

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Diplom-Physiker Stephan Hotzel
aus Hamilton

Tag der mündlichen Prüfung: 23. 5. 2001

Die 170- μm -Zufallsdurchmusterung mit ISO – Strukturen im kalten Staub der Milchstraße

Gutachter: Prof. Dr. Dietrich Lemke
Prof. Dr. Immo Appenzeller

Die 170- μm -Zufallsdurchmusterung mit ISO – Strukturen im kalten Staub der Milchstraße

Zusammenfassung: Die Zufallsdurchmusterung von ISO bei 170 μm bietet gute Möglichkeiten, das interstellare Medium der Milchstraße zu untersuchen. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, wie aus den Daten der regellos verteilten Satelliten-Schwenks neue Erkenntnisse über Verteilung und Struktur der interstellaren Materie gewonnen werden können. Es ist ein Verfahren entwickelt worden, Strukturen mit Ausdehnungen bis $\approx 15'$ automatisch aus den Schwenkdaten zu extrahieren. Position, Winkelausdehnung, Helligkeit und (170 $\mu\text{m}/100 \mu\text{m}$) Farbtemperatur werden dabei für alle Quellenkandidaten bestimmt.

Eine Analyse der Daten in Chamaeleon ergibt, daß die kältesten gefundenen Knoten mit kalten, dichten Molekülwolken-Kernen zusammenfallen. Andererseits treten alle von ISO überquerten Molekülwolken-Kerne auch als Staub-Kondensationen in Erscheinung. Meistens ist deren Staubtemperatur niedriger als in der Umgebung. Hohe Farbtemperaturen, die in einigen Kernen mit eingebetteten jungen stellaren Objekten gefunden werden, weisen auf warmen zirkumstellaren Staub hin.

In der Dunkelwolke B 217 wird der Zustand des interstellaren Gases mit Hilfe von radiospektroskopischen Beobachtungen des NH_3 -Moleküls bestimmt. Der Wolkenkern B217SW befindet sich in hydrostatischem Gleichgewicht und könnte zukünftig Sterne bilden. Die niedrige Staubtemperatur von 12 K deutet auf veränderte Teilcheneigenschaften, wahrscheinlich durch Zusammenklumpung der Staubkörnchen, hin. Die in B 217 gefundene Verknüpfung von Staub- und Gastemperatur steht in Einklang mit einer statistischen Untersuchung an weiteren 14 dichten Kernen.

Schließlich werden die Temperaturverteilungen der kalten Knoten in den nahen Molekülwolken-Komplexen in Chamaeleon, Taurus und Ophiuchus miteinander verglichen. Eine Staubtemperatur von etwa 13 K stellt überall einen Grenzwert dar, der nur in Regionen mit Sternentstehung unterschritten wird. Die höchsten Temperaturen werden in der ρ -Ophiuchi-Wolke gefunden und sind mit einer außergewöhnlich hohen Sternentstehungs-Effizienz verbunden.

Zahlreiche mit der Zufallsdurchmusterung bei 170 μm entdeckte, bei 100 μm aber undetektierte Quellen weisen auf extrem kalten Staub hin und bilden eine Ausgangsbasis für weitere Forschungen.

The ISOPHOT Serendipity Survey – Structures in the Cold Dust of the Milky Way

Abstract: The ISOPHOT Serendipity Survey at $170\ \mu\text{m}$ is well suited for studying the interstellar medium of the Milky Way. The presented work expounds how the randomly distributed scans can be used to learn something about the distribution and structure of the cold interstellar dust. Software has been developed to extract structures with sizes up to $\approx 15'$ from the scan data. Position, angular size, surface brightness and $(170\ \mu\text{m}/100\ \mu\text{m})$ colour temperature of the dust knots are determined thereby.

In the analysis of the data of Chamaeleon, the coldest dust knots turn out to coincide with dense molecular cloud cores. All observed molecular cores are detected at $170\ \mu\text{m}$, and often their dust temperatures are lower than the surrounding temperatures. High colour temperatures as observed in some star forming cores indicate the presence of warm circumstellar dust.

In the dark core B 217 the temperature and density distributions of the gas are determined from radiospectroscopic observations of the NH_3 -molecule. The dense core B217SW is close to hydrostatic equilibrium and could form stars in the future. The low dust temperature of 12 K suggests a change of grain properties, possibly due to coagulation of dust grains. The observed similarity of gas and dust temperatures in B 217 is in accordance with a study of a random sample of 14 dense cores.

Finally, the temperature distributions of the cold dust knots in the nearby molecular cloud complexes in Chamaeleon, Taurus and Ophiuchus are compared. Dust temperatures below 13 K are confined to regions of active star formation. The highest temperatures are correlated with a very high star formation efficiency in the ρ Ophiuchi main cloud.

Several sources are found with the Serendipity Survey at $170\ \mu\text{m}$ which are yet undetected at $100\ \mu\text{m}$. They possibly contain very cold dust below 11 K and constitute an important basis for further investigations.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	ii
Abstract	iii
Inhaltsverzeichnis	iv
Abbildungsverzeichnis	vi
Tabellenverzeichnis	viii
1 Einführung	1
1.1 Fern-Infrarot-Astronomie	1
1.2 Die Milchstraße bei 170 μm	2
1.3 Erwartungen an die Zufallsdurchmusterung und Ziele dieser Arbeit	5
1.3.1 Neuer Beobachtungsmodus	5
1.3.2 Temperaturbestimmung	5
1.3.3 Implikationen für galaktische und extragalaktische Astro-	
nomie	6
Anmerkung zur Nomenklatur	8
2 Die Zufallsdurchmusterung	9
2.1 ISO und ISOPHOT	9
2.1.1 Der Satellit ISO	9
2.1.2 Das Photopolarimeter ISOPHOT	11
2.1.3 Der Detektor C200	12
2.2 Der Durchmusterungs-Modus	12
2.2.1 Durchführung	12
2.2.2 Datenprozessierung	14
2.3 Leistungsanalyse der Zufallsdurchmusterung	15
2.3.1 Himmelsüberdeckung	15
2.3.2 Positionsgenauigkeit	17
2.3.3 Kalibrationsgenauigkeit	19
2.3.4 Die Punktquellen-Datenbasis	22
3 Zur Analyse ausgedehnter Strukturen	25
3.1 Grundlagen der Physik des kalten Staubes	25
3.1.1 Extinktion, Emission, Temperatur	25
3.1.2 Staubmodelle	28

3.2	Das Knoten-Extraktionsprogramm	30
3.2.1	Grundüberlegungen und wesentliche Elemente	30
3.2.2	Prozessierungs-Schritte	31
3.2.3	Qualitätskriterien und Extraktionsergebnisse	35
3.2.4	Interne Zuverlässigkeitsbewertung	39
3.3	Kartierung großer Wolkenkomplexe	42
4	Untersuchung ausgedehnter Objekte in Chamaeleon	44
4.1	Großräumige Staubverteilung	45
4.1.1	Farbtemperatur-Karten	45
4.1.2	Staubpopulationen	50
4.1.3	Emission versus Extinktion	53
4.2	Kleinskalige Strukturen	55
4.2.1	Die sehr kalten Knoten	55
4.2.2	Staub- und Gastemperaturen in den sehr kalten Knoten	58
4.2.3	Vollständigkeit und Zuverlässigkeit der Methode	59
4.2.4	Staub-Knoten und C ¹⁸ O-Kerne	61
4.2.5	Anmerkung zu den warmen Quellen	63
4.3	Zusammenfassung der Ergebnisse	64
5	Dichtes Gas und kalter Staub in der Dunkelwolke B 217	66
5.1	B 217 als Fallbeispiel für Sternentstehung in Dunkelwolken	66
5.2	Zustand des Gases	68
5.2.1	Auswertung der Radio-Daten	68
5.2.2	Ergebnisse der NH ₃ -Beobachtungen	70
5.3	Eigenschaften des Staubes	74
5.3.1	Staubtemperatur	74
5.3.2	Säulendichte und Masse	76
5.4	Verhältnis zwischen Staub und Gas	79
5.5	Physikalische Bedingungen in B 217	81
6	Kalte Knoten in nahen Sternentstehungsgebieten	84
6.1	Globale Verteilung der sehr kalten Knoten	84
6.2	Sternentstehungsgebiete im Vergleich	86
6.2.1	Taurus	86
6.2.2	Chamaeleon	88
6.2.3	Ophiuchus	89
6.2.4	Vergleichende Interpretation	91
6.2.5	Weitere Regionen	93
6.3	Staub- und Gastemperaturen in dichten Kernen	96
7	Ausblick	99
	Literaturverzeichnis	101

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Milchstraße bei 170 μm	3
2.1	Schematische Ansicht von ISO	10
2.2	Die Fokalebene des ISO-Teleskops	11
2.3	Pixelanordnung und Abmessungen der C200-Kamera im ISO-Koordinatensystem	13
2.4	Die Lage der Satellitenschwenks am Himmel	16
2.5	170- μm -Gesamtkarte aus der Zufallsdurchmusterung	18
2.6	Vergleich der Intensitäten der Zufallsdurchmusterung und der DIRBE-Durchmusterung	21
2.7	Relative Abweichungen der Intensitäten zwischen verschiedenen Schwenks	22
3.1	Staub-Emissionsspektrum und angepaßtes Modellspektrum nach Désert et al. (1990)	29
3.2	Stationen des Extraktionsprogramms	32
3.3	Beispiel eines kritischen Falles	34
3.4	Konversionsdiagramm zwischen Farb-Parameter und Farbtemperatur	36
3.5	Histogramme der Größe, Flächenhelligkeit und Farbe aller gefundenen Quellenkandidaten	38
3.6	Vergleich der 100- μm -Intensitäten der IRAS/ISSA-Karten und der DIRBE-Durchmusterung	40
3.7	Relative Abweichungen der Halbwertsbreiten und Farb-Parameter bei Quellenkandidaten, die in ihren Positionen übereinstimmen	41
4.1	Korrelationsdiagramm der Intensitäten bei 170 μm und 100 μm im Feld um Chamaeleon	46
4.2	Farbtemperatur-Karte von Chamaeleon	48
4.3	Vergrößerte Farbtemperatur-Karten der Chamaeleon-Wolken	49
4.4	Fern-Infrarot-Korrelationen in Cha I	52
4.5	Staub-Emission vs. Extinktion	54
4.6	Größe, Flächenhelligkeit und Farbe der Quellenkandidaten in Chamaeleon	56

4.7	Die sehr kalten Knoten von Cha I	60
5.1	B 217 als Dunkelwolke auf POSS-II	67
5.2	Hyperfeinstruktur des $(J, K) = (1, 1)$ Inversionsübergangs von Ammoniak	69
5.3	Kinetische Temperatur und NH_3 -Säulendichte von B217SW	70
5.4	Radiale Temperaturverteilung in B217SW	71
5.5	Radialer Dichteverlauf in B217SW	72
5.6	Korrelationsdiagramme in B 217	75
5.7	Helligkeitsprofil von B 217	77
6.1	Verteilung der sehr kalten Knoten in der Milchstraße	85
6.2	Taurus-Karte mit dichten Kernen und sehr kalten Knoten	87
6.3	Chamaeleon-Karte mit dichten Kernen und sehr kalten Knoten	88
6.4	Ophiuchus-Karte mit dichten Kernen und kalten Knoten	90
6.5	Histogramme der Farb-Parameter in den nahen Sternentstehungs- regionen in Taurus, Chamaeleon und Ophiuchus	92
6.6	Orion-100- μm -Karte mit NH_3 -Kernen und Staub-Knoten	94
6.7	Histogramme der Farb-Parameter in Orion, im Cepheus Flare und in der Großen Magellanschen Wolke	95
6.8	Vergleich von Gas- und Staubparametern in 14 NH_3 -Kernen	97

Tabellenverzeichnis

2.1	Die wissenschaftlichen Instrumente von ISO	10
3.1	Die Standardkriterien zur Auswahl der Quellenkandidaten	37
3.2	Vergleich der hier bestimmten Farbtemperaturen mit Literaturwerten	42
4.1	Die sehr kalten Knoten in Chamaeleon	57
4.2	Vergleich der sehr kalten Knoten mit optischen, nah-infraroten und radiospektroskopischen Daten	58
5.1	Parameter der Dunkelwolke B 217 aus den Fern-Infrarot-Beobachtungen	79
5.2	Parameter von B217SW aus Radio- und Fern-Infrarot-Beobachtungen	80

Kapitel 1

Einführung

1.1 Fern-Infrarot-Astronomie

Die beobachtende Astronomie mißt und analysiert die elektromagnetische Strahlung, die von Himmelsobjekten zu uns gelangt. Seit der Mitte des 20. Jahrhunderts wird der beobachtete Spektralbereich über das Optische hinaus immer weiter ausgedehnt und umfaßt inzwischen fast das gesamte Spektrum von Radiowellen bis Gamma-Strahlung. Da unterschiedliche Frequenzbereiche verschiedene physikalische Prozesse erschließen, wird eine möglichst lückenlose Überdeckung des Spektrums angestrebt.

Als *fernes Infrarot* (FIR) wird der Wellenlängenbereich von 30 μm bis 300 μm bezeichnet. Dort sorgen Rotations- und Vibrationsübergänge der Luftmoleküle für die vollständige Absorption der einfallenden Strahlung und eine undurchlässige Erdatmosphäre. Ende der sechziger Jahre gab es erste Vorstöße in diesen Spektralbereich mit einem hochfliegenden Flugzeug (30 cm-Apertur in 15 km Höhe; Aumann et al. 1969), die ein Jahrzehnt später mit dem KAO (Kuiper Airborne Observatory; Cameron 1976) und Ballonexperimenten in über 30 km Höhe (z. B. Daniel et al. 1984) verfeinert wurden. Auch in jüngerer Zeit werden Fern-Infrarot-Beobachtungen einzelner Objekte mit hochfliegenden Ballonexperimenten durchgeführt (Ristorcelli et al. 1998; Mookerjea et al. 1999). Bahnbrechend war die Satelliten-Mission IRAS (Infra Red Astronomical Satellite; Neugebauer et al. 1984), bei welcher 96 % des Himmels in zwei Mittel- und zwei Fern-Infrarot-Bändern beobachtet wurden. Vor allem die Fern-Infrarot-Durchmusterungen bei 60 μm und 100 μm führten zur Entdeckung zahlreicher bislang unbekannter Phänomene. Eine vollständige spektrale Abdeckung des fernen Infrarot über den gesamten Himmel gelang mit dem Instrument DIRBE (Diffuse Infrared Background Experiment, Hauser et al. 1991) auf dem Satelliten COBE (Cosmic Background Explorer). DIRBE war ein absolut geeichtes Photometer mit vier Nah-, zwei Mittel- und vier Fern-Infrarot-Bändern, dessen räumliche Auflösung mit 0.7° allerdings eine Größenordnung unter der von IRAS lag. Das Weltraumteleskop ISO (Infrared Space Observatory; Kessler et al. 1996) erschloß schließlich das ferne Infrarot

bis 240 μm mit einer gegenüber IRAS noch gesteigerten Auflösung und wesentlich höheren Empfindlichkeit. ISO diente allerdings der gezielten Beobachtung einzelner Objekte, so daß im Standard-Beobachtungsmodus (z. B. im Filterband 130 μm –220 μm) weniger als 0.1 % des Himmels insgesamt beobachtet werden konnten. Dagegen hat die dieser Arbeit zugrundeliegende *Zufallsdurchmusterung* bei 170 μm (das ist das o. g. Filterband) 15 % des Himmels beobachtet, wobei Empfindlichkeit und Auflösung bei 1 MJy sr⁻¹ bzw. 2' liegen.

