite 22).
- SCALO, JOHN, BRUCE G. ELMEGREEN, JOHN SCALO & BRUCE G. ELMEGREEN (2004): „Interstellar Turbulence II: Implications and Effects, Interstellar Turbulence II: Implications and Effects“. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 42, 42: S. 275, 275 (Zitiert auf Seite 1).
- SCHADEE, A. (1978): „On the Zeeman effect in electronic transitions of diatomic molecules.“ *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Bd. 19: S. 517–531 (Zitiert auf Seite 23).
- SCHÖIER, F. L., F. F. S. van der TAK, E. F. van DISHOECK & J. H. BLACK (2005): „An atomic and molecular database for analysis of submillimetre line observations“. *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 432: S. 369–379 (Zitiert auf Seite 28).
- SEGURA-COX, DOMINIQUE M., LESLIE W. LOONEY, IAN W. STEPHENS, MANUEL FERNÁNDEZ-LÓPEZ, WOJIN KWON, JOHN J. TOBIN, ZHI-YUN LI & RICHARD CRUTCHER (2015): „The Magnetic Field in the Class 0 Protostellar Disk of L1527“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 798 (Zitiert auf Seite 70).

- SEIFRIED, D. & S. WALCH (2015): „The impact of turbulence and magnetic field orientation on star-forming filaments“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 452: S. 2410–2422 (Zitiert auf Seite 1).
- SHAKURA, N. I. & R. A. SUNYAEV (1973): „Black holes in binary systems. Observational appearance.“ *Astronomy and Astrophysics*, Bd. 24 (Zitiert auf Seite 68).
- SHU, F. H., F. C. ADAMS & S. LIZANO (1987): „Star formation in molecular clouds: observation and theory.“ *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, Bd. 25 (Zitiert auf den Seiten 1 und 3).
- SILVERSTONE, M. D. u. a. (2006): „Formation and Evolution of Planetary Systems (FEPS): Primordial Warm Dust Evolution from 3 to 30 Myr around Sun-like Stars“. en. *The Astrophysical Journal*, Bd. 639(2): S. 1138 (Zitiert auf Seite 70).
- STEINACKER, J., A. BACMANN & T. HENNING (2006): „Ray Tracing for Complex Astrophysical High-opacity Structures“. en. *The Astrophysical Journal*, Bd. 645(2): S. 920 (Zitiert auf Seite 8).
- TANTAU, TILL (2013): *The TikZ and PGF Packages. Manual for version 3.0.0* (Zitiert auf Seite 123).
- TROLAND, THOMAS H. & RICHARD M. CRUTCHER (2008): „Magnetic Fields in Dark Cloud Cores: Arecibo OH Zeeman Observations“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 680: S. 457–465 (Zitiert auf den Seiten 2, 32, 53, 54 und 87).
- TURNER, N. J. & T. SANO (2008): „Dead Zone Accretion Flows in Protostellar Disks“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 679(2). arXiv: 0804.2916: S. L131–L134 (Zitiert auf den Seiten 4 und 85).
- UMEBAYASHI, T. & T. NAKANO (1981): „Fluxes of Energetic Particles and the Ionization Rate in Very Dense Interstellar Clouds“. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Bd. 33: S. 617 (Zitiert auf den Seiten 4 und 85).
- UNSÖLD, ALBRECHT & BODO BASCHEK (2002): *Der neue Kosmos. Einführung in die Astronomie und Astrophysik*. Deutsch. Springer Spektrum (Zitiert auf den Seiten 11 und 123).
- VAN LOO, SVEN, JONATHAN C. TAN & SAM A. E. G. FALLE (2015): „Magnetic Fields and Galactic Star Formation Rates“. *The Astrophysical Journal Letters*, Bd. 800: S. L11 (Zitiert auf Seite 1).
- WARDLE, MARK & MARK WARDLE (2007): „Magnetic fields in protoplanetary disks, Magnetic fields in protoplanetary disks“. *Astrophysics and Space Science, Astrophysics and Space Science*, Bd. 311, 311: S. 35, 35 (Zitiert auf Seite 1).
- WASKOM, MICHAEL u. a. (2014): *seaborn: v0.5.1 (November 2014)*. DOI: 10.5281/zenodo.12827 (Zitiert auf Seite 123).
- WEBER, REINHART (2007): *Physik: Teil II: Atom-, Molekül- und Quantenphysik - Experimentelle und theoretische Grundlagen*. de. Google-Books-ID: PNYU4OV7qiwC. Vieweg+Teubner Verlag (Zitiert auf den Seiten 13 und 17).
- WEIDENSCHILLING, S. J. & T. V. RUZMAIKINA (1994): „Coagulation of grains in static and collapsing protostellar clouds“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 430: S. 713–726 (Zitiert auf Seite 46).
- WEINGARTNER, JOSEPH C. & B. T. DRAINE (2001): „Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 548: S. 296–309 (Zitiert auf den Seiten 3, 29, 31, 37 und 75).