Im fernen Infrarot wird hauptsächlich thermische Strahlung beobachtet, deren Frequenzverlauf dem Planckschen Strahlungsgesetz folgt (die Frequenzabhängigkeit der optischen Tiefe muß zusätzlich berücksichtigt werden). Objekte, die den Hauptteil ihrer Energie in diesem Spektralbereich abstrahlen, haben Temperaturen zwischen 10 K und 100 K. Dazu gehören neben den äußeren Planeten (jenseits des Saturn) und den Asteroiden in erster Linie die Staubteilchen, worunter ganz allgemein alle im freien Raum vorkommende und durch chemische Bindungen (und van-der-Waals-Kräfte, aber nicht gravitativ) zusammengehaltene Festkörper zu verstehen sind. Natur und Eigenschaften des Staubes sind höchst unterschiedlich, je nachdem ob es sich um interplanetaren, zirkumstellaren oder interstellaren Staub handelt; intergalaktischer Staub ist noch nicht eindeutig nachgewiesen. Es gibt Umgebungen, in denen der Staub auf deutlich über 100 K aufgeheizt wird und somit besser oder ausschließlich im mittleren Infrarot beobachtet werden kann. Ob es auch extrem kalten Staub (< 10 K) gibt, dessen Strahlung hauptsächlich in den Radiobereich fallen würde, ist bislang nicht geklärt.

1.2 Die Milchstraße bei 170 μm

Die großflächige Struktur des Himmels im langwelligen Teil des fernen Infrarot ($\lambda > 100 \mu\text{m}$) ist seit der DIRBE-Durchmusterung bekannt. Abbildung 1.1 zeigt eine daraus gewonnene Himmelskarte bei 170 μm . Das Farbband der ISOPHOT-Zufallsdurchmusterung wurde simuliert mit Hilfe der DIRBE-Bänder bei 100 μm , 140 μm und 240 μm .

Fast alle mit der DIRBE-Auflösung von 0.7° erkennbaren Strukturen sind interstellaren (galaktischen) Ursprungs. Lediglich die Andromedagalaxie und die Magellanschen Wolken sind als extragalaktische Quellen auszumachen. Interplanetare Strukturen sind ebenfalls kaum zu sehen: Das Zodiakallicht, emittiert von interplanetaren Staubteilchen, erreicht sein Maximum bei 25 μm und ist bei 170 μm bereits sehr schwach. Die großen Körper des Sonnensystems wurden bei den Beobachtungen (die in Abbildung 1.1 eingingen) gemieden. Planeten, Asteroiden und Kometen sind starke Fern-Infrarot-Strahler.

Dominant bei 170 μm ist das helle Band der Milchstraße. Ähnlich wie im Optischen erstreckt es sich über 360° entlang des galaktischen Äquators mit maximaler Helligkeit und Breite in Richtung galaktisches Zentrum. Anders als im Optischen gibt es aber keine eingebetteten Absorptionsstrukturen durch Dunkelwolken. Vielmehr sieht man bei 170 μm den interstellaren Staub in Emission, und das Milch-

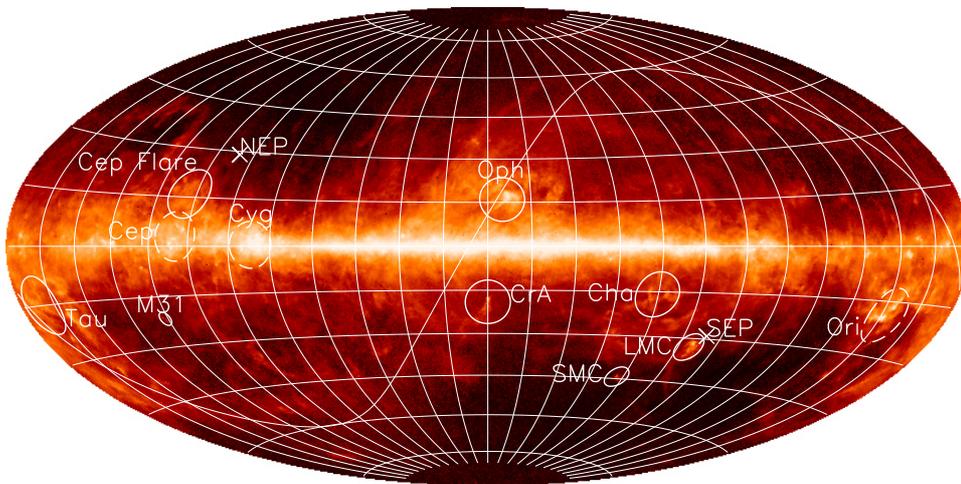


Abbildung 1.1: Die Milchstraße bei 170 μm in Hammer-Aitoff-Projektion. Das galaktische Zentrum befindet sich in der Bildmitte, die galaktische Länge nimmt nach links zu, Längen- und Breitenkreise sind im Abstand von 15° eingezeichnet. Die geschwungene Kurve gibt die Ekliptik an, „x“ markiert die ekliptikalen Pole. Die Karte basiert auf DIRBE-Daten, die auf den Bandpaß der ISO-Zufallsdurchmusterung konvertiert wurden (siehe dazu auch Kap. 2.3.3).

Abgesehen von den allernächsten extragalaktischen Objekten SMC, LMC und M 31 sind sämtliche prägnanten Strukturen galaktischen Ursprungs: (1) Die galaktische Scheibe mit Helligkeitsspitzen bei bekannten HII-Regionen, den Geburtsstätten massereicher Sterne; (2) Riesen-Molekülwolken und eingebettete Sternentstehungsgebiete mit weniger starker Konzentration zum galaktischen Äquator (einige Gebiete sind mit 15° -Kreisen markiert; gestrichelt: $D > 200$ pc); (3) der infrarote Zirkus, der die großflächige Verteilung des interstellaren Mediums nachzeichnet und seine markanteste Ausprägung bei mittleren galaktischen Breiten findet.

straßenband bei dieser Wellenlänge ist nichts anderes: interstellarer Staub. Bereits aus optischen Beobachtungen von Absorptionsstrukturen, auch in anderen Spiralgalaxien, ist bekannt, daß sich der interstellare Staub (wie auch interstellares Gas) in der galaktischen Ebene konzentriert.

Eine größere Helligkeit zeigt hauptsächlich eine höhere Staubtemperatur und/oder -säulendichte an. Voraussetzung für letzteres ist, daß die emittierende Materie bei 170 μm optisch dünn ist. Dies ist für die Milchstraße weitgehend der Fall, Ausnahmen sind lediglich kleinskalige zirkumstellare Strukturen und das galaktische Zentrum. Die hohe Säulendichte in der Milchstraßenebene setzt sich aus einer großen geometrischen Sichtlinie durch die Scheibe *und* einer hohen Staubdichte zusammen. Helligkeitsspitzen entlang des galaktischen Äquators ($|b| < 5^\circ$) sind in erster Linie auf Staubtemperatur-Maxima zurückzuführen. Vor allem in HII-Regionen um O- und frühe B-Sterne werden Staubteilchen auf das 2- bis 10-fache ihrer Temperatur im neutralen interstellaren Medium (≈ 20 K) aufgeheizt. Da massereiche Sterne wegen ihrer kurzen Lebensdauer ihre Mutter-Molekülwolken, in denen

sie entstanden sind, meistens nicht verlassen können, sind HII-Regionen oft von dichten (Riesen-)Molekülwolken umgeben. In einem großen Bereich um die eigentliche HII-Region herum ist der Staub durch Absorption intensiver ultravioletter Strahlung (UV-Strahlung) von $\lambda > 91.2$ nm viel wärmer als in der umgebenden Molekülwolke und trägt maßgeblich zur Gesamt-Leuchtkraft der Region bei.

Die Strukturen bei größerer galaktischer Breite ($5^\circ \leq |b| \leq 20^\circ$) sind auf unterschiedliche Säulendichten zurückzuführen – der Einfluß der Temperatur tritt etwas zurück. Es sind relativ nahe ($D < 1$ kpc) Molekülwolken-Komplexe mit teilweise aktiver Sternentstehung. HII-Regionen kommen hier nur vereinzelt vor. Das nächste Entstehungsgebiet massereicher Sterne befindet sich in 500 pc Entfernung in Orion. Man findet allerdings auch in den näheren Gebieten Regionen, deren durch UV-Strahlung erwärmter Staub sich in Infrarot-Helligkeitsspitzen bemerkbar macht (z. B. in Ophiuchus).

Der infrarote Zirkus macht sich schließlich bis in höchste galaktische Breiten bemerkbar. Seine filamentartigen Strukturen mit Skalenlängen von $1'$ bis 10° waren namensgebend. *Infraroter Zirkus* (kurz: Zirkus) ist eine phänomenologische Bezeichnung für die diffuse Emission des Staubes, der mit den verschiedensten Komponenten des interstellaren Mediums (ISM) in Verbindung steht: mit HI-Wolken, Molekülwolken, diffus verteiltem atomarem und diffus verteiltem ionisiertem Wasserstoffgas. Da die genannten Komponenten mehr oder weniger stark zur galaktischen Ebene konzentriert sind, ist der Zirkus bei Breiten $|b| > 45^\circ$ relativ schwach, bei $|b| < 5^\circ$ geht er im hellen Milchstraßenband auf. Strukturen, die eindeutig einzelnen, abgrenzbaren Objekten zuzuordnen sind (Dunkelwolken, Globulen usw.) sind zwar häufig in Zirkus-Strukturen eingebettet, werden selbst aber nicht als zum Zirkus gehörig angesehen.

Die Fern-Infrarot-Emission auf kleineren Winkelskalen als die $42'$ -Auflösung von DIRBE war vor der ISO-Mission bis $100 \mu\text{m}$ Wellenlänge bekannt. Daraus konnten bereits Abschätzungen für die Emission bei $170 \mu\text{m}$ gezogen werden. Während der Mission zeigte sich dann, daß neben den bisher genannten, in Abbildung 1.1 erkennbaren Strukturen noch folgende weitere Objektklassen für die Zufallsdurchmusterung von Bedeutung sind: 1.) Planetarische Nebel: Die von einem alten Stern abgestoßene Hülle erwärmt den mitgeführten Staub. Vor allem bei niedrigen galaktischen Breiten sind vereinzelt Planetarische Nebel in der Zufallsdurchmusterung als Punktquellen ($d < 1'$) zu finden. 2.) Proto-Sterne: Sowohl T-Tauri-Sterne, als auch Materie akkretierende Proto-Sterne sind von einer dichten Hülle aus Gas und teils aufgeheiztem Staub umgeben. Diese Objekte sind bei $170 \mu\text{m}$ als kompakte Quellen in nahen Sternentstehungsgebieten oder in der Nähe des galaktischen Äquators zu beobachten. 3.) Dichte Wolkenkerne: Erstmals aufgrund ihrer starken Moleküllinien-Emission radioastronomisch entdeckt, versteht man unter dieser Objektklasse kompakte Regionen in Molekülwolken, deren H_2 -Dichten 10^4 cm^{-3} übersteigen. Einige dieser Kerne wurden vor wenigen Jahren auch im Sub-Millimeter-Kontinuum gefunden und als *prästellare Kerne* bezeichnet. Diese mutmaßlichen Vorgänger der Proto-Sterne sind von IRAS nicht – zumindest nicht als katalogisierte Punktquelle – gesehen worden. Häufig sind bei $170 \mu\text{m}$

jedoch an den entsprechenden Stellen schwache Emissions-Maxima zu sehen, die durch die hohen Dichten des kalten Staubes hervorgerufen werden.

Abschließend seien noch die Galaxien erwähnt, die bei den für DIRBE sichtbaren Strukturen keine Rolle spielen, in der Zufallsdurchmusterung jedoch zahlenmäßig die dominierende Klasse kompakter Objekte bilden. Über 1000 Galaxien dürften in der Zufallsdurchmusterung (meist als Punktquellen) zu finden sein. Wegen ihres hohen Staubanteils sind die meisten der mit ISO bei 170 μm beobachtbaren extragalaktischen Quellen Spiralgalaxien. Daneben tauchen aber auch elliptische, wechselwirkende und irreguläre Galaxien, sowie einige ultraleuchtkräftige Infrarot-Galaxien in der Zufallsdurchmusterung auf.

1.3 Erwartungen an die Zufallsdurchmusterung und Ziele dieser Arbeit

1.3.1 Neuer Beobachtungsmodus

Die Zufallsdurchmusterung hat die Schwenkzeit des Satelliten ausgenutzt, die ansonsten wissenschaftlich ungenutzt verstrichen wäre. Als ISO-Beobachtungsmodus sind ihre Stärken und Schwächen zunächst einmal mit den anderen ISO-, insbesondere ISOPHOT-Beobachtungen zu vergleichen: Mit fast 15 % des Himmels überdeckt sie eine rund 130-mal größere Fläche als alle mit demselben Filter in den Standard-Modi durchgeführten Beobachtungen zusammengenommen. Pointierte Beobachtungen konnten dafür 25-mal schwächere Objekte nachweisen als die Zufallsdurchmusterung, die zudem (wie in Kapitel 2.2 erläutert) eine etwas schlechtere Ortsauflösung hat. Es ist klar, daß die Daten der pointierten Beobachtung einer bestimmten Quelle – wenn es sie gibt – den Daten der Zufallsdurchmusterung überlegen sind. Das gilt sowohl für Punktquellen als auch für ausgedehnte Quellen. Die Stärke der Zufallsdurchmusterung liegt in der Vielzahl von Quellen, die anderweitig *nicht* oder nicht bei derselben Wellenlänge mit ISO beobachtet wurden, oder – bei variablen Quellen wie Asteroiden, Kometen, Zodiaklicht und evtl. auch aktiven Galaxien – zu einem anderen Zeitpunkt.