- WILES, B., N. LO, M. P. REDMAN, M. R. CUNNINGHAM, P. A. JONES, M. G. BURTON & L. BRONFMAN (2016): „Scaled up low-mass star formation in massive star-forming cores in the G333 giant molecular cloud“. en. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 458(4): S. 3429–3442 (Zitiert auf Seite 61).
- WILSON, CHRISTINE D., CONSTANCE E. WALKER & MICHELE D. THORNLEY (1997): „The Density and Temperature of Molecular Clouds in M33“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 483: S. 210–219 (Zitiert auf Seite 54).
- WOLF, S. & N. V. VOSHCHINNIKOV (2004): „Mie scattering by ensembles of particles with very large size parameters“. *Computer Physics Communications*, Bd. 162: S. 113–123 (Zitiert auf Seite 27).
- WOLF, SEBASTIAN, R. LAUNHARDT & T. HENNING (2003): „Magnetic Field Evolution in Bok Globules“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 592: S. 233–244 (Zitiert auf den Seiten 35, 36, 38 und 42).
- WOLF, SEBASTIAN, RALF LAUNHARDT & THOMAS HENNING (2004): „Evolution of Magnetic fields in Bok Globules?“ *Astrophysics and Space Science*, Bd. 292: S. 239–246 (Zitiert auf den Seiten 35 und 38).
- WRIGHT, M. M., M. D. GRAY & P. J. DIAMOND (2004): „The OH ground-state masers in W3(OH) – I. Results for 1665 MHz“. en. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 350(4): S. 1253–1271 (Zitiert auf Seite 24).
- WURSTER, JAMES, DANIEL J. PRICE & MATTHEW R. BATE (2017): „The impact of non-ideal magnetohydrodynamics on binary star formation“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 466 (Zitiert auf Seite 67).
- YUSEF-ZADEH, F., R. SCHÖDEL, M. WARDLE, H. BUSHOUSE, W. COTTON, M. J. ROYSTER, D. KUNNERIATH, D. A. ROBERTS & E. GALLEGO-CANO (2017): „ALMA and VLA observations of emission from the environment of Sgr A*“. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Bd. 470: S. 4209–4221 (Zitiert auf Seite 4).
- ZHANG, QIZHOU u. a. (2014): „Magnetic Fields and Massive Star Formation, Magnetic Fields and Massive Star Formation“. *The Astrophysical Journal*, Bd. 792, 792: S. 116, 116 (Zitiert auf Seite 2).
- ZUCKERMAN, B., N. J. EVANS II, G. MORRIS & T. SATO (1973): „Anomalous Absorption by Interstellar H₂CO“. *Bulletin of the American Astronomical Society*. Bd. 5. Bulletin of the American Astronomical Society: S. 420 (Zitiert auf Seite 1).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Kombination von Bildern der Bok-Globule Barnard 68, welche im visuellen und nahen Infrarotbereich aufgenommen wurden (Quelle: ESO).	3
2.2	Beobachtung der protoplanetaren Scheibe um HL Tauri bei $\lambda = 1,3$ mm mit dem <i>Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array</i> (Quelle: ALMA - ESO/NAOJ/NRAO).	4
2.3	Illustration der Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors für verschiedene Konfigurationen des Stokes-Vektors.	6
3.1	Ausrichtung eines rotierenden nicht-sphärischen oblaten Staubkorns mit seiner längsten Achse senkrecht zur Magnetfeldrichtung.	9
3.2	Schematische Illustration der polarisierten thermischen Emission und dichroitischen Extinktion von rotierenden nicht-sphärischen oblaten Staubkörnern. . . .	12
3.3	Zeeman-Aufspaltung der OH Spektrallinie bei $\nu_0 = 1665$ MHz.	14
3.4	Schematische Darstellung der Berechnung der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie aus der Ableitung des Intensitätsprofils und dem zirkular polarisierten Anteil.	16
3.5	Geometrie der Polarisationsebene in der Gegenwart eines Magnetfeldes \vec{B}	18
4.1	Illustration der Arbeitsweise des 3D Strahlungstransportprogramms POLARIS. . .	26
4.2	Magnetfeldstärke in der Mittelebene der Sphäre (<i>oben</i>) und Karte des Polarisationsgrades der thermischen Emission bei $\lambda = 850$ μm (<i>unten</i>).	30
4.3	Wirkungsquerschnitte für Absorption für die lange und kurze Achse der verwendeten nicht-sphärischen oblaten Staubkörnern.	31
4.4	Mit der Zeeman-Analyse abgeleitete Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie (<i>oben</i>) und ihre Differenz zur Referenzmagnetfeldstärke (<i>unten</i>), welche separat für jeden Pixel aus den jeweiligen Profilen der OH Spektrallinien berechnet wurde ($\nu_0 = 1665$ MHz).	33
5.1	Verlauf des mittleren Polarisationsgrades P_1 in Abhängigkeit vom Strahlungsfluss F_1 des Modells einer Bok-Globule ($\lambda = 850$ μm). Die Modelle der Bok-Globulen besitzen Gesamtmassen von $M_{\text{Globule}} = [8,12,16,20,24,28,32,36,40]$ M_{\odot} innerhalb einer radialen Ausdehnung von $R_{\text{Globule}} = 1,5 \cdot 10^4$ AE.	41

5.2	<i>Links</i> : SCUBA $\lambda = 850 \mu\text{m}$ Karten von B335 mit überlagerten Polarisationsvektoren. <i>Rechts</i> : Streudiagramm der Verteilung des Polarisationsgrades P gegenüber des Strahlungsflusses F_{I} über der Bok-Globule B335. (WOLF u. a. 2003; DOI:10.1086/375622; ©AAS. Reproduziert mit Erlaubnis)	42
5.3	Karte des Polarisationsgrades der thermischen Emission der Bok-Globule mit einer Gesamtmasse von $M_{\text{Globule}} = 40 M_{\odot}$ innerhalb einer radialen Ausdehnung von $R_{\text{Globule}} = 1,5 \cdot 10^4 \text{ AE}$ ($\lambda = 450 \mu\text{m}$).	43
5.4	Schematische Illustration der Wechselwirkung zwischen polarisierter thermischer Emission von nicht-sphärischen oblaten Staubkörnern (rot) und ihrer dichroitischen Extinktion (schwarz).	44
5.5	Verlauf des mittleren Polarisationsgrades P_{I} in Abhängigkeit vom Strahlungsfluss F_{I} des Modells einer Bok-Globule ($\lambda = 850 \mu\text{m}$). Die Modelle der Bok-Globulen besitzen Staubverteilungen mit unterschiedlichen maximalen Staubkörngrößen von $a_{\text{max}} = 2 \mu\text{m}$ bis $a_{\text{max}} = 2000 \mu\text{m}$	45
5.6	Verlauf des mittleren Polarisationsgrades P_{I} in Abhängigkeit vom Strahlungsfluss F_{I} des Modells einer Bok-Globule ($\lambda = 850 \mu\text{m}$). Die Staubkörner in den Modellen der Bok-Globulen bestehen entweder ausschließlich aus astronomischen Silikat, Graphit, MRN-Staub oder MRN-Staub, bei dem die Staubkörner aus Graphit sich nicht zum Magnetfeld ausrichten.	47
5.7	Verlauf des mittleren Polarisationsgrades P_{I} in Abhängigkeit vom Strahlungsfluss F_{I} des Modells einer Bok-Globule ($\lambda = 850 \mu\text{m}$). Für die Ausrichtung durch strahlungsinduzierte Drehmomente wird angenommen, dass die Staubkörner zu einem gewissen Anteil mit einem hohen Drehmoment rotieren ($f_{\text{hoch,J}}$	48
5.8	Differenzbilder zwischen simulierten Polarisationskarten bei $\lambda = 450 \mu\text{m}$ und $\lambda = 850 \mu\text{m}$	50
6.1	Konturfläche, welche beschreibt bei welcher Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie der relative Fehler der Zeeman-Analyse $ \Delta B_{\text{Sicht}} = 10\%$ beträgt.	56
6.2	Relativer Fehler der Zeeman-Analyse $ \Delta B_{\text{Sicht}} $ in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie B_{Sicht} und der Dopplerbreite der Spektrallinie $\Delta v_{\text{D}}^{\text{fwhm}}$ (Wasserstoffanzahldichte $n_{\text{H}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$).	58
6.3	Relativer Fehler der Zeeman-Analyse $ \Delta B_{\text{Sicht}} $ in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie B_{Sicht} und der Dopplerbreite $\Delta v_{\text{D}}^{\text{fwhm}}$ (Wasserstoffanzahldichte $n_{\text{H}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$). Die Magnetfeldstärke senkrecht zur Sichtlinie beträgt entweder das Drei- (<i>oben</i>) oder Zehnfache (<i>unten</i>) von dem was die Komponente entlang der Sichtlinie besitzt.	60
6.4	Relativer Fehler der Zeeman-Analyse $ \Delta B_{\text{Sicht}} $ berechnet für jeden Pixel der simulierten spektralen Emissionskarte. Das zugrunde liegende Modell basiert auf der Dichteverteilung einer Bonnor-Ebert Sphäre und besitzt ein Geschwindigkeitsfeld, welches sich an dem einer kollabierenden Molekülwolke orientiert.	62