1.3.2 Temperaturbestimmung

Abgesehen von vereinzelt Ballon-Beobachtungen sind neben den ISO-Daten lediglich die DIRBE-Beobachtungen bei einer mit 170 μm vergleichbaren Wellenlänge verfügbar (140- μm - und 240- μm -Breitbandfilter umschließen 170 μm). Da die Winkelauflösung der Zufallsdurchmusterung diejenige der DIRBE-Durchmusterung um das 20-fache übertrifft, gibt es kaum einzelne *Quellen*, für die sich die beiden Datensätze sinnvoll ergänzen, sehr wohl gibt es jedoch von DIRBE aufgeworfene wissenschaftliche Fragestellungen, die mit der höheren ISO-Auflösung angegangen werden können, insbesondere die nach der Verteilung des kalten Staubes. Die 100- μm -IRAS-Durchmusterung überdeckt 96 % des Himmels bei einer Winkelauflösung von etwa 4' und einer Punktquellen-Nachweisgrenze von ≈ 1 Jy

und ist damit der ISO-Zufallsdurchmusterung im großen und ganzen recht ähnlich (siehe Kap. 2.3). Über 14 % des Himmels sind von beiden Satelliten beobachtet worden, und für sämtliche in diesem Bereich zufällig liegenden Quellen ergänzen sich die beiden Durchmusterungen in fruchtbarer Art und Weise; erstmals können Farbtemperaturen bei $\lambda > 100 \mu\text{m}$ in großem Maßstab bestimmt werden. Die beiden Breitbandfilter liegen weit genug auseinander, um fast nicht zu überlappen und somit wirklich unterschiedliche Strahlung zu messen, sie liegen aber nah genug zusammen, um denselben Strahlungsprozeß verfolgen zu können. Der längeren Wellenlänge der Zufallsdurchmusterung kommt dabei besondere Bedeutung zu, wie nachfolgend kurz erläutert wird.

Es gibt verschiedene Staub-Modelle, die dessen Extinktionskurve zwischen 100 nm und 1000 nm und Emissionskurve zwischen 3 μm und 1000 μm gut wiedergeben (Désert et al. 1990; Dwek et al. 1997, siehe auch Kapitel 3.1.2). Für die Emission ab $\approx 100 \mu\text{m}$ Wellenlänge sind danach die relativ großen Körnchen alleine verantwortlich, die mit dem interstellaren Strahlungsfeld im Strahlungsgleichgewicht stehen und Temperaturen zwischen 15 K und 20 K haben. Sie machen rund 90 % der Gesamtmasse des Staubes aus und absorbieren (und emittieren) den Großteil der Energie des Sternlichtes, sind also für Dynamik und Energiehaushalt des interstellaren Staubes von großer Wichtigkeit. In ihrer Masse und Temperatur sind sie aber nur schwer bestimmbar, weil dafür der Spektralbereich zwischen 100 μm und 300 μm gebraucht wird. Das IRAS-Band bei 60 μm kann nur sehr eingeschränkt verwendet werden, weil dort in teilweise erheblichem Maße die Emission der feinkörnigen Staubkomponente beiträgt. DIRBE indessen kann nur die großskalige Zirkus-Emission behandeln. Eine Temperaturbestimmung auf kleineren Winkelskalen ist (abgesehen von Einzelobjekten) erstmals mit der ISO-Zufallsdurchmusterung möglich geworden, was für zahlreiche Gebiete der Astronomie von Bedeutung ist.

Kurz zusammengefaßt ergibt sich die Bedeutung der Zufallsdurchmusterung aus:

1. der längeren Wellenlänge im Vergleich mit IRAS,
2. der viel höheren Winkelauflösung gegenüber DIRBE,
3. der viel größeren Anzahl beobachteter Quellen verglichen mit den pointierten Beobachtungen mit ISO.

1.3.3 Implikationen für galaktische und extragalaktische Astronomie

Im Bereich der galaktischen Astronomie kann die Materie- und Temperaturverteilung in nahen Sternentstehungsgebieten untersucht werden. Wie in den Kapiteln 4 und 5 genauer beschrieben, werden dichte, kalte Wolkenkerne als Vorläufer der Proto-Sterne bzw. Proto-Sternassoziationen angesehen; bisher konnte aber nur in vergleichsweise winzigen Feldern mit Sub-mm-Messungen nach ihnen gesucht

werden. Mit der Zufallsdurchmusterung kann deren Verteilung in nahen Sternentstehungsgebieten großflächig untersucht werden. Radiospektroskopische Durchmusterungen von einzelnen Untergebieten (meist in der Umgebung IRAS-identifizierter Proto-Sterne) zeigen ein Defizit an dichten Molekülwolken-Kernen (Jijina et al. 1999) gegenüber den Erwartungen aus Zeitskalen-Abschätzungen. Die Zufallsdurchmusterung kann eine unabhängige Suche nach der Signatur des kalten Staubes durchführen, die weder durch An-/Abwesenheit von Proto-Sternen noch durch chemische Prozesse beeinflusst ist. Auch ist die Frage nach Unterschieden zwischen verschiedenen Sternentstehungsgebieten zu stellen. Da sie sich in Sternentstehungsrate und Sternmassen-Verteilung teilweise deutlich unterscheiden, könnte die Untersuchung der Materie- und Temperaturverteilung in den Regionen Aufschluß darüber geben, welches die prozeßbestimmenden Anfangsbedingungen sind. Ein weitergehendes Problem ist die Häufigkeit kalter Staub-Kondensationen *außerhalb* der bekannten Sternentstehungsgebiete. Da in manchen Globulen – darunter werden klar abgegrenzte Dunkelwolken kleinen scheinbaren Durchmesser verstanden – neue Sterne entstehen (Yun & Clemens 1992), hätte eine große, bisher übersehene Anzahl isolierter Globulen weitreichende Implikationen.

Im extragalaktischen Bereich können Staubtemperaturen und Staubmassen erstmals für eine große Anzahl von Galaxien bestimmt werden. Da Spiralgalaxien und Balken-Spiralen häufige und besonders staubreiche Galaxien-Typen sind, werden mehr als 1000 Exemplare mit der Zufallsdurchmusterung gesehen worden sein (Bogun 1995; Stickel et al. 2000), eine ideale Voraussetzung für statistische Untersuchungen. Nach der IRAS-Mission schien das Gas/Staub-Massenverhältnis unserer Galaxis deutlich höher zu sein als bei anderen Galaxien. Dagegen zeigt die Auswertung der ersten 115 Galaxien der Zufallsdurchmusterung, da erst bei 170 μm die große Masse des kalten Staubes erfaßt wird, daß normale Spiralgalaxien im Mittel dasselbe Gas/Staub-Verhältnis haben wie die Milchstraße (Stickel et al. 2000). Allgemein können Korrelationen zwischen optischer Leuchtkraft, Fern-Infrarot-Leuchtkraft und Morphologie zum Verständnis der Galaxienentwicklung beitragen. Da viele Galaxien einen substantiellen Teil ihrer Leuchtkraft im fernen Infrarot jenseits von 100 μm abstrahlen, ist der 170- μm -Meßpunkt auch nötig, um die Gesamt-Leuchtkraft (uv + optisch + infrarot + sub-mm) dieser Galaxien überhaupt bestimmen zu können.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich ausschließlich mit den galaktischen Quellen der Zufallsdurchmusterung. Dabei liegt besonderes Gewicht auf den prästellaren Strukturen in Sternentstehungsgebieten. Objekte des Sonnensystems wie Planeten, Asteroiden und die Staubteilchen des Zodiakallichtes werden nur in dem Maße behandelt, wie es zur Abgrenzung gegenüber den interstellaren Strukturen erforderlich ist. Aus phänomenologischer Sicht ist die Arbeit auf die ausgedehnten Strukturen der Zufallsdurchmusterung ausgerichtet. Es ist ein angepaßtes Verfahren entwickelt worden, um die dichten Wolkenkomplexe des interstellaren Mediums untersuchen und dabei die Kombination aus hoher räumlicher Auflösung und großer Himmelsüberdeckung voll ausnutzen zu können. Die damit erzielten Ergebnisse

werden hier vorgestellt.

Die inzwischen erstellte Datenbasis an Punktquellen-Kandidaten (Stickel et al. 1998a,b) enthält neben Galaxien wahrscheinlich auch eine große Anzahl galaktischer Objekte. Erst eine zukünftige, volle Verflechtung beider Methoden wird *alle* galaktischen Objekte der Zufallsdurchmusterung angemessen behandeln können.

Anmerkung zur Nomenklatur

Die Begriffe *Wolke*, *Klumpen*, *Knoten*, (*Wolken-*)*Kern* (engl.: cloud, clump, knot, core) bezeichnen eine hierarchische Rangfolge von großen zu kleinen Strukturen, werden in der Literatur jedoch nicht einheitlich verwendet. In der vorliegenden Arbeit werden die im fernen Infrarot beobachteten Staub-Kondensationen vorzugsweise als „Knoten“ bezeichnet, während die in Moleküllinien identifizierten Wolkenkerne oft kurz als „Kerne“ bezeichnet werden (auch z. B. „C¹⁸O-Kern“). Diese Unterscheidung stellt nicht im obigen Sinn eine Größen-Klassifikation dar. Die Bezeichnung „dichter Kern“ bleibt aus der Radiospektroskopie bekannten, dichten Molekülwolken-Kernen (engl.: dense cores) vorbehalten, bei denen i. allg. eine gravitative Eigenbindung deduziert werden kann, oder diese vermutet wird.

Die Kurzschreibweisen I_{170} , I_{100} usw. stehen für Intensitäten mit Einheit $[I_{170}] = \text{MJy sr}^{-1} = 10^{-20} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Der Index gibt die Wellenlänge der Strahlung in μm an. Oft bezieht sich die gemessene Intensität noch auf die Kalibration eines speziellen Filterbandes, also I_{170} auf den Bandpaß der Zufallsdurchmusterung und I_{100} auf das entsprechende IRAS-Filter, ohne daß dies besonders gekennzeichnet wird. Soll betont werden, daß es sich um eine filterunabhängige, d. h. auf eine infinitesimale Bandbreite reduzierte Intensität handelt, wird die vollständige Schreibweise $I_\nu(170 \mu\text{m})$ verwendet.

Die aus der Zufallsdurchmusterung bestimmten Staubtemperaturen sind ausschließlich Farbtemperaturen, die sich aus dem Helligkeitsverhältnis zu der 100- μm -IRAS-Durchmusterung ergeben. Die ausdrückliche Benennung dieser Größe als *Farbtemperatur* (auch durch Indizierung) geschieht i. allg. nur dann, wenn ihr aller Wahrscheinlichkeit nach *keine* physikalische Staubtemperatur entsprechender Größe gegenübersteht (z. B. wenn Emission von warmem und kaltem Staub entlang der Sichtlinie zu einer mittleren Farbtemperatur führt).

Alle in dieser Arbeit genannten äquatorialen Koordinaten beziehen sich auf das Äquinoktium 2000.

Kapitel 2

Die Zufallsdurchmusterung

2.1 ISO und ISOPHOT

2.1.1 Der Satellit ISO

ISO war ein Weltraumteleskop für das mittlere und ferne Infrarot. Nach dem Start am 17. November 1995 und einer 77-tägigen Phase zur Inbetriebnahme und Kalibration der wissenschaftlichen Instrumente fanden vom 4. Februar 1996 bis 8. April 1998 knapp 30 000 pointierte Beobachtungen mit einer Gesamt-Beobachtungszeit von 10 856 Stunden statt. Die Missionsdauer war begrenzt durch den Vorrat von 2300 Litern superflüssigem Helium, das die Instrumente 29 Monate lang auf Temperaturen zwischen 2 K und 8 K hielt. Den schematischen Aufbau des Satelliten zeigt Abbildung 2.1.

In seiner hochexzentrischen Umlaufbahn mit einem Perigäum in 1000 km und Apogäum in 70 600 km Höhe passierte ISO die *van-Allen-Strahlungsgürtel*, in denen energiereiche Elektronen bzw. Protonen im Magnetfeld der Erde eingefangen sind. Da die Detektoren durch das Auftreffen geladener Teilchen stark gestört werden, mußten die Instrumente im niedrigen Teil der Bahn abgeschaltet werden. Nach neuerlichem Inbetriebsetzen standen pro 24-stündigem Umlauf gut 16 Stunden für wissenschaftliche Beobachtungen zur Verfügung.

Auf der gesamten Bahn mußte der Satellit mit dem Sonnenschild zur Sonne ausgerichtet sein, um die Energieversorgung aufrechtzuerhalten und die Instrumente vor Wärme und Streulicht zu schützen: Die y-Achse des Satelliten (siehe Abb. 2.1) stand stets senkrecht auf der Verbindungslinie ISO–Sonne, die z-Achse durfte maximal 30° von der Sonne weg zeigen. Eine weitere Einschränkung verlangte einen Sicherheitsabstand von 77° zwischen der optischen Achse und dem Rand der Erdscheibe. Diese Vorschrift konnte je nach Stellung von Sonne, Erde und Perigäum etwas gelockert werden, sie wurde jedoch während wissenschaftlicher Beobachtungen, also auch während der Schwenks der Zufallsdurchmusterung streng eingehalten. Bezüglich Mond und Jupiter gab es schwächere Einschränkungen, die zudem für die Schwenks zwischen den Beobachtungen lediglich das direkte Überqueren der Mondscheibe (mit der optischen Achse) untersagten.

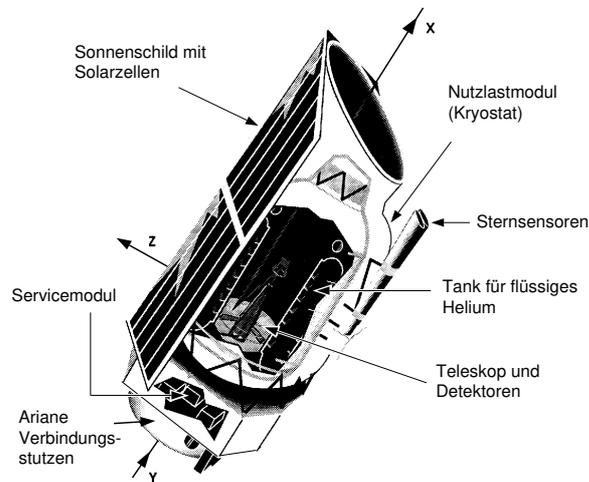


Abbildung 2.1: Schematische Ansicht von ISO. Das gesamte Teleskop ist umgeben vom Tank mit superflüssigem Helium. In der Fokalebene unterhalb des 60-cm-Hauptspiegels befinden sich die 4 Instrumente (Tab. 2.1, Abb. 2.2), die thermisch an den Heliumtank angekoppelt sind.

Das Teleskop ist ein Ritchey-Chrétien-System mit 60 cm Öffnung und 9 m Brennweite. Die optische Qualität der Spiegel und die Positionierungs-Stabilität des Satelliten garantieren beugungsbegrenzte Daten ab $5 \mu\text{m}$ Wellenlänge. Zahlreiche Streulichtblenden und eine infrarot-schwarze Spezialbeschichtung im Innern des Teleskoptubus sorgen für eine totale Streulichtunterdrückung innerhalb der Nachweisgrenzen der Zufallsdurchmusterung (Kranz 1998). Ein Pyramiden-spiegel weist jedem der vier Instrumente der Fokalebene ein unabgeschattetes Gesichtsfeld von $3'$ Durchmesser zu (siehe Tab. 2.1 und Abb. 2.2). Im Standard-Beobachtungsmodus konnte jeweils nur ein Instrument gleichzeitig beobachten. Eine ausführliche Beschreibung des Satelliten findet sich in Leech & Pollock (2000), Literaturangaben zu den Instrumenten sind in Tabelle 2.1 angegeben.

Instrument	Wellenlängenbereich (μm)	Übersichts-Literatur
SWS – Spektrometer	2.4–45	de Graauw et al. (1996)
LWS – Spektrometer	43–197	Clegg et al. (1996)
CAM – Kamera	2.5–17	Cesarsky et al. (1996)
PHT – abbildendes Photo-Polarimeter	2.5–240	Lemke et al. (1996)

Tabelle 2.1: Die wissenschaftlichen Instrumente auf dem ISO-Satelliten. ISOPHOT wird in den Kapiteln 2.1.2 und 2.1.3 genauer beschrieben.

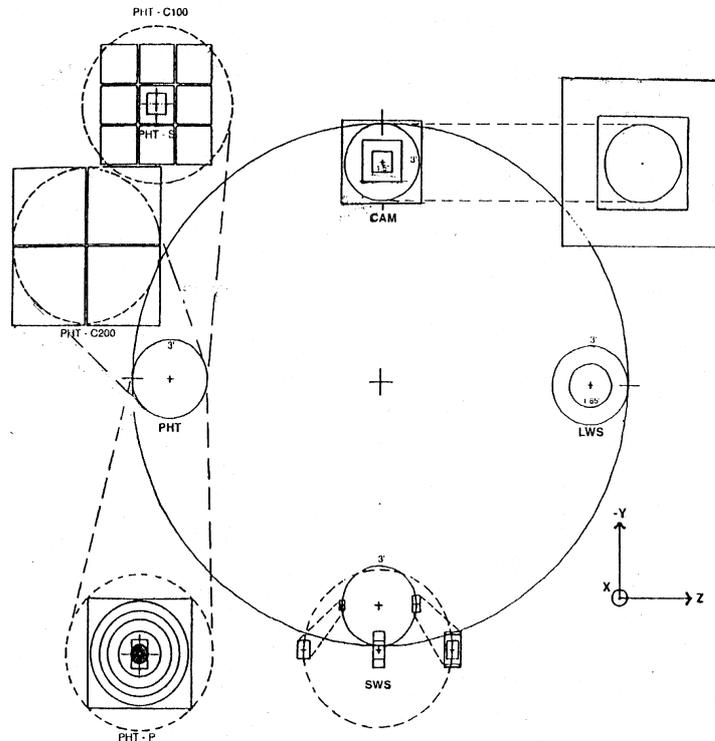


Abbildung 2.2: Die Fokalebene (aus Metcalfe & Kessler 1991). Der große Kreis markiert das Gesichtsfeld des Teleskops von 20' Durchmesser. Jedem der vier Instrumente wird vom Pyramidenspiegel ein 3' großes, unabgeschattetes Segment des Teleskopgesichtsfeldes zugewiesen (kleine Kreise). Die optische Achse (x-Richtung) zeigt aus dem Papier heraus, die z-Achse nach rechts, die y-Achse nach unten (positiv orientiertes Dreibein). Der Satellit mußte stets so ausgerichtet sein, daß die Sonne in der xz-Ebene und nicht weiter als 30° von der z-Achse entfernt stand (vgl. Abb. 2.1). ISOPHOT befand sich auf der sonnenabgewandten Seite des Satelliten. Durch die Geometrie in der Fokalebene lagen die Gesichtsfelder der anderen Instrumente 17' (LWS) bzw. 12' (CAM und SWS) vom ISOPHOT-Gesichtsfeld entfernt.

2.1.2 Das Photopolarimeter ISOPHOT

ISOPHOT (Lemke et al. 1996) wurde unter der Leitung des Max-Planck-Instituts für Astronomie entwickelt und gebaut. Es besteht aus drei Sub-Instrumenten, von denen jeweils eines für eine Beobachtung auszuwählen war:

1. **PHT-P:** Ein Photo-Polarimeter mit drei Ein-Pixel-Detektoren für den Wellenlängenbereich 3 μm –120 μm .
2. **PHT-C:** Zwei Fern-Infrarot-Kameras mit 3 \times 3 bzw. 2 \times 2 Pixeln zur abbildenden Photometrie (Kap. 2.1.3)
3. **PHT-S:** Zwei Spektrophotometer für das nahe und mittlere Infrarot mit je 64 Pi-

xeln, d. h. spektralen Auflösungen von knapp 100.

Zusätzlich besitzt ISOPHOT einen Kipp-Spiegel (sog. *Chopper*) für differenzielle Messungen und zwei Kalibrationslampen zur Eichung der Detektoren. Das gesamte Instrument nahm einen 80°-Sektor unterhalb des Hauptspiegels ein und hatte eine Höhe von 25 cm. Das Instrument ist im ISOPHOT-Handbuch (Laureijs et al. 2000) umfassend beschrieben.

2.1.3 Der Detektor C200

Der in der Zufallsdurchmusterung eingesetzte Detektor C200 ist der langwelligste von ISOPHOT. Jedes der vier Ge:Ga-Pixel ist unter einer Schraube einem Druck von 740 MPa (75 kp/mm^2) ausgesetzt, wodurch der Empfindlichkeitsbereich auf Photonen bis 240 μm Wellenlänge ausgedehnt wird (ungedrückt $\lesssim 115 \mu\text{m}$). Die Pixel, Würfel von 1 mm Kantenlänge, haben mit vorgelagerter Feldlinse ein Gesichtsfeld von $89.4'' \times 89.4''$ und sind in einer 2×2 Matrix angeordnet. Aus technischen Gründen gibt es einen Spalt von $2.6''$ zwischen zwei benachbarten Pixeln, deren Mittelpunkte einen Abstand von $92''$ haben. Die C200-Kamera hat somit ein Gesichtsfeld von $181.4'' \times 181.4''$, das zu 97 % ausgefüllt ist. Die äußeren Ecken des Detektors ragen etwas über das unabgeschattete Gesichtsfeld von ISOPHOT hinaus (vgl. Abb. 2.2). Die Abschattung wird bei der Datenprozessierung implizit berücksichtigt. Abbildung 2.3 zeigt die Pixelanordnung des Detektors und veranschaulicht einige Definitionen. Der *Richtungs-Rollwinkel* beschreibt die Detektorstellung relativ zur Schwenkrichtung.

Für den C200-Detektor standen insgesamt 5 Filter zur Verfügung. Für die Zufallsdurchmusterung wurde das zentrale Breitband-Filter *C_160* verwendet. Gemäß den Vorgaben des Durchmusterungs-Modus (Kapitel 2.2) konnte es den größtmöglichen Bereich zwischen galaktischem Zentrum und galaktischen Polen dynamisch erfassen bei gleichzeitigem Vorstoß in einen – gegenüber IRAS – neuen Wellenlängenbereich. Seine zentrale Wellenlänge beträgt 174 μm (mit der Transmissionsfunktion gewichtete mittlere Wellenlänge), die Referenz-Wellenlänge ist 170 μm (bzgl. dieser wird die gemessene Strahlungsleistung in Intensität umgerechnet). Die Äquivalentbreite von *C_160* ist 89 μm (Breite eines Rechteckfilters mit gleicher integrierter Transmission). Der Durchmesser des Ringes des ersten Minimums der Beugungsfunktion des ISO-Teleskops beträgt bei der zentralen Wellenlänge $134''$.

2.2 Der Durchmusterungs-Modus

2.2.1 Durchführung

Schwenkmessungen der Zufallsdurchmusterung fanden zwischen zwei pointierten Beobachtungen statt. Die jeweils zur Verfügung stehende Zeit hängt vom Abstand der beiden Quellen am Himmel ab. Da die vorhergehende wie die anschließende

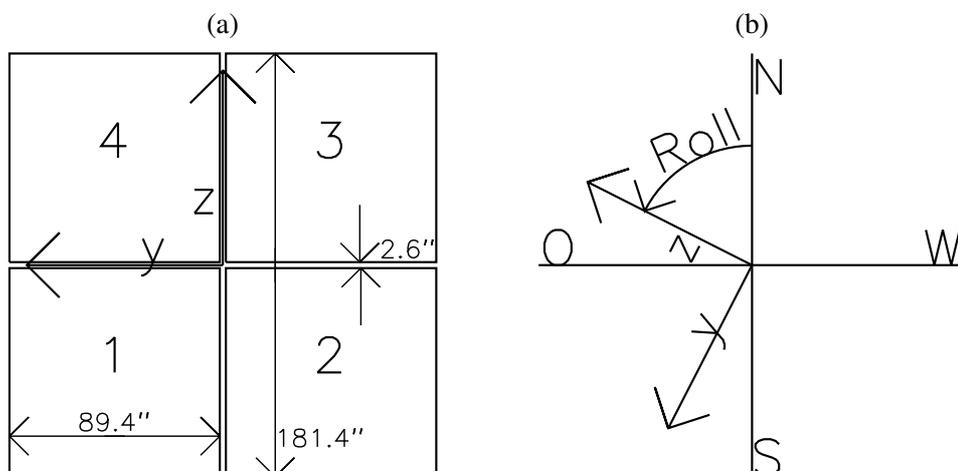


Abbildung 2.3: (a) Pixelanordnung und Abmessungen der C200-Kamera im ISO-Koordinatensystem. Die (auf den Himmel projizierte) z-Achse zeigte stets zur Sonne (vgl. Abb. 2.1).

(b) Die Lage des Detektors im äquatorialen Koordinatensystem (J 2000.0) wird durch α , δ des Detektor-Zentrums ($8.5'$ gegen die x-Achse des Satelliten versetzt) und den sogenannten *Rollwinkel* – im mathematischen Sinn gemessener Winkel von der Nordrichtung zur z-Achse – eindeutig beschrieben. Der *Richtungs-Rollwinkel* (nicht eingezeichnet; betrifft ausschließlich die Zufallsdurchmusterung) gibt analog zum Rollwinkel den Winkel zwischen momentanem Geschwindigkeitsvektor der Schwenkkurve und z-Achse an.

pointierte Beobachtung keinesfalls durch die Zufallsdurchmusterung beeinträchtigt werden durften, wurden Schwenkmessungen nur durchgeführt, wenn die vorausberechnete Schwenkzeit dafür ausreichte. Die genaue Kommandosequenz, die in dem Zeitfenster abgearbeitet werden muß, ist in Bogun & Klaas (1994) beschrieben. Eine minimale Schwenkzeit von 50 s ist notwendig, um gerade noch eine Messung (von ca. 15 s Dauer) einfügen zu können. Zwischen Kalibrationsbeobachtungen und innerhalb spezieller Kartierungsprogramme fanden generell keine Schwenkmessungen statt, um diese Beobachtungen nicht zu stören.

Bei ausreichender Schwenkzeit, d. h. ab etwa 90 s, wird zunächst eine Kalibrationslampen-Messung (*FCS-Messung*, engl.: Fine Calibration Source) von 16 s Dauer durchgeführt, um die aktuelle Detektor-Stromempfindlichkeit (in A/W) zu bestimmen. Die Heizleistung der Kalibrationslampe beträgt dabei einheitlich 0.64 mW, was einer Detektorauslastung von etwa 20 % entspricht. Die große Mehrzahl der Schwenkmessungen kann somit ähnlich wie normale Beobachtungen geeicht werden. Die restlichen Daten (von wenigen Ausnahmen abgesehen, kurze Messungen von weniger als 2° Länge) werden unter Verwendung von Standardwerten der Detektor-Stromempfindlichkeit geeicht.

Die genaue *Schwenkkurve* (zeitlich parametrisierter, auf den Himmel projizierter Schwenkweg) ist nicht vorhersagbar, weil sie außer von den Positionen von Start- und Zielquelle auch von den Anfangsgeschwindigkeiten der Steuerungsräder

des Satelliten abhängt. Jeder Schwenk besteht aus einer Beschleunigungsphase und einer Verzögerungsphase. Ab einer Schwenklänge von 5° gibt es dazwischen die Phase mit konstanter, maximaler Geschwindigkeit von $8'/s$ (Bogenminuten pro Zeitsekunde). Etwa $2/3$ der Beschleunigungsphase von 30 s werden für die Konfiguration des Instruments benötigt, so daß zu Beginn der eigentlichen Schwenkmessung die Höchstgeschwindigkeit bereits fast (bei Schwenks mit Kalibrationslampen-Messung ganz) erreicht ist. Die Verzögerungsphase fällt hingegen vollständig in die Meßzeit. Das Teleskop ist i. allg. bereits zum völligen Stillstand gekommen, bevor auf das nachfolgende Instrument umgeschaltet wird. Das bedeutet, daß das Zielobjekt des Schwenks, das anschließend pointiert beobachtet wird, auch von der Zufallsdurchmusterung bei $170 \mu\text{m}$ beobachtet wird, falls die pointierte Beobachtung mit ISOPHOT durchgeführt wird. Falls anschließend ein anderes Instrument genutzt wird, ergibt sich nach Abbildung 2.2, daß am Ende der Schwenkmessung das ISOPHOT-Gesichtsfeld auf einen Himmelspunkt gerichtet ist, der $12'$ bzw. $17'$ vom Zielobjekt entfernt liegt. Dieses liegt genau dann im Schwenkweg, falls der Richtungs-Rollwinkel am Schwenkende 135° , 180° bzw. 225° beträgt (bei anschließender Beobachtung mit CAM, LWS bzw. SWS; vgl. Abb. 2.2 und Abb. 2.3). Es gilt festzuhalten, daß die Wahrscheinlichkeit, bekannte Objekte in den Schwenkdaten zu finden, kurz vor dem Schwenkende besonders hoch ist.

Die eigentliche Messung geschieht wie bei den pointierten Beobachtungen dadurch, daß die Fern-Infrarot-Photonen in den Halbleiter-Detektoren Elektronen ins Leitungsband heben, die mit einem integrierenden Vorverstärker gemessen werden. Die erzeugten Spannungen werden bei der Zufallsdurchmusterung mit der höchstmöglichen Frequenz von 2^5 Hz ausgelesen. Eine Entladung wird bei jeder 4. Auslesung vorgenommen, und die 4 Auslesungen zwischen den Entladungen werden zu einer *Rampe* zusammengefaßt. Jede Rampe umfaßt somit 0.125 s Integrationszeit, während derer sich das Teleskop um maximal $1'$ weiterbewegt (s.o.).

Der Hauptunterschied zu den pointierten Beobachtungen besteht eben in der Bewegung des Teleskops. Während des Schwenks kann die Position nicht mit Hilfe von Sternsensoren überprüft werden. Ohne zwischenzeitliche Korrektur wird das Zielobjekt angesteuert, was von dem Kreiselsystem für die längsten Schwenks mit einer Genauigkeit von wenigen Bogenminuten geleistet wird. Erst nach Stillstand des Satelliten werden die Sternsensoren wieder eingeschaltet, und die Ausrichtung auf das Objekt geschieht auf Bogensekunden genau. Durch Vergleich von Ist- und Soll-Positionen beim Wiedereinschalten der Sternsensoren kann die tatsächliche Schwenkkurve nachträglich genau bestimmt werden.