6.5	Relativer Fehler der Zeeman-Analyse $ \Delta B_{\text{Sicht}} $ in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie B_{Sicht} und der Dopplerbreite $\Delta v_{\text{D}}^{\text{fwhm}}$ (Wasserstoffanzahldichte $n_{\text{H}} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$). Die Simulationen wurden mit der $\nu_0 = 99,3 \text{ GHz}$ Spektrallinie von SO durchgeführt.	65
7.1	Magnetfeldstärke in der Scheibenmittelebene (<i>oben</i>) und als vertikaler Schnitt durch die Scheibe (<i>unten</i>).	72
7.2	Anzahldichte des Gases (<i>oben links</i>), Magnetfeldstärke (<i>oben rechts</i>) und Geschwindigkeitsfeld (<i>unten links</i>) in der Scheibenmittelebene, wie auch die Magnetfeldstärke als vertikaler Schnitt durch die Scheibe (<i>unten rechts</i>).	74
7.3	Mit der Zeeman-Analyse abgeleitete Magnetfeldstärke (<i>oben</i> und <i>unten</i>) und Referenzmagnetfeldstärke (<i>mittig</i>) entlang der Sichtlinie, welche separat für jeden Pixel aus den jeweiligen Profilen der CN Spektrallinie berechnet wurde (<i>oben</i> : $\nu_1 = 113,144 \text{ GHz}$ und <i>unten</i> : $\nu_2 = 113,170 \text{ GHz}$).	78
7.4	Optische Tiefe der CN Spektrallinie bei $\nu_1 = 113,144 \text{ GHz}$ für das Modell der zirkumstellaren Scheibe.	79
7.5	Illustrative Darstellung der Keplerrotation und des toroidalen Magnetfeldes im Modell der zirkumstellaren Scheibe. Die Blickrichtung des Beobachters ist seitlich (engl. <i>edge-on</i>) auf die Scheibe.	79
7.6	Nettofluss (I , <i>oben</i>) und zirkular polarisierter Anteil (V , <i>unten</i>) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. Die Profile auf der <i>linken</i> und <i>rechten</i> Seite gehören zu der CN Spektrallinie bei $\nu_1 = 113,144 \text{ GHz}$ und $\nu_2 = 113,170 \text{ GHz}$	80
7.7	Nettofluss (I , <i>oben</i>) und zirkular polarisierter Anteil (V , <i>unten</i>) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. Die Profile auf der <i>rechten</i> Seite wurden mit einem Modell der zirkumstellaren Scheibe simuliert, welches ein zehnmals stärkeres Magnetfeld besitzt, als es in Tabelle 7.1 angegeben ist.	82
7.8	Nettofluss (I , <i>oben</i>) und zirkular polarisierter Anteil (V , <i>unten</i>) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. Die Profile auf der <i>linken</i> , <i>mittleren</i> und <i>rechten</i> Seite wurden mit Modellen der zirkumstellaren Scheibe simuliert, welche eine Molekülhäufigkeit von $\text{CN}/\text{H} = 10^{-7}$, $\text{CN}/\text{H} = 4 \cdot 10^{-9}$ und $\text{CN}/\text{H} = 10^{-9}$ besitzen.	83
7.9	Nettofluss (I , <i>oben</i>) und zirkular polarisierter Anteil (V , <i>unten</i>) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. Die Profile auf der <i>linken</i> , <i>mittleren</i> und <i>rechten</i> Seite wurden mit Modellen der zirkumstellaren Scheibe simuliert, welche eine Inklination von $i = 90^\circ$, $i = 60^\circ$ und $i = 30^\circ$ besitzen.	85
7.10	Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie, die aus einer Hälfte der simulierten I und V Spektren abgeleitet wurde. Die Simulationen basieren auf Modellen der zirkumstellaren Scheibe, die sich nur durch ihre Inklination unterscheiden (Spektrallinie von CN bei $\nu_1 = 113,144 \text{ GHz}$).	86

- 7.11 Nettofluss (*I*, *oben*) und zirkular polarisierter Anteil (*V*, *unten*) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. Die Profile auf der *linken*, *mittleren* und *rechten* Seite wurden mit Modellen der zirkumstellaren Scheibe simuliert, welche einen Zentralstern mit einer Masse von $M_{\text{Stern}} = 0,5 M_{\odot}$, $M_{\text{Stern}} = 0,7 M_{\odot}$ und $M_{\text{Stern}} = 1,4 M_{\odot}$ besitzen. 87
- 7.12 Nettofluss (*I*, *oben*) und zirkular polarisierter Anteil (*V*, *unten*) simuliert für das Modell der zirkumstellaren Scheibe. Die Profile auf der *linken* Seite wurden mit einem Modell der zirkumstellaren Scheibe simuliert, welches eine Inklination von $i = 30^{\circ}$ besitzt. Die Profile auf der *rechten* Seite wurden ebenfalls mit diesem Modell simuliert, welches jedoch um eine *tote Zone* nahe am Zentralstern erweitert wurde. 88
- 7.13 Mit der Zeeman-Analyse abgeleitete Magnetfeldstärke (*oben*) und Referenzmagnetfeldstärke entlang der Sichtlinie (*unten*), welche separat für jeden Pixel aus den jeweiligen Profilen der CN Spektrallinie berechnet wurde ($\nu_1 = 113,144$ GHz). Das zugrunde liegende Modell ist eine zirkumbinäre Scheibe, welche auf einer Momentaufnahme einer MHD Simulation basiert (siehe Abschnitt 7.1.2). 90
- 7.14 Nettofluss (*I*, *oben*) und zirkular polarisierter Anteil (*V*, *unten*) simuliert für das Modell der zirkumbinären Scheibe. 92
- 7.15 Magnetfeldstärke entlang der Sichtlinie, die aus einer Hälfte der simulierten *I* und *V* Spektren abgeleitet wurde. Die Simulationen basieren auf Modellen einer zirkumbinären Scheibe, die sich nur durch ihre Inklination unterscheiden (Spektrallinie von CN bei $\nu_1 = 113,144$ GHz). 94
- A.1 Strahlungsfluss (*oben* und *mittig*), der sich aus der Integration über die Geschwindigkeit der Emissionskarten eines jeden Geschwindigkeitskanals ergibt. Die *oberen* Emissionskarten ergaben sich aus der Simulation mit *POLARIS*, während die *mittleren* Emissionskarten mit *Mol3D* erzeugt wurden. 122

Tabellenverzeichnis

3.1 Übersicht der Drehimpulsquantenzahl N und Gesamtdrehimpulsquantenzahl der Elektronen J bzw. des Moleküls F für 7 Spektrallinien von CN.	24
3.2 Die Kernspinqantenzahl I , die Gesamtdrehimpulsquantenzahl der Elektronen J bzw. des Moleküls F und die Parität für die Hyperfeinstrukturübergänge von OH bei $\nu_0 = 1665$ MHz und $\nu_0 = 1667$ MHz (WRIGHT u. a. 2004).	24
4.1 Überblick der Modellparameter einer Sphäre, die für die Simulation der polarisierten Strahlung ausgerichteter nicht-sphärischer Staubkörner verwendet wird.	31
4.2 Überblick der Modellparameter einer Sphäre, die für die Simulation einer Spektrallinie von OH unter der Berücksichtigung der Zeeman-Aufspaltung verwendet wird.	32
5.1 Überblick der Modellparameter, die das Referenzmodell der Bok-Globule bilden.	37
5.2 Überblick über das Staubkornwachstum in ausgewählten Bok-Globulen, welche ein oder mehrere Polarisationslöcher zeigen.	38
5.3 Gesamtmasse, optische Tiefe und visuelle Extinktion berechnet aus den Strahlungstransportsimulationen des Referenzmodells mit unterschiedlichen Gesamtmassen.	40
5.4 Minimaler und maximaler Staubkornradius, optische Tiefe und visuelle Extinktion berechnet aus den Strahlungstransportsimulationen des Referenzmodells mit unterschiedlichen Größenverteilungen der Staubkörner.	46
6.1 Überblick der Modellparameter, welche zur Untersuchung der Zeeman-Analyse verwendet werden.	54
6.2 Überblick der Modellparameter, welche zur Untersuchung des Einflusses eines Geschwindigkeitsfeldes auf die Zeeman-Analyse verwendet werden.	62
6.3 Konvertierungsfaktoren und Anwendbarkeit der Zeeman-Analyse für unterschiedliche Spektrallinien und Gasspezies.	64
7.1 Überblick der Parameter, die für das Modell der zirkumstellaren Scheibe verwendet werden.	69
7.2 Überblick der Parameter, die für das Modell der zirkumbinären Scheibe verwendet werden.	73

- A.1 Überblick der Modellparameter, die für das Modell einer zirkumstellaren Scheibe verwendet werden. Basierend auf diesem Modell werden die Ergebnisse des Linienstrahlungstransports von *POLARIS* und *Mol3D* miteinander verglichen. . . . 121
- B.1 Überblick der astronomischen und physikalischen Konstanten, die in dieser Arbeit verwendeten wurden (UNSÖLD & BASCHEK 2002; HAKEN & WOLF 2012). 123

A Anhang

A.1 Herleitung der Zeeman-Analyse

Im Folgenden wird die Gleichung (3.6) hergeleitet, welche für die Analyse von Spektrallinien, die durch den Zeeman-Effekt aufgespalten sind, verwendet wird. Die Größe κ aus den Gleichungen (3.12) und (3.13) wird hier vernachlässigt, da für die Herleitung nur die Relation zwischen I und V von Bedeutung ist. Der erste Schritt besteht in der Ableitung des Strahlungsflusses I in Bezug auf die Frequenz der Strahlung ν (siehe Gleichung (3.12)):

$$I = F(\nu_0 + \Delta\nu_z - \nu, a) \cdot (1 + \cos^2 \theta) + 2F(\nu_0 - \nu, a) \cdot \sin^2 \theta + F(\nu_0 - \Delta\nu_z - \nu, a) \cdot (1 + \cos^2 \theta), \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{dI}{d\nu} = \frac{dF(\nu_0 + \Delta\nu_z - \nu, a)}{d\nu} \cdot (1 + \cos^2 \theta) + 2 \frac{dF(\nu_0 - \nu, a)}{d\nu} \cdot \sin^2 \theta + \frac{dF(\nu_0 - \Delta\nu_z - \nu, a)}{d\nu} \cdot (1 + \cos^2 \theta). \quad (\text{A.2})$$

Unter der Annahme $\Delta\nu_z \rightarrow 0$, kann die Linienfunktion F als Taylor-Reihe geschrieben werden:

$$F(\nu_0 + \Delta\nu_z - \nu, a) \approx F(\nu_0 - \nu, a) + \frac{dF(\nu_0 - \nu, a)}{d\nu} \cdot \Delta\nu_z, \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{dF(\nu_0 - \nu, a)}{d\nu} \cdot \Delta\nu_z \approx F(\nu_0 + \Delta\nu_z - \nu, a) - F(\nu_0 - \nu, a). \quad (\text{A.4})$$