2.2.2 Datenprozessierung

Die Datenverarbeitung der Zufallsdurchmusterung geschieht in 3 Stufen. Zunächst werden im ISO-Datenzentrum in Villafranca die Rohdaten vom Satelliten bis zum sogenannten *ERD-Level* (engl.: Edited Raw Data) prozessiert. Neben der Formatierung der rohen Telemetriedaten ist dabei die *Drift-Korrektur* (ausschließlich für die Zufallsdurchmusterung) besonders wichtig. Sie verteilt die o. g. Differenz zwi-

schen Ist- und Soll-Position am Schwenk gleichmäßig, d. h. proportional zum überstrichenen Winkel auf den gesamten Schwenk. Die Prozessierung vom ERD-Level zum *SMC-Level* (engl.: Serendipity Mode Calibrated) geschieht am ISOPHOT-Datenzentrum in Heidelberg, wobei Routinen des speziell für ISOPHOT-Daten entwickelten *PIA*-Programmpakets (ISOPHOT Interaktive Analysis; Gabriel et al. 1997) zur Anwendung kommen. Damit werden den einzelnen Rampen Himmelspositionen und -helligkeiten (in MJy/sr) zugeordnet. Letztere werden aus den Rampensteigungen (in V/s) unter Benutzung des Ergebnisses der Kalibrationsmessung bzw. unter Verwendung von Standardwerten der Detektor-Stromempfindlichkeit bestimmt. Im folgenden wird die Abfolge der Rampen, da ihnen die physikalischen Größen zugeordnet sind, als Folge von *Meßpunkten* bezeichnet. Die dritte Stufe der Datenreduzierung berücksichtigt die speziellen Anforderungen, die sich aus den wissenschaftlichen Fragestellungen ergeben. Entsprechend sind unterschiedliche Programme und Programmpakete entwickelt worden, die z. B. Positionen und Helligkeiten von Punktquellen (Stickel et al. 1998b) oder Ausdehnung und Farbtemperatur von ausgedehnten Quellen (diese Arbeit) ermitteln.

Die jüngste vollständige Prozessierung der Zufallsdurchmusterung wurde mit den Programm-Versionen OLP_70, OLP_701 (Stufe 1) und PIA V7.2 (Stufe 2) durchgeführt. Auf dieser Datenbasis bauen alle Untersuchungen der vorliegenden Arbeit auf. Der Punktquellen-Zweig der 3. Stufe dient der Erstellung einer Galaxien-Datenbasis, welche in Kapitel 2.3.4 kurz erwähnt wird. Der andere Zweig dient der Extraktion von Parametern ausgedehnter Objekte, insbesondere dem Auffinden und der Charakterisierung von kalten Knoten in der Milchstraße. Das Programmpaket wurde im Zuge dieser Arbeit entwickelt. Die technischen Aspekte werden in Kapitel 3 und die astronomischen Ergebnisse in Kapitel 4 untersucht. Kapitel 5 und 6 stellen Ergebnisse weiterer Anwendungen vor.

2.3 Leistungsanalyse der Zufallsdurchmusterung

2.3.1 Himmelsüberdeckung

Abbildung 2.4 zeigt die Lage der durchgeführten Satelliten-Schwenks am Himmel. Die Schwenkdichte variiert stark. Dicht überdeckte Regionen und weitgehend leere Gebiete wechseln einander ab. Drei Gründe sind für die Variation verantwortlich:

1. Wegen der Missionsvorgaben (Startzeitpunkt, Lage des Apogäums) und der strengen Sichtbarkeitsbeschränkungen bzgl. Sonne und Erde konnten Teile des Himmels gar nicht oder nur kurze Zeit während der Mission beobachtet werden, so daß hier die Schwenkdichte sehr niedrig ist. Das Gebiet in Richtung galaktisches Antizentrum konnte überhaupt nur deswegen erreicht werden, weil die Missionslänge mit knapp 29 Monaten die nominelle Dauer deutlich übertroffen hat.
2. Gewisse Regionen waren von besonderem Interesse (galaktische Ebene, Ma-

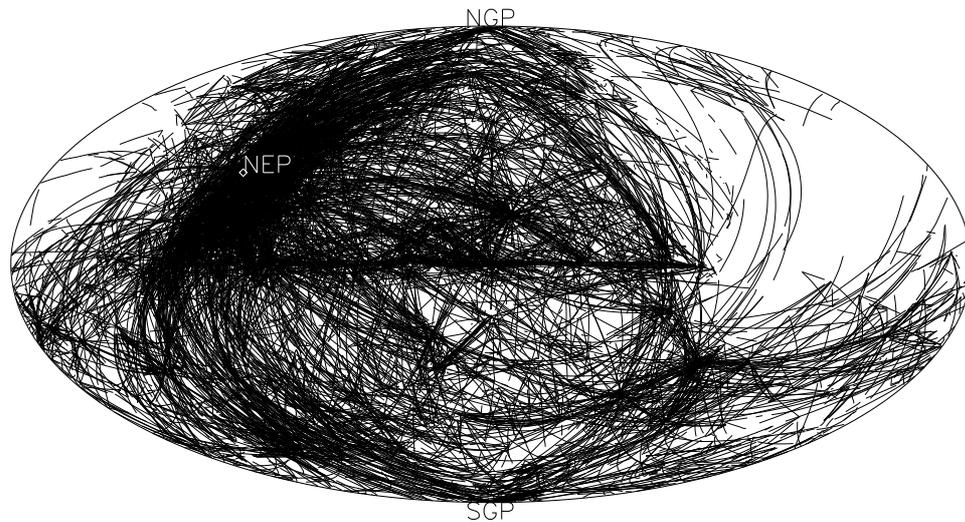


Abbildung 2.4: Die Lage der 11847 Satellitenschwenks, bei denen Messungen der Zufallsdurchmusterung durchgeführt wurden. Die aufsummierte Schwenk-Länge beträgt $141\,412^\circ$ bei einer Gesamtintegrationszeit von 417.5 Std. Bei Schwenks in der galaktischen Ebene geriet der Detektor in Sättigung (vgl. Abb. 2.5). Die größte Datendichte besitzt die Zufallsdurchmusterung in einem Gebiet von $40^\circ \times 20^\circ$ um den nordeklptikalen Pol. Sehr hohe Überdeckungsgrade erreichen auch die Magellanschen Wolken und einige Sternentstehungsgebiete (vgl. Abb. 1.1). Eine großflächig schwach erhöhte Schwenkdichte in der Gegend um $l = 105^\circ, b = -55^\circ$ (links unten) kommt durch die Stellung des Planeten Saturn während der Mission zustande, der zu wissenschaftlichen und Kalibrations-Beobachtungen oftmals angesteuert wurde.

Die hier gewählte Projektion ist dieselbe wie in Abb. 1.1. Koordinatennetz und Ekliptik sind aus Gründen der Erkennbarkeit in einer Schwarz-Weiß-Grafik nicht eingezeichnet, stattdessen sind die galaktischen Pole und der ekliptikale Nordpol markiert. Die nominelle Strichstärke entspricht der realen Schwenkbreite von $3'$, so daß der Grad der Himmelsüberdeckung richtig wiedergegeben ist. (Dies gilt nur für die elektronische Version dieser Arbeit, in gedruckter Form sind die Linien verbreitert.)

gellansche Wolken, Lockman Hole, Sternentstehungsgebiete etc.) und wurden immer wieder mit dem Teleskop angefahren.

3. Da die Schwenks vorzugsweise in einer Ebene senkrecht zur Sonne stattfinden mußten, führten sie häufig über die ekliptikalen Pole. Wegen der Lage der Kalibrationsquelle NGC 6543 und des größeren allgemeinen Interesses an Objekten der Nordhalbkugel ist das Gebiet um den ekliptikalen Nordpol das Gebiet mit der höchsten Schwenkdichte.

Die 11 847 prozessierten Schwenkmessungen haben eine gesamte, aufsummierte Länge von $141\,412^\circ$. Zahlreiche Schwenks verlaufen allerdings ganz oder teilweise in einem schmalen Bereich um den galaktischen Äquator, wo der C200-Detektor in Sättigung gerät, d. h. die Ausgangssignale der Ausleseelektronik ihren Maximalwert erreichen. 517 Schwenks liefern überhaupt keine ungesättigten Da-

ten, 131 weitere sind derart weitgehend in Sättigung, daß die verbliebenen vereinzelten Datenpunkte wegen zu geringer Zuverlässigkeit verworfen werden müssen. Bei 575 Schwenks, die die galaktische Ebene kreuzen oder andere extrem helle Objekte überqueren, sind lediglich kleinere Abschnitte gesättigt. Solche Datensätze bleiben weiterhin berücksichtigt.

Die verbleibenden 11 199 Schwenkmessungen haben Längen bis zu 169° , bei einem Mittelwert von 12.5° und einem Zentralwert (Median) von 4.4° . Bleiben die kleinen gesättigten Bereiche unberücksichtigt, beträgt die nutzbare Gesamtlänge $136\,728^\circ$. Wird die variierende Breite der Schwenks durch Detektor-Querstellungen (Richtungs-Rollwinkel $\neq 0^\circ, 90^\circ, \dots$) zunächst vernachlässigt, entspricht die Gesamtlänge einer überstrichenen Fläche von $6890 \square^\circ$. Werden Schwenk-Kreuzungspunkte ebenfalls vernachlässigt, sind dies 16.7 % des Himmels. Knapp 3 % des Himmels wurden allerdings von zwei oder mehr Schwenks überquert. Dadurch wird die insgesamt überdeckte Fläche etwas kleiner. Bei einem statistisch verteilten Richtungs-Rollwinkel ϕ würde die durchschnittliche Schwenkbreite und damit die überdeckte Fläche um einen Faktor $\left(\int_{\pi/4}^{\pi/2} \sqrt{2} \sin(\phi) d\phi \right) / \frac{\pi}{4} = \frac{4}{\pi} = 1.27$ größer. Die Richtungs-Rollwinkel sind jedoch nicht rein statistisch verteilt, weil Schwenks bevorzugt parallel zur y-Achse des Satelliten (senkrecht zur Sonne) verlaufen. Außerdem kann bei einem Richtungs-Rollwinkel von 45° nicht die ganze Breite von $\sqrt{2} \cdot 181.4''$ als „überdeckt“ gelten. Die Detektor-Querstellungen ergeben kaum einen Gewinn im Sinne einer größeren beobachteten Himmelsfläche. Somit sind insgesamt von der Zufallsdurchmusterung verwertbare Daten für $\approx 15\%$ des Himmels zu erwarten.

Zur Veranschaulichung, welche Bereiche des Himmels von den Satellitenschwenks überquert wurden und im dynamischen Bereich der Zufallsdurchmusterung liegen, zeigt Abbildung 2.5 eine Gesamtkarte aus den Daten der Zufallsdurchmusterung. Einige Regionen sind gekennzeichnet, um zu verdeutlichen, daß besonders interessante Gebiete auch besonders dicht überdeckt sind. Der absolute Überdeckungsgrad ist nicht richtig wiedergegeben, weil die gewählte Bildpunktgröße von $12'$ die Schwenks um ungefähr das Vierfache verbreitert.

2.3.2 Positionsgenauigkeit

Zur Einschätzung der Positionsgenauigkeit in Schwenkrichtung werden in einem kleinen Feld $170\text{-}\mu\text{m}$ -Flächenhelligkeiten der Zufallsdurchmusterung mit $100\text{-}\mu\text{m}$ -HIRES-Daten zunächst direkt verglichen (siehe Kap. 5, Abb. 5.6). Anschließend wird die ISO/IRAS-Korrelation wiederholt, indem den $170\text{-}\mu\text{m}$ -Intensitäten die Positionen des jeweils vorhergehenden bzw. nachfolgenden Meßpunktes zugeordnet werden. Auch die Positionsverschiebungen um einen halben Meßpunkt (abstand $\hat{=} \frac{1}{16}$ s) werden getestet. Dabei wird deutlich, daß die Verschiebung der Positionen um einen halben Meßpunkt nach hinten eine ebenso enge Korrelation zeigt wie die ursprüngliche Version. Alle anderen Verschiebungen (um einen größeren Betrag oder in die entgegengesetzte Richtung) führen zu einer größeren Streuung im Korrelations-Diagramm. Unter Annahme, daß im statistischen Mittel bei

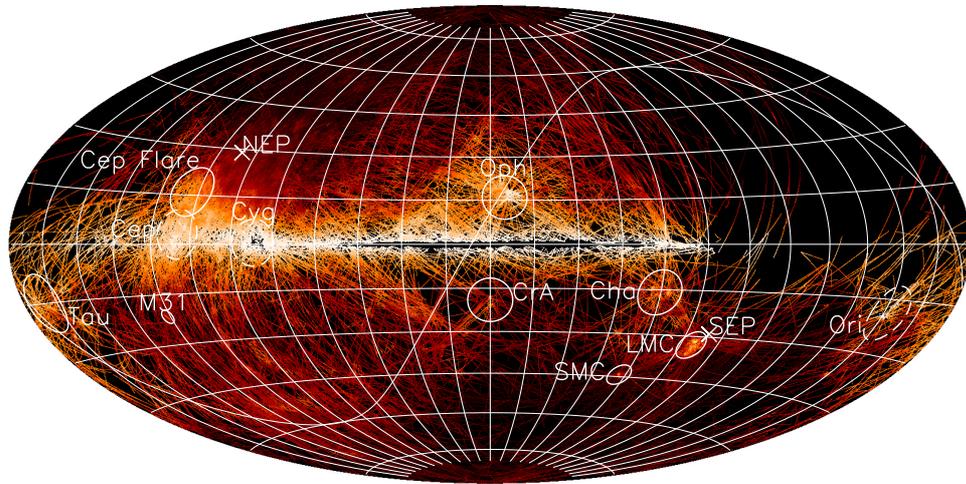


Abbildung 2.5: 170- μm -Gesamtkarte aus der Zufallsdurchmusterung. Der dynamische Bereich zwischen den schwächsten (rotbraun) und hellsten (weiß) dargestellten Strukturen beträgt 2 MJy sr^{-1} – 500 MJy sr^{-1} . Projektion und markierte Gebiete sind dieselben wie in der DIRBE-Karte (Abb. 1.1). Viele der besonders dicht überdeckten Regionen sind Sternentstehungsgebiete.

Zur besseren Erkennbarkeit ist die Bildpunktgröße hier $12' \times 12'$, wodurch die Schwenks vierfach verbreitert werden. Die einzelnen Meßwerte von einem oder mehreren Schwenks, die auf einen Bildpunkt fallen, werden gemittelt. Die Winkelauflösung ist sechsmal schlechter als in den Originaldaten, aber dreimal besser als in Abbildung 1.1.