In Verbindung mit den folgenden Annahmen kann ein Ausdruck für jede Ableitung in Gleichung (A.2) gefunden werden:

$$\frac{dF(\nu_0 + \Delta\nu_z - \nu, a)}{d\nu} \cdot \Delta\nu_z \approx F(\nu_0 + \Delta\nu_z - \nu, a) - F(\nu_0 - \nu, a), \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{dF(\nu_0 - \Delta\nu_z - \nu, a)}{d\nu} \cdot (-\Delta\nu_z) \approx F(\nu_0 - \Delta\nu_z - \nu, a) - F(\nu_0 - \nu, a), \quad (\text{A.6})$$

$$2 \frac{dF(\nu_0 - \nu, a)}{d\nu} \cdot \Delta\nu_z \approx \frac{dF(\nu_0 + \Delta\nu_z - \nu, a)}{d\nu} \cdot \Delta\nu_z + \frac{dF(\nu_0 - \Delta\nu_z - \nu, a)}{d\nu} \cdot (-\Delta\nu_z). \quad (\text{A.7})$$

Abschließend ergibt sich die Gleichung (3.6) durch die Verwendung der Gleichungen (3.13) und (A.5) bis (A.7) und der Multiplikation von Gleichung (A.2) mit $\Delta v_z \cos \theta$:

$$\left(\frac{dI}{dv}\right) \Delta v_z \cos \theta = 2F(v_0 + \Delta v_z - v, a) \cos \theta - 2F(v_0 - \Delta v_z - v, a) \cos \theta, \quad (\text{A.8})$$

$$\left(\frac{dI}{dv}\right) \Delta v_z \cos \theta = V. \quad (\text{A.9})$$

A.2 Vergleich zwischen *POLARIS* und *Mol3D*

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der beiden Programme *POLARIS* (REISSL u. a. 2016) und *Mol3D* (OBER u. a. 2015) miteinander verglichen, um zu zeigen, dass der Linienstrahlungstransport von *Mol3D* korrekt in *POLARIS* implementiert wurde. Da beide Programme in unterschiedlichen Programmiersprachen geschrieben sind, ist die Implementierung keineswegs trivial und muss überprüft werden (*POLARIS* in C++ und *Mol3D* in Fortran). Für den Vergleich wird mit beiden Programmen der Strahlungstransport desselben Modells simuliert und die Ergebnisse verglichen. Um eine möglichst vielseitiges und komplexes Modell für den Vergleich zu haben, wird die zirkumstellare Scheibe verwendet, welche auch in Kapitel 7 eingesetzt wird. Die Scheibenparameter sind in Tabelle A.1 zusammengefasst und beziehen sich auf das Modell, welches in Abschnitt 7.1.1 beschrieben wird.

In Abb. A.1 (*oben* und *mittig*) sind die geschwindigkeitsintegrierten Emissionskarten der simulierten zirkumstellaren Scheibe für unterschiedliche Inklinationen dargestellt. Für diese Darstellung wird der Strahlungsfluss der Geschwindigkeitskanäle eines jeden Pixels über die Geschwindigkeit integriert. Die *oberen* Emissionskarten stammen von der Simulation mit *POLARIS*, während die *mittleren* Emissionskarten mit *Mol3D* erzeugt wurden. Um einen qualitativen Vergleich ziehen zu können, ist in Abb. A.1 (*unten*) die relative Differenz beider geschwindigkeitsintegrierten Emissionskarten dargestellt. Die relative Differenz berechnet sich dabei für jeden Pixel wie folgt:

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{|F_{POLARIS} - F_{Mol3D}|}{F_{POLARIS} + F_{Mol3D}} \quad (\text{A.10})$$

Wobei F der geschwindigkeitsintegrierte Strahlungsfluss eines Pixels der jeweiligen Simulation ist. Die relative Differenz ist für weite Bereiche der Emissionskarten sehr gering ($<1\%$), wobei auch Bereiche mit größeren relativen Differenzen existieren. Die Ursache liegt vor allem in den unterschiedlichen Programmiersprachen und Ansätzen, mit denen z.B. die Pixel in sogenannte Subpixel unterteilt werden. Da die Bereiche mit größeren relativen Differenzen nur geringe Strahlungsflüsse aufweisen und mit größer werdender Auflösung kleiner werden, zeigt sich, dass der Linienstrahlungstransport von *POLARIS* sicher verwendet werden kann. Auch bei Simulationen mit der Zeeman-Aufspaltung haben sich keine Auffälligkeiten gezeigt, die auf ein falsches Verhalten des Linienstrahlungstransports schließen.

Tabelle A.1: Überblick der Modellparameter, die für das Modell einer zirkumstellaren Scheibe verwendet werden. Basierend auf diesem Modell werden die Ergebnisse des Linienstrahlungstransports von *POLARIS* und *Mol3D* miteinander verglichen.