170 μm helle Strukturen auch bei 100 μm hell sind, bedeutet dieses Ergebnis, daß die Positionen in Schwenkrichtung systematisch um $0''$ bis $30''$ verschoben sein könnten, die Genauigkeit aber in jedem Fall besser als $1'$ ist. Eine quantitativ präzise Bestimmung wäre durch Automatisierung der beschriebenen Methode und ihrer Anwendung auf die gesamte Zufallsdurchmusterung möglich. Bei der Analyse ausgedehnter Strukturen beeinträchtigt eine Positionsverschiebung im Prinzip die I_{170}/I_{100} -Korrelation und damit die Farbtemperaturen (siehe Kap. 3.2.4). Allerdings ergibt sich dadurch kein *systematischer* Trend, und wegen der Halbwertsbreite der verwendeten IRAS-Daten von $\approx 5'$ ergibt sich eine allenfalls geringfügig größere Streuung im Korrelationsdiagramm.

Positionsabweichungen senkrecht zur Schwenkrichtung können nur anhand von Punktquellen durchgeführt werden. In dieser Arbeit wird die Positionsgenauigkeit senkrecht zur Schwenkrichtung anhand von Sonnensystemobjekten überprüft. Insgesamt 63 Mal wurden Uranus, Neptun und einige helle Asteroiden von der Zufallsdurchmusterung detektiert (zur Identifikation dieser Objekte siehe Müller et al. 2001). Wegen der genauen Kenntnis der Punktbildfunktion des Detektors (Laureijs 1999) sind die relativen Größen der Signale der einzelnen Detektorpixel ein empfindliches Maß für den Abstand der Quelle zum Schwenkweg. In 61 Fällen stimmt dieser Abstand mit den vorausgesagten Positionen überein. Darun-

ter befinden sich 9 Detektionen bei maximaler Schwenkgeschwindigkeit in langen Schwenks. Die Positionsübereinstimmung impliziert eine Positionsgenauigkeit senkrecht zum Schwenk von $\approx 30''$. Bei 2 Fällen mit merklichen Abweichungen sind bei der Überprüfung der Datenprodukte der 1. Prozessierungsstufe (Kap. 2.2.2) Unregelmäßigkeiten in den Telemetriedaten gefunden worden. In beiden Fällen gab es Probleme beim Auffinden des Leitsterns der nachfolgenden pointierten Beobachtung. Eine Überprüfung der gesamten Zufallsdurchmusterung hat ähnliche Unregelmäßigkeiten bei 2 % aller Schwenks aufgedeckt, welche wahrscheinlich zu einem Versagen der notwendigen Drift-Korrektur führen. Diese Schwenks sind markiert worden und bleiben bei Detailuntersuchungen (wie z. B. in Kapitel 5) unberücksichtigt.

Stickel et al. (2000) verglichen mit der Zufallsdurchmusterung gemessene Positionen von 115 zentral überquerten Galaxien mit den optischen Positionen. Die Abweichungen betragen weniger als $45''$ in 90 % der Fälle. Die Positionsgenauigkeit kann dennoch besser sein als $45''$, weil die Galaxien keine reinen Punktquellen sind und die Schwerpunkte der Helligkeitsverteilungen im Optischen und bei $170 \mu\text{m}$ nicht notwendigerweise übereinstimmen.

Zusammenfassend läßt sich sagen: Abgesehen von 2 % der Schwenks, die als Kandidaten für ungenaue Positionsdaten markiert sind, beträgt die Positionsgenauigkeit der Zufallsdurchmusterung etwa $1'$. Dies ist für die Analyse ausgedehnter Strukturen ausreichend.

2.3.3 Kalibrationsgenauigkeit

2.3.3.1 Punktquellen-Strahlungsströme

Die Punktquellen-Kalibration wurde von Stickel et al. (2000) überprüft. Zu diesem Zweck wurden am Ende der Mission mit ISOPHOT spezielle Kalibrationsbeobachtungen von 12 Galaxien durchgeführt, die mehrfach von Satellitenschwenks überquert wurden. Stickel et al. (2000) reduzierten die Daten mit Standard-Reduktionsroutinen und bestimmten die Genauigkeit in der Strahlungsstrom-Bestimmung zu $\approx 15\%$ für die helleren ($> 10 \text{ Jy}$) Quellen und $\approx 30\%$ für die schwächeren. Die Extraktion der Quellenparameter aus der Zufallsdurchmusterung geschah mit dem Programmpaket von Stickel et al. (1998b). Der Vergleich der Helligkeiten aus der Zufallsdurchmusterung mit den aus den Kalibrationskarten bestimmten Werten deutet auf einen Signalverlust hin, der zurückgeführt wird auf die Detektorsignal-Verzögerung (engl.: detector transient; bezeichnet wird damit das zeitverzögerte Antworten des Detektorsignals auf Beleuchtungswechsel). Der relative Signalverlust nimmt mit der Helligkeit der Quelle zu. Zur Kompensation wird bei Punktquellen ein helligkeitsabhängiger Korrekturfaktor zwischen 1.1 (für Strahlungsströme an der Nachweisgrenze) und 2.0 (für $F_\nu > 60 \text{ Jy}$) angebracht. Aus der Streuung im Kalibrationsdiagramm schlossen Stickel et al. (2000) auf eine Genauigkeit der Punktquellen-Photometrie von $\lesssim 40\%$.

2.3.3.2 Flächenhelligkeiten

Um die gemessenen Helligkeiten in einem großen Maßstab zu überprüfen, werden die Intensitäten der Zufallsdurchmusterung mit den Daten der DIRBE-Durchmusterung verglichen. Dieser Vergleich ist auch deshalb wichtig, weil die Zufallsdurchmusterung mit den Daten der IRAS-Mission zur Farbtemperaturbestimmung verknüpft werden soll, und mit Hilfe der DIRBE-Durchmusterung ein mittelbarer Kalibrationsvergleich Zufallsdurchmusterung–IRAS möglich ist (siehe Kap. 3.2.4). Dafür wird zunächst an die DIRBE-Daten bei 100 μm , 140 μm und 240 μm ein modifiziertes Schwarzkörperspektrum der Form $I_\nu \propto \nu^2 B_\nu$ angepaßt (zur Begründung siehe Kap. 3.1.1) und bei 170 μm interpoliert. Durch Berücksichtigung der Transmissionskurven der DIRBE-Filter und des ISOPHOT-Filters C_160 entsteht so ein Datensatz bei 170 μm , der mit der Zufallsdurchmusterung verglichen werden kann (siehe auch Abb. 1.1). Die Abstände zwischen zwei tabellierten DIRBE-Meßwerten betragen etwa 20' in einem regelmäßigen Gitter. Die sich daraus ergebenden 20' \times 20' großen Einheiten werden im folgenden als *DIRBE-Kartenpixel* bezeichnet.

In einem 16° \times 16° großen Feld in Taurus wird der Vergleich Zufallsdurchmusterung–DIRBE durchgeführt. Die Intensitäten der Zufallsdurchmusterung, die zu demselben DIRBE-Kartenpixel gehören, werden gemittelt und sind in Abbildung 2.6 gegen die DIRBE-Werte aufgetragen. Die Abbildung zeigt eine Übereinstimmung der Intensitäten für den gesamten in Taurus vorkommenden dynamischen Bereich zwischen 20 MJy sr⁻¹ und 100 MJy sr⁻¹. Die Streuung der Datenpunkte hat zwei Ursachen: Erstens sind die 20' \times 20' großen DIRBE-Kartenpixel nur unvollständig überdeckt; falls nur 1 Schwenk das Pixel überquert, beträgt der Überdeckungsgrad \sim 20%. Zweitens beträgt die Winkelauflösung der DIRBE-Durchmusterung 42', also etwa 2 DIRBE-Kartenpixel. Aus diesen Gründen ist der vorgenommene Vergleich nicht für einzelne DIRBE-Meßwerte möglich, für die statistische Analyse sind die genannten Punkte aber irrelevant. Auf großen Winkelskalen stimmen die Kalibrationen von DIRBE und der Zufallsdurchmusterung überein.

Der vorgestellte Vergleich mit DIRBE liefert keine Aussage darüber, wie hoch die Genauigkeit einer einzelnen Schwenkmessung ist. Um eine solche Aussage über den obigen Vergleich mit den Kalibrationskarten hinaus treffen zu können, wird die interne Reproduzierbarkeit der Messungen der Zufallsdurchmusterung überprüft. Dafür werden in dem o. g. Feld in Taurus sämtliche Positionen ausgewertet, an denen sich zwei oder mehr Schwenkwege kreuzen. Immer wenn die Positionen zweier Detektorpixel von unterschiedlichen Schwenks näher als 30'' aneinanderliegen, wird die relative Abweichung $R_{jk} = (I_{170}^j - I_{170}^k) / (I_{170}^j + I_{170}^k)$ berechnet. Abbildung 2.7 zeigt das Histogramm von R . Die mittlere relative Abweichung $\sqrt{\langle R^2 \rangle}$ beträgt lediglich 7.9%.

Aus der gemessenen mittleren relativen Abweichung läßt sich der zufällige relative Fehler $\Delta I_{170}^j / I_{170}$ ableiten. Darin gehen alle Effekte ein, die nicht die globale Kalibration der Zufallsdurchmusterung betreffen: Ungenauigkeit der Kalibra-

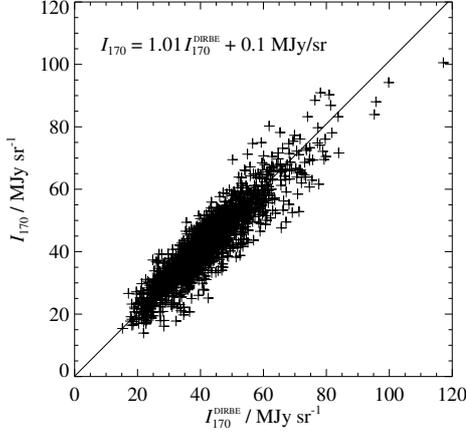


Abbildung 2.6: Vergleich der Intensitäten der Zufallsdurchmusterung und der DIRBE-Durchmusterung in Taurus. Jeder Datenpunkt entspricht einem DIRBE-Kartenpixel ($\approx 20' \times 20'$), in dem die I_{170} -Werte der Zufallsdurchmusterung gemittelt worden sind. Der Überdeckungsgrad der Pixel beträgt (falls > 0) größtenteils 15%–30%. Die Ausgleichsgerade (OLS-Methode siehe Kap. 3.2.2) hat eine Steigung von 1.01 ± 0.02 und schneidet die y-Achse bei $(0.1 \pm 0.6) \text{ MJy sr}^{-1}$. Damit stimmen auf großen Winkelskalen die Kalibrationen von DIRBE und der Zufallsdurchmusterung überein. Wegen der großen Säulendichte in Taurus und der Nähe zum gal. Äquator fehlen in diesem Feld die niedrigen Intensitäten.

tionslampen-Messung bzw. der verwendeten Standardwerte bei kurzen Schwenks, Änderung der Detektor-Stromempfindlichkeit während des Schwenks, Ungenauigkeit im Pixel-Abgleich (engl.: flatfield) etc. Während diese Effekte multiplikativ auf die gemessenen Intensitäten wirken, gibt es auch additive Effekte wie z. B. schwankender Dunkelstrom-Anteil und Zodiaklicht. Obwohl die interplanetaren Staubteilchen astronomische Objekte sind, ist das Zodiaklicht hier als *zufällige Fehlerquelle* aufgeführt, weil es zeitlichen Schwankungen unterliegt und somit die von zwei Schwenks an derselben Position gemessene Intensitätsdifferenz beeinflusst. Da der Einfluß der additiven Konstanten mit abnehmender Flächenhelligkeit zunimmt, werden die *relativen* Abweichungen an Schwenk-Kreuzungspunkten in Gebieten niedriger Intensität größer sein als in Gebieten hoher Intensität. Da das Zodiaklicht als größter additiver Anteil maximal 4 MJy sr^{-1} beiträgt, sind die Unterschiede im hier untersuchten Bereich mit $I_{170} > 20 \text{ MJy sr}^{-1}$ bereits sehr klein, und die multiplikativen Effekte dominieren. Aus diesem Grunde ist die Angabe eines generellen *relativen* Fehlers gerechtfertigt. Nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz besteht die Beziehung

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta I_{170}^j}{I_{170}} \equiv \sqrt{2 \left(\frac{\Delta I_{170}^j}{I_{170}} \frac{1}{2} \right)^2} \approx \Delta \left(\frac{I_{170}^j/2}{(I_{170}^j + I_{170}^k)/2} - \frac{I_{170}^k/2}{(I_{170}^j + I_{170}^k)/2} \right),$$

wobei die Näherung gemacht wurde, daß der Durchschnittswert $(I_{170}^j + I_{170}^k)/2$ als die wahre Intensität an der betreffenden Position angesehen werden kann. Die rechte Seite der Gleichung stimmt mit $\sqrt{\langle R^2 \rangle}$ überein, solange die zufälligen Schwankungen näherungsweise proportional zur Intensität sind; in diesem Fall können die an unterschiedlichen Positionen bestimmten Differenzen der rechten Seite als Stichproben *einer* Meßgröße angesehen werden, deren 1-Sigma-Fehler die stati-

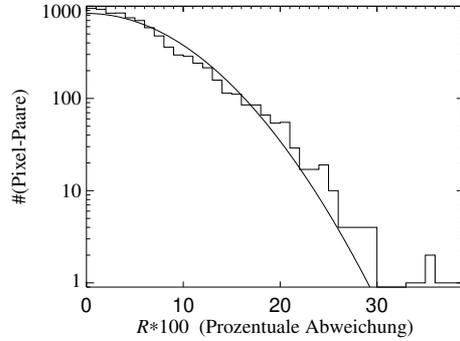


Abbildung 2.7: Relative Abweichungen der Intensitäten der Zufallsdurchmusterung zwischen verschiedenen Schwenks. An jedem Kreuzungspunkt von zwei Schwenks werden Wertepaare gebildet, wenn die Koordinaten einzelner Detektorpixel auf $30''$ übereinstimmen. Die Abszisse gibt die relative Abweichung R des größeren Wertes zum Mittelwert des Wertepaares an. Die Ordinate gibt die Anzahl der Paare pro %-Intervall von R an. Die Hälfte aller Paare hat Abweichungen unter 5 %. Nur 2 % der Paare hat Abweichungen über 20 %. Zum Vergleich ist die Gauß-Funktion mit derselben Norm und Varianz $\sigma^2 = \langle R^2 \rangle$ eingezeichnet (glatte Kurve).

stisch bestimmte mittlere relative Abweichung ist. Somit beträgt der zufällige relative Fehler $\Delta I_{170}^j / I_{170} \approx \sqrt{2} \cdot \sqrt{\langle R^2 \rangle} \approx 12 \%$.

Die Kombination dieser internen Zuverlässigkeitsbewertung mit dem großskaligen Vergleich mit DIRBE, bei dem keine systematische Abweichung zu sehen ist, erlaubt die Abschätzung der Genauigkeit einer einzelnen Intensitätsmessung ausgedehnter Emission. Wird die Unsicherheit der DIRBE-Kalibration mit 10 % angenommen, kann ein 1-Sigma-Fehler von $\approx \sqrt{0.1^2 + 0.12^2} \approx 16 \%$ für einzelne Messungen der Zufallsdurchmusterung im untersuchten Helligkeitsbereich angegeben werden. Bei niedrigen Intensitäten ($I_{170} < 20 \text{ MJy sr}^{-1}$) nimmt der relative Fehler wegen der additiven Terme zu. Im Bereich hoher Flächenhelligkeiten ($I_{170} > 100 \text{ MJy sr}^{-1}$) wird die globale Kalibration unsicherer. Ein Vergleich mit DIRBE ist dort weniger gut möglich, weil mit steigender Helligkeit auch die Helligkeitsfluktuationen zunehmen, so daß bei den unvollständig überdeckten DIRBE-Kartenpixeln die Streuung zunimmt. Außerdem wird die Interpolation der DIRBE-Daten wegen des größeren Bereichs beitragender Staubtemperaturen unsicherer. Insgesamt kann also der relative Fehler außerhalb des hier untersuchten Helligkeitsintervalls zunehmen. Die in dieser Arbeit ausführlich untersuchten Regionen haben allerdings fast ausschließlich Helligkeiten im Bereich $20 \text{ MJy sr}^{-1} \lesssim I_{170} \lesssim 100 \text{ MJy sr}^{-1}$, so daß der oben bestimmte relative Fehler dort Gültigkeit besitzt.

2.3.4 Die Punktquellen-Datenbasis

Neben den in dieser Arbeit untersuchten galaktischen Quellen sind mit der Zufallsdurchmusterung zahlreiche extragalaktische Quellen beobachtet worden. Abgesehen von Zirkus-Strukturen sind die meisten der *kompakten*, d. h. räumlich nicht aufgelösten Quellen, außerhalb von Milchstraßenebene und Sternentstehungsregionen Galaxien. Das von Stickel et al. (1998b) entwickelte Programmpaket zur Extrak-

tion von Punktquellen lieferte die Punktquellen-Datenbasis. Daraus wurde bereits ein erster Katalog von 115 Galaxien veröffentlicht (Stickel et al. 2000) und weitere, laufende Arbeiten bauen auf ihr auf.

Die Punktquellen-Extraktion geschieht in 4 Schritten, ausgehend vom Datenprodukt der 2. Prozessierungsstufe (SMC), bei dem den Himmelspositionen entlang der Schwenkkurve bereits Flächenhelligkeiten zugeordnet sind. Jede Schwenkmessung wird einzeln folgendermaßen reduziert:

1. Bestimmung und Subtraktion des Hintergrundes mit einem morphologischen Filter („rollender Ball“, Sternberg 1986), das nur Strukturen $\lesssim 3'$ in den Daten beläßt,
2. Entfernung der Störsignale (engl.: „glitches“), die beim Auftreffen von Teilchen der kosmischen Strahlung entstehen,
3. Identifikation der Quellenkandidaten aus dem Datenstrom, der durch Mittelung über die 4 Detektor-Pixel entsteht,
4. Bestimmung von Position, Halbwertsbreite und Strahlungsstrom aller Quellenkandidaten durch
 - (a) Bestimmung des Abstands zur Schwenkkurve aus den relativen Signalen der 4 Detektor-Pixel und
 - (b) anschließender Anpassung einer punktsymmetrischen zweidimensionalen Gauß-Funktion.

Wegen des Signalverlustes müssen die aus der Gauß-Funktion abgeleiteten Strahlungsströme nachträglich absolut kalibriert werden wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben.

Diese Punktquellen-Bestimmung wurde im Rahmen der Gesamtprozessierung der Zufallsdurchmusterung durchgeführt und nahm fast 2 Monate in Anspruch. Aus den Extraktionsergebnissen wurde eine SQL-Datenbank erstellt (engl.: Structured Query Language), die neben den Parametern der Quellenkandidaten bei $170 \mu\text{m}$ auch Quellenassoziationen aus den IRAS-Punktquellenkatalogen und den Datenbanken NED¹ und SIMBAD² enthält.

Die so entstandene Punktquellen-Datenbasis enthält die Extraktionsergebnisse von über 300 000 Quellenkandidaten. Diese Zahl beinhaltet jedoch auch noch alle durch verschiedene Effekte nur vorgetäuschte Quellenkandidaten. Diese Artefakte müssen nachträglich durch geeignet gewählte Selektionskriterien eliminiert werden. Dies gilt auch für filamentartige Zirkus-Strukturen, von denen viele für

¹NED (NASA/IPAC Extragalactic Database), Datenbank für extragalaktische Objekte, bereitgestellt vom Jet Propulsion Laboratory, Caltech, USA

²SIMBAD, Datenbank für astronomische Objekte, bereitgestellt vom Centre Données Astronomiques de Strasbourg, France

das Extraktionsprogramm nicht von Punktquellen zu unterscheiden sind. Das Zahlenverhältnis der kompakten Zirrus-Strukturen zu Galaxien in der SQL-Datenbank beträgt ungefähr 10:1. Der erste Galaxienkatalog aus der Zufallsdurchmusterung (Stickel et al. 2000) enthält deshalb nur Objekte, die sehr strenge Zuverlässigkeitskriterien erfüllen, wie z. B. ein hohes Signal-zu-Rausch-Verhältnis in allen 4 Pixeln des C200-Detektors und eine optisch assoziierte Galaxie.

Die Punktquellen-Datenbasis enthält nicht nur Galaxien. Etwa 20 Detektionen von Planeten und Asteroiden (entlang der Ekliptik), einige planetarische Nebel und sehr junge Protosterne (entlang des galaktischen Äquators) und mehrere kalte und dichte Wolkenkerne (in Sternentstehungsgebieten) sind bisher identifiziert worden. Dagegen beträgt die Anzahl der Galaxien, die von der Zufallsdurchmusterung detektiert wurden, ungefähr 1000 (Stickel et al. 2000).

Kapitel 3

Zur Analyse ausgedehnter Strukturen

Um die ausgedehnten Strukturen der Zufallsdurchmusterung untersuchen zu können, wird in dieser Arbeit ein Verfahren entwickelt, das der speziellen Datenstruktur der Zufallsdurchmusterung angepaßt ist. Es trägt ebenfalls der Natur der ausgedehnten, galaktischen Objekte Rechnung, die in den 170- μm -Daten zu erwarten sind. Dieses Verfahren wird in Kapitel 3.2 beschrieben. Eine andere Methode wird in Kapitel 3.3 erwähnt, weil sie zur anschließenden astronomischen Interpretation mit hinzugezogen wird. Zunächst werden in Kapitel 3.1 aber die physikalischen Grundlagen zusammengetragen, die für die Interpretation der detektierten Strukturen von grundlegender Bedeutung sind.

3.1 Grundlagen der Physik des kalten Staubes

Etwa 99 % der Masse des interstellaren Mediums besteht aus Gas (Savage & Mathis 1979). Solange es nicht ionisiert ist, emittiert und absorbiert es elektromagnetische Strahlung ausschließlich in schmalen Linien, die Differenzen zwischen diskreten Energiezuständen der beteiligten Atome oder Moleküle entsprechen. Das gesamte kontinuierliche Spektrum (auch Absorption) des neutralen interstellaren Mediums wird vom Staub bestimmt. Ohne Ausnahme gehen die mit der Zufallsdurchmusterung beobachteten ausgedehnten Strukturen auf die thermische Emission der Staubkörnchen zurück.

3.1.1 Extinktion, Emission, Temperatur

Für die quantitative Beschreibung der Lichtstreuung, -absorption und -emission an kleinen Festkörpern spielen u. a. folgende Größen eine Rolle:

- $\alpha = \frac{2\pi a}{\lambda}$, das Verhältnis zwischen Teilchenumfang und Wellenlänge.

- $Q_{\text{ext}} = Q_{\text{str}} + Q_{\text{abs}}$, der Wirkungsfaktor; Verhältnis zwischen Extinktionsquerschnitt und geometrischem Teilchenquerschnitt; Summe aus Absorptions- und Streu-Wirkungsfaktor.
- $Q_{\text{abs}} = Q_{\text{abs}}(\alpha(\nu), \nu)$, der Absorptions-Wirkungsfaktor (analog Streu-Wirkungsfaktor). Q_{abs} ist frequenzabhängig. Für reale, nicht-sphärische Teilchen ist Q_{abs} auch explizit frequenzabhängig; sämtliche dielektrischen Eigenschaften der Staubkörnchen gehen ein.

Da Q_{abs} sowohl Absorptions- wie auch Emissionsvermögen des Teilchens beschreibt lautet die Gleichsetzung von absorbiertener und emittierter Leistung *eines* Staubteilchens

$$4\pi \int_0^\infty Q_{\text{abs}} I_\nu^{\text{gal}} d\nu = 4\pi \int_0^\infty Q_{\text{abs}} B_\nu(T_{\text{Staub}}) d\nu \quad . \quad (3.1)$$

Dabei ist B_ν die Planck-Funktion und I_ν^{gal} die hier als isotrop angenommene Intensität des interstellaren Strahlungsfeldes. Die durch Stöße mit den Gasteilchen und durch chemische Prozesse übertragene Energie kann für die Energiebilanz des Staubes i. allg. vernachlässigt werden (siehe z. B. Bowers & Deeming 1984).

Das *lokale* Strahlungsfeld (d. h. das in sonnentypischem Abstand vom galaktischen Zentrum vorherrschende) kann modelliert werden als Zusammensetzung der verdünnten Schwarzkörper-Spektren einiger charakteristischer Sternpopulationen plus der diffusen Emission der galaktischen Staubkörnchen. Seine über alle Frequenzen und Raumrichtungen integrierte Intensität beträgt $\int_{4\pi} d\Omega \int_0^\infty d\nu I_\nu = 2.67 \cdot 10^{-2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (Mezger 1990). Der Hauptteil der Energie kommt dabei von der stellaren Komponente zwischen $\lambda = 91 \text{ nm}$ (Lyman-Grenze) und $\lambda = 8 \text{ }\mu\text{m}$. Die vom Staubteilchen absorbierte Energie liegt praktisch vollständig in diesem Wellenlängenbereich, weil der Absorptions-Wirkungsfaktor mit der Wellenlänge abnimmt.

Im fernen Infrarot kann die Frequenzabhängigkeit des Wirkungsfaktors mit einem Potenzgesetz beschrieben werden: $Q_{\text{abs}}(\nu) \propto \nu^\beta$ mit Absorptionsexponent $\beta > 0$. Nach der Mieschen Theorie der Lichtstreuung und -absorption an Kugeln für $\alpha \ll 1$ folgt $\beta \approx 1$ (z. B. Spitzer 1978), die Beobachtungen des realen astronomischen Staubes legen einen Bereich $1 < \beta < 2$ nahe (z. B. Savage & Mathis 1979), Berechnungen bei Annahme bestimmter Staubmodelle im diffusen interstellaren Medium und in dichten Wolken liefern $\beta \approx 2$ (Draine & Lee 1984) bzw. $1.1 < \beta < 2.6$ (Ossenkopf & Henning 1994). Dieser Verlauf von Q_{abs} führt zu einer höheren Gleichgewichtstemperatur, als es für $Q_{\text{abs}} = \text{konst.}$ der Fall wäre ($\approx 3 \text{ K}$ gemäß Gleichung 3.1). Anschaulich gesprochen sind die Staubkörnchen zu klein, um in dem Wellenlängenbereich abzustrahlen, der der Gleichgewichtstemperatur eines großen Teilchens entspricht. Die Abstrahlung ist unterdrückt, und deshalb nimmt der Staub eine solche, höhere Temperatur an, daß eingestrahelte und abgestrahlte Energie im Gleichgewicht stehen können.

Wird der Einfachheit halber zunächst angenommen, der Wirkungsfaktor sei für alle vorkommenden Staubkörnchen gleich, kann aus dem Verhältnis der Inten-

sitäten bei zwei Fern-Infrarot-Wellenlängen die Temperatur des Staubes folgendermaßen bestimmt werden: Die Strahlungstransportgleichung

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = I_\nu - \frac{\epsilon_\nu}{\kappa}$$

(siehe z. B. Scheffler & Elsässer 1992) bilanziert Strahlungsemission und -extinktion entlang des Sehstrahls. Dabei geben der Extinktionskoeffizient κ die Anzahl der Streu- oder Absorptionsvorgänge pro Längeneinheit und der Emissionskoeffizient ϵ_ν die pro Volumen, Frequenz- und Raumwinkeleinheit in eine bestimmte Richtung emittierte Strahlungsleistung an. $\tau(\nu) = \kappa(\nu)l$ ist die optische Tiefe des emittierenden Gebietes der geometrischen Tiefe l . Wegen $\kappa = \pi a^2 n_s Q_{\text{ext}}$ (n_s : Anzahldichte gleichartiger Staubteilchen), $\epsilon_\nu = \pi a^2 n_s B_\nu Q_{\text{abs}}$ (siehe Gleichung 3.1) und $Q_{\text{ext}} \approx Q_{\text{abs}}$ (für $\alpha \ll 1$) folgt zunächst

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = I_\nu - B_\nu \quad .$$

Integration entlang des Sehstrahls ergibt

$$I_\nu = (1 - e^{-\tau(\nu)}) B_\nu(T_{\text{Staub}}) \quad .$$

Im wichtigen optisch dünnen Fall ($\tau \ll 1$) gilt

$$I_\nu = \tau(\nu) B_\nu(T_{\text{Staub}}) \quad \text{bzw.} \quad (3.2)$$

$$I_\nu \propto Q_{\text{abs}} B_\nu \propto \nu^\beta B_\nu(T_{\text{Staub}}) \quad . \quad (3.3)$$

Nach Gleichung 3.3 ist es also ausreichend, den Emissionsexponenten β zu kennen, um aus dem Intensitätsverhältnis bei zwei Fern-Infrarot-Wellenlängen die Staubtemperatur zu bestimmen. Wichtig ist, daß die Bedingung $\tau(\nu) \ll 1$ für *beide* Wellenlängen erfüllt ist. Ist die Temperatur bekannt, kann aus Gleichung 3.2 die Säulendichte der Staubteilchen entlang des Sehstrahls bestimmt werden, falls der Teilchenradius und die absolute Größe von Q_{abs} bekannt sind. Zur Bestimmung der Staubmasse muß außerdem noch die Entfernung bekannt sein sowie die Dichte des Staubmaterials.

Die Körnchen des interstellaren Staubes haben schon allein aufgrund ihrer unterschiedlichen Größe verschiedene Temperaturen. Außerdem spielt das unterschiedliche Teilchenmaterial für die Gleichgewichtstemperatur eine Rolle. In jüngster Zeit wird der detaillierte Verlauf von Q_{abs} in numerischen Rechnungen bestimmt, wobei Annahmen über die Beschaffenheit realer Staubteilchen wie Abweichungen von der Kugelform oder heterogene Zusammensetzung Berücksichtigung finden. So berechneten Draine & Lee (1984) die dielektrischen Funktionen von Graphit- und Silikatkörnchen, die demnach im lokalen Strahlungsfeld Temperaturen zwischen 12 K (Körnchen mit $a = 1 \mu\text{m}$) und 20 K (Graphitkörnchen mit $a = 0.01 \mu\text{m}$) annehmen sollten. Das Gesamtspektrum des interstellaren Staubes ergibt sich aus Summation des Anteils sämtlicher Staubkomponenten. Im folgenden Kapitel werden die wichtigsten *Staubmodelle* vorgestellt, die versuchen, durch eine bestimmte Häufigkeitsverteilung der Staubkomponenten die Beobachtungen mit Theorie und Laborexperimenten in Einklang zu bringen.