Parameter	Formelzeichen	Wert / Wertebereich
<i>Zentralstern</i>		
Effektive Temperatur	T_{Stern}	6000 K
Radius	R_{Stern}	$2 R_{\odot}$
Masse	M_{Stern}	$0,7 M_{\odot}$
<i>Scheibenmodell</i>		
Distanz zum Stern / zur Scheibe	d	100 pc
Scheibeninnenrand	R_{innen}	0,1 AE
Scheibenaußenrand	$R_{\text{außen}}$	300 AE
Skalenhöhe	h_0	10 AE
Charakteristischer Radius	R_{Ref}	100 AE
Radialer Dichteabfall	a	2,625
Scheibenaufweitung	b	1,125
Zellen in r -Richtung	n_r	300
Schrittweitenfaktor entlang r	sf	1,05
Zellen in θ -Richtung	n_{θ}	361
Zellen in φ -Richtung	n_{φ}	1
Inklination	i	$[0^{\circ}; 90^{\circ}]$
<i>Gas (CO)</i>		
Spektrallinie	ν_0	345,80 GHz
Molekülhäufigkeit	CO/H	10^{-4}
Spektrale Auflösung	$\Delta\nu_{\text{Auflösung}}$	154 kHz (134 m s^{-1})
Turbulente Geschwindigkeit	$v_{\text{Turbulenz}}$	100 m s^{-1}
Gesamtmasse des Gases	M_{Gas}	$10^{-4} M_{\odot}$
Massenverhältnis von Gas zu Staub	$M_{\text{Gas}} : M_{\text{Staub}}$	100 : 1
<i>Staub</i>		
Kleinster Staubkornradius	a_{min}	5 nm
Größter Staubkornradius	a_{max}	$0,25 \mu\text{m}$

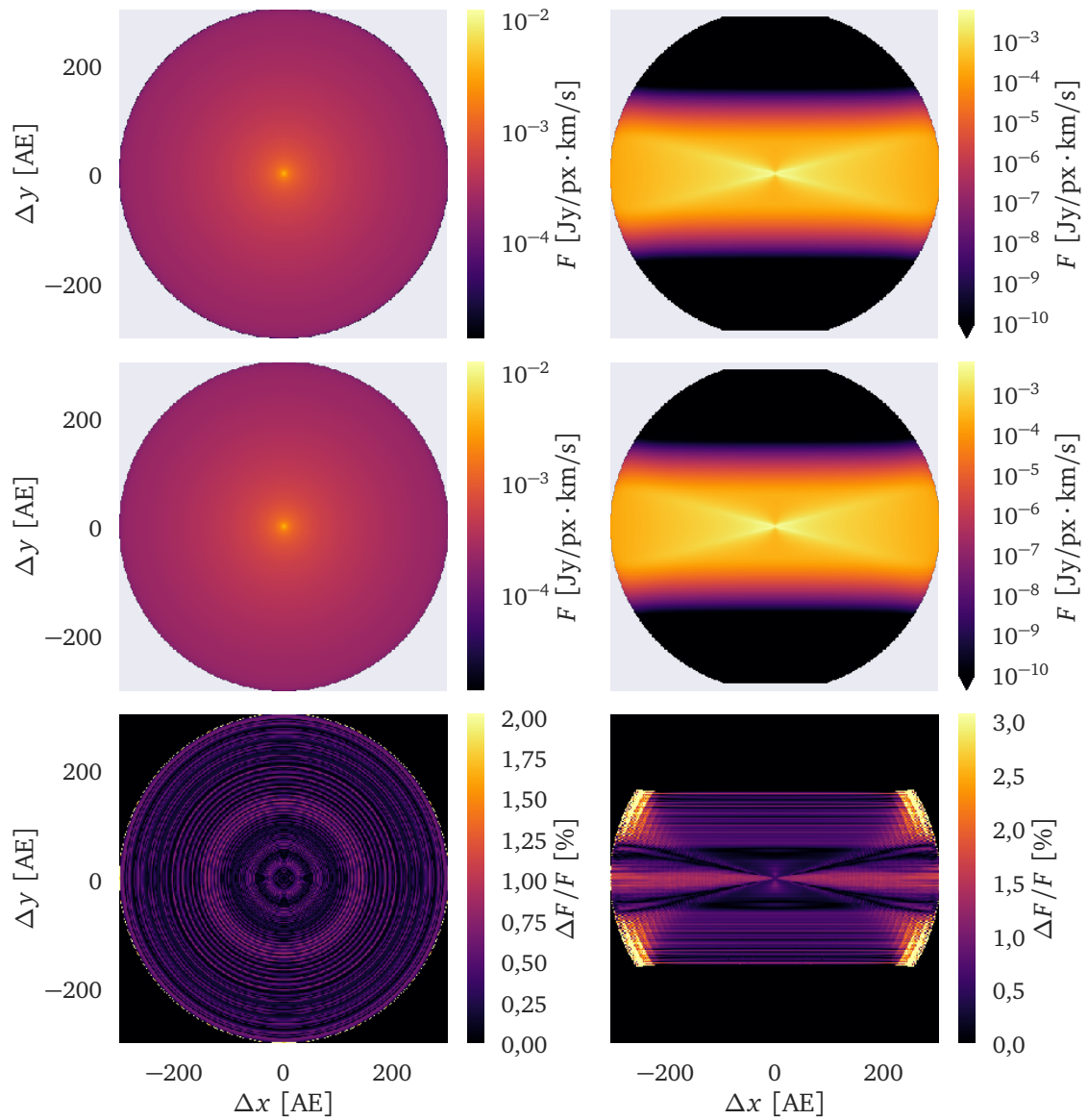


Abbildung A.1: Strahlungsfluss (*oben* und *mittig*), der sich aus der Integration über die Geschwindigkeit der Emissionskarten eines jeden Geschwindigkeitskanals ergibt. Die *oberen* Emissionskarten ergaben sich aus der Simulation mit *POLARIS*, während die *mittleren* Emissionskarten mit *Mol3D* erzeugt wurden. Die *unteren* Abbildungen zeigen die relative Differenz beider geschwindigkeitsintegrierten Emissionskarten. Der Beobachter blickt in den *linken* und *rechten* Abbildungen von oben ($i = 0^\circ$) bzw. von der Seite ($i = 90^\circ$) auf die zirkumstellare Scheibe.

B Naturkonstanten und Hilfsmittel

Neben der angegebenen Literatur und den Strahlungstransportprogrammen *POLARIS* und *Mol3D* wurden noch weitere Computerprogramme, Programmiersprachen und Hilfsmittel für die Anfertigung dieser Arbeit verwendet. Diese sind im Folgenden aufgelistet:

- Python (www.python.org)
- Scipy (JONES u. a. 2001)
- Astropy (COLLABORATION u. a. 2013)
- Matplotlib (HUNTER 2007)
- Seaborn (WASKOM u. a. 2014)
- \LaTeX (www.latex-project.org)
- tikz (TANTAU 2013)

Tabelle B.1: Überblick der astronomischen und physikalischen Konstanten, die in dieser Arbeit verwendeten wurden (UNSÖLD & BASCHEK 2002; HAKEN & WOLF 2012).

Konstanten	Formelzeichen	Wert (gerundet)
<i>Astronomische Konstanten/Einheiten</i>		
Astronomische Einheit	AE	$1,496 \cdot 10^{11} \text{ m}$
Parallaxensekunde (Parsec)	pc	$3,086 \cdot 10^{16} \text{ m}$
Sonnenmasse	M_{\odot}	$1,989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Sonnenradius	R_{\odot}	$6,960 \cdot 10^8 \text{ m}$
Jansky	Jy	$10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$
<i>Physikalische Fundamentalkonstanten</i>		
Gravitationskonstante	G	$6,6726 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg s}^{-2}$
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	c	$2,9979 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Plancksches Wirkungsquantum	h	$6,6261 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
Reduziertes Plancksches Wirkungsquantum	\hbar	$1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
Atommasseneinheit	m_{u}	$1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Avogadro-Konstante	N_{A}	$6,0221 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Boltzman-Konstante	k_{B}	$1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Bohrsches Magneton	μ_{b}	$9,2740 \cdot 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$

Curriculum Vitae

Personalien

Name Robert Brauer
geboren am 12.06.1988 in Schleswig
ledig, deutsch

Schulbildung

2005 Mittlerer Schulabschluss, Bruno-Lorenzen-Schule in Schleswig

2008 Abitur, Berufsbildungszentrum (BBZ) in Schleswig

Studium

WS/08 - SS/12 Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Studium der Physik
Abschluss: Bachelor of Science

WS/12 - SS/14 Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Studium der Physik
Abschluss: Master of Science

Promotion

10/2014 - heute Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Theoretische Physik und
Astrophysik, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei meinem Betreuer Prof. Dr. Sebastian Wolf bedanken, der mich großartig unterstützt und gefördert hat. Durch seine Ratschläge und Kommentare war es mir möglich, mein Wissen und meine Fähigkeiten stets zu verbessern.

Ich danke außerdem meinen Kollegen für die vielen hilfreichen und anregenden Diskussionen. Außerdem möchte ich mich bei Frau Kuhr und Herrn Boll bedanken, die mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite standen.

Ein besonderer Dank gilt Stefan Reissl, welcher mir bei der Verwendung und Weiterentwicklung von *POLARIS* geholfen hat. Des Weiteren danke ich Florian Ober, der mir sein Programm *Mol3D* zur Verfügung gestellt hat um die Erweiterung von *POLARIS* zu erleichtern. Zudem möchte ich mich bei Mario Flock für die Anfertigung der MHD Simulationen bedanken.

Außerdem danke ich herzlichst meinen Freunden und meiner Familie, die mir in meiner Zeit als Doktorand zur Seite standen und mich in jeglicher Lebenslage unterstützten. Insbesondere danke ich Roman, Julia, Sabrina und Lars, die meine Arbeit Korrektur gelesen haben.

Abschließend möchte ich mich noch bei der deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die Finanzierung dieser Arbeit unter der Projektnummer WO 857/12-1 bedanken.

Vielen Dank.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass

1. die vorliegende Arbeit, abgesehen von der Beratung durch meinen Betreuer Prof. Dr. Sebastian Wolf, nach Inhalt und Form von mir selbständig verfasst worden ist,
2. die Arbeit und ihre Teile nicht im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen haben oder vorliegen,
3. Teile dieser Arbeit im Fachmagazin *Astronomy & Astrophysics* als BRAUER u. a. (2016), BRAUER u. a. (2017b) und BRAUER u. a. (2017a) veröffentlicht worden sind oder sich in der Veröffentlichung befinden,
4. die Arbeit unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden ist.

Kiel, den August 2017

Robert Brauer