3.1.2 Staubmodelle

Vor der IRAS-Mission war das Emissionsspektrum des Staubes weitgehend unbekannt, und die Staubmodelle waren darauf ausgelegt, die interstellare Extinktionskurve zu beschreiben (siehe z. B. Spitzer 1978, S. 158). Mehrere Komponenten sind dafür nötig: (a) große Körnchen für den sichtbaren und infraroten Bereich; (b) kleinere, bei 220 nm (Höcker der Extinktionskurve) stark absorbierende Teilchen; (c) sehr kleine Teilchen für den steilen Anstieg der Kurve bei $\lambda < 200$ nm. Weite Anwendung hat das von Mathis et al. (1977) entwickelte Modell erfahren, das eine Mischung aus 2 Teilchensorten jeweils mit einer Größenverteilung $n(a) \propto a^{-3.5}$ zugrunde legt. Eine Sorte besteht aus Graphit, das für den Höcker bei 220 nm gebraucht wird, mit einer breiten Größenverteilung zwischen 5 nm und 1 μ m. Das Material der anderen Sorte mit Radien zwischen 25 nm und 250 nm wurde von Mathis et al. (1977) zunächst nicht eindeutig festgelegt. Als am wahrscheinlichsten galten Silikate, weil deren 9.7- μ m-Vibrations-Bande im Spektrum des interstellaren Staubes in Emission wie Absorption nachgewiesen war (Stein & Gillett 1969; Gillett & Forrest 1973).

Das Modell von Mathis et al. (1977) kann die Extinktionskurve zwischen 100 nm und 2 μ m gut beschreiben, kann jedoch das Emissionsspektrum des interstellaren Staubes vor allem im Bereich zwischen 3 μ m und 12 μ m nicht erklären. Puget & Léger (1989) schlugen zur Erklärung dieser Emissionsstrukturen als neue Komponente polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe, sogenannte *PAHs* (engl.: Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) vor, Makromoleküle aus ~ 100 Atomen und mit Größen um etwa 1 nm. Désert et al. (1990) entwickelten daraufhin ein Staubmodell mit folgenden 3 Komponenten:

1. PAHs mit $0.4 \text{ nm} \leq a \leq 1.2 \text{ nm}$
2. Sehr kleine Körnchen aus Kohlenstoff (Graphit) mit $1.2 \text{ nm} \leq a \leq 15 \text{ nm}$
3. Klassische Körnchen aus Silikaten mit $15 \text{ nm} \leq a \leq 110 \text{ nm}$

Innerhalb der 3 Gruppen folgen die Radien Potenzgesetzen mit Exponenten zwischen -3.0 und -2.6 .

Abbildung 3.1 zeigt das Emissionsspektrum dieses Modells, angepaßt an Mittel- und Fern-Infrarot-Messungen des diffusen interstellaren Mediums. Die PAHs sind für die Emission im mittleren Infrarot einschließlich der Bänder zwischen 3.3 μ m und 11.3 μ m verantwortlich. Außerdem sorgen sie für den steilen Anstieg der Extinktionskurve im fernen Ultraviolett. Die sehr kleinen Körnchen dominieren die Emission bei $\lambda \approx 40 \mu$ m und tragen zum Höcker der Extinktionskurve bei. Die klassischen Körnchen bestimmen die Extinktionskurve im sichtbaren Bereich und reemittieren die aufgenommene Energie im Fern-Infrarot- bis Sub-Millimeter-Bereich. Fast die gesamte Staubmasse steckt in den klassischen Körnchen.

Während sowohl die PAHs als auch die sehr kleinen Körnchen bei der Absorption einzelner Photonen kurzzeitige Temperaturfluktuationen erfahren, stellt sich

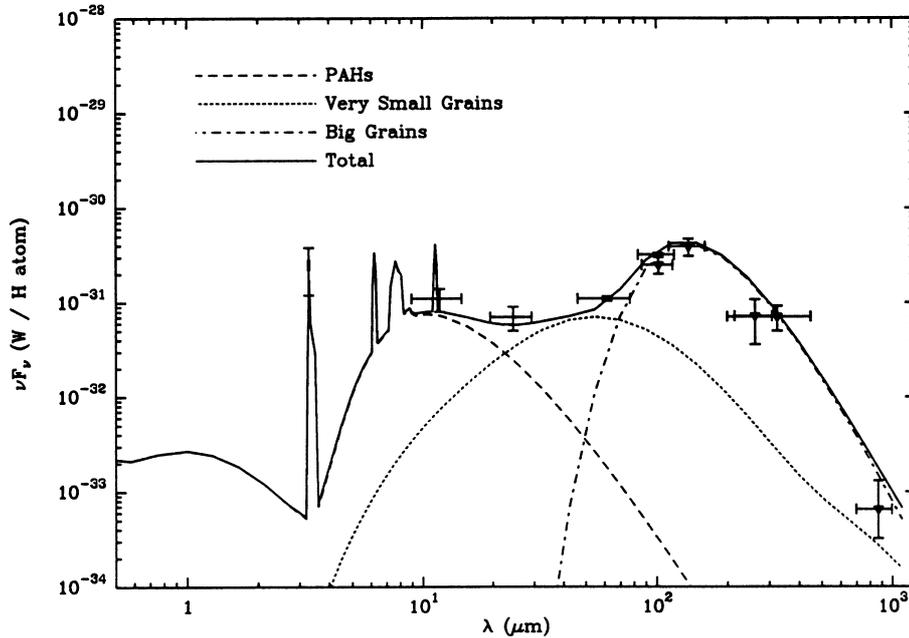


Abbildung 3.1: Staub-Emissionsspektrum und angepaßtes Modellspektrum nach Désert et al. (1990). Die Beobachtungen sind durch Kreuze gekennzeichnet, deren horizontaler Balken die Äquivalentbreite des verwendeten Filters und deren vertikaler Balken die Standardabweichung der Messung angeben. Es wurden jeweils Messungen des infraroten Zirkus in verschiedenen Himmelsregionen durchgeführt (Literaturangaben zu den Beobachtungen in Désert et al. 1990). Das Modellspektrum setzt sich zusammen aus der Strahlung der polyzyklischen aromatischen Kohlenwasserstoffe, sehr kleinen Kohlenstoff-Teilchen und den klassischen dielektrischen Teilchen (Silikate, evtl. mit Verunreinigungen und/oder Kohlenstoff-Mänteln).

bei den klassischen Teilchen, wie in Kapitel 3.1.1 erläutert, eine Gleichgewichtstemperatur ein. Auch diese Körnchen haben aufgrund ihrer Radienverteilung nicht exakt dieselbe Temperatur. Die Temperaturen liegen aber in einem engen Bereich, und die aus zwei Fern-Infrarot-Wellenlängen gebildete *Farbtemperatur* liegt nahe an der Temperatur der größten Teilchen, die deshalb im folgenden auch *Staubtemperatur* genannt wird. Für die Berechnung der Farbtemperatur wird in dieser Arbeit ein Emissionsexponent $\beta = 2$ angenommen. Somit folgt aus Gleichung 3.3

$$\frac{B_\nu(T_F, 170 \mu\text{m})}{B_\nu(T_F, 100 \mu\text{m})} \equiv \frac{(170 \mu\text{m}/c)^2 \cdot I_\nu(170 \mu\text{m})}{(100 \mu\text{m}/c)^2 \cdot I_\nu(100 \mu\text{m})} = 1.7^2 \cdot \frac{I_\nu(170 \mu\text{m})}{I_\nu(100 \mu\text{m})}, \quad (3.4)$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit ist.

3.2 Das Knoten-Extraktionsprogramm

3.2.1 Grundüberlegungen und wesentliche Elemente

Zur Analyse der Strukturen im kalten Staub der Milchstraße wird ein Programmpaket entwickelt, das auf allen Schwenkdaten der Zufallsdurchmusterung operieren kann. Darin wird jeder Schwenk einzeln analysiert, denn nur so ist gewährleistet, daß das Verfahren unabhängig vom Überdeckungsgrad ist und unterschiedliche Regionen einheitlich behandelt werden. Ziel ist die Auswertung der gesamten 170- μm -Durchmusterung.

Von besonderem Interesse sind die Strukturbildungen in großen Molekülwolken, die in Radio-Durchmusterungen in Moleküllinien beobachtet werden. Dabei steht die Fragmentierung in kleinere Einheiten, filamentartige Strukturen und dichte Kondensationen in Zusammenhang mit möglicher Sternentstehung. Die beobachteten Skalenlängen von ~ 0.05 pc–0.5 pc der dichten Wolkenkerne entsprechen in den nächsten Sternentstehungsgebieten Winkelskalen von $1'$ – $12'$. Diese Objekte sollen in einem automatisierten Prozeß aufgefunden und charakterisiert werden. Unabdingbar ist dabei eine Berücksichtigung des Hintergrundes, der die Flächenhelligkeit des Staub-Knotens um ein Vielfaches übertreffen kann. Dies gilt nicht nur für den allgemeinen hohen Fern-Infrarot-Hintergrund der galaktischen Ebene, sondern auch für die Strahlung des Wolkenkomplexes selbst, in dem der Knoten eingebettet ist.

Neben der Lage und Ausdehnung von kalten Staubstrukturen soll das Extraktionsprogramm auch deren Farbtemperatur und Helligkeit bestimmen. Der Ableitung der Temperaturen kommt besondere Wichtigkeit zu. Zum einen ist die Temperatur der einzige der genannten Parameter, der nicht subjektiv vom Standpunkt des Beobachters abhängt, insbesondere nicht vom Abstand des Objektes. Zum anderen ist eine niedrige Temperatur ein charakteristisches Merkmal dichter und/oder tief eingebetteter Strukturen, und jede Suche nach den kältesten Knoten im interstellaren Medium ist auf eine methodeninhärente Temperaturbestimmung angewiesen.

Zusammengefaßt muß das Extraktionsprogramm folgendes leisten:

1. Automatische Prozessierung der gesamten Zufallsdurchmusterung
2. Unabhängigkeit von der Himmelsregion (Überdeckungsgrad, Helligkeit)
3. Identifikation von Quellen unterschiedlicher Winkelausdehnung
4. Bestimmung von Helligkeit und Temperatur der Staub-Knoten

Die Bestimmung der Farbtemperatur geschieht durch Vergleich mit der IRAS-Durchmusterung bei 100 μm . Eine Kombination beider Datensätze wurde bereits bei der Vorbereitung der Zufallsdurchmusterung ins Auge gefaßt (Bogun 1995). Die IRAS/ISSA-Karten überdecken 96 % des Himmels bei einer recht einheitlichen Winkelauflösung von $\approx 5'$ (IRAS Sky Survey Atlas, Wheelock et al. 1994) und sind im automatisierten Modus abrufbar. Zusätzlich zu den Aspekten der Datenverarbeitung sprechen physikalische Gründe für einen Vergleich der

170- μm -Daten mit den IRAS-Daten bei 100 μm , denn mit diesen zwei Wellenlängen ist die Temperatur des kalten Staubes gut zu bestimmen (siehe Kap. 3.1). Die Identifikation der Quellenkandidaten geschieht auf Basis der 170- μm -Daten, denn der kalte Staub emittiert bei dieser Wellenlänge stärker als bei 100 μm ($I_{170}/I_{100} > 1 \iff T_F < 25 \text{ K}$). Vor allem sehr kalte Knoten müssen ein besonders auffälliges Signal bei 170 μm abgeben. Objekte, die zu leuchtschwach sind, oder wegen zu großer Hintergrundkonfusion bei 170 μm nicht entdeckt werden, können bei 100 μm bei ähnlichen Nachweisgrenzen erst recht nicht in Emission gesehen werden.

3.2.2 Prozessierungs-Schritte

Die prinzipiellen Datenreduktionsschritte ergeben sich aus dem oben gezeichneten Anforderungsprofil. Im folgenden werden die wichtigsten Programmteile erläutert. Abbildung 3.2 zeigt exemplarisch die Datenprodukte der einzelnen Programmteile und macht so den Programmablauf deutlich. Ein weiteres Beispiel, das auch die Grenzen einer automatischen Quellenextraktion verdeutlicht, ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Ausgehend von den Helligkeitskalibrierten Daten (SMC-Stufe) werden zunächst die Signale von Teilchen der kosmischen Strahlung mit einem Rauschspitzen-Filter (Imme 1991) entfernt. Dies muß sehr gründlich geschehen, weil im folgenden Schritt die Daten mit einer zweidimensionalen Gauß-Funktion gefaltet werden, so daß von da an einzelne Signalspitzen nicht mehr als Artefakte zu erkennen sind, sondern Helligkeitsprofile wie wirkliche Quellen haben. Die Einstellung des Rauschspitzen-Filters kann in Einzelfällen dazu führen, daß Signalspitzen von Quellen fälschlicherweise mitentfernt werden (vgl. in Abb. 3.2 die absoluten Intensitätsmaxima in (a) und (b)). Dies kann hier in Kauf genommen werden, weil einzelne Meßpunkte bei ausgedehnten Strukturen wenig ins Gewicht fallen.

Die Faltung ist notwendig, um die Winkelauflösungen von ISO- und IRAS-Daten zu vereinheitlichen. Zur Bestimmung der Halbwertsbreiten sind mit der χ^2 -Methode zweidimensionale Gauß-Funktionen an das theoretische Punktbildprofil des C200-Detektors (engl.: detector footprint) und an 4 Eichquellen der ISSA-Karten angepaßt worden. Die ermittelten Halbwertsbreiten betragen für den C200-Detektor (mit C_160-Filter) $1.54'$, für die ISSA-Karten bei 100 μm $4.40'$ (gemittelt). Die Halbwertsbreite (HWB) der zur Faltung benötigten Gauß-Funktion ergibt sich zu $\text{HWB} = \sqrt{(4.4')^2 - (1.54')^2} = 4.12'$. Bei der Faltung wird die Gauß-Funktion für jeden Meßpunkt auf die Positionen der Detektor-Pixel und des Detektor-Zentrums zentriert, und es werden stets die I_{170} -Werte *aller* Pixel und aller Meßpunkte berücksichtigt. Anschließend ist ein fünfter Datenstrom für das Detektor-Zentrum entstanden, anhand dessen Position und Ausdehnung von Quellenkandidaten festgelegt werden. Die 100- μm -Daten, mit denen die 170- μm -Intensitäten der Zufallsdurchmusterung verglichen werden, werden durch bilineare Interpolation aus den ISSA-Karten gewonnen. So entstehen simulierte 100- μm -Schwenkdaten, die dieselbe Datenstruktur und Winkelauflösung haben wie die (gefaltete)

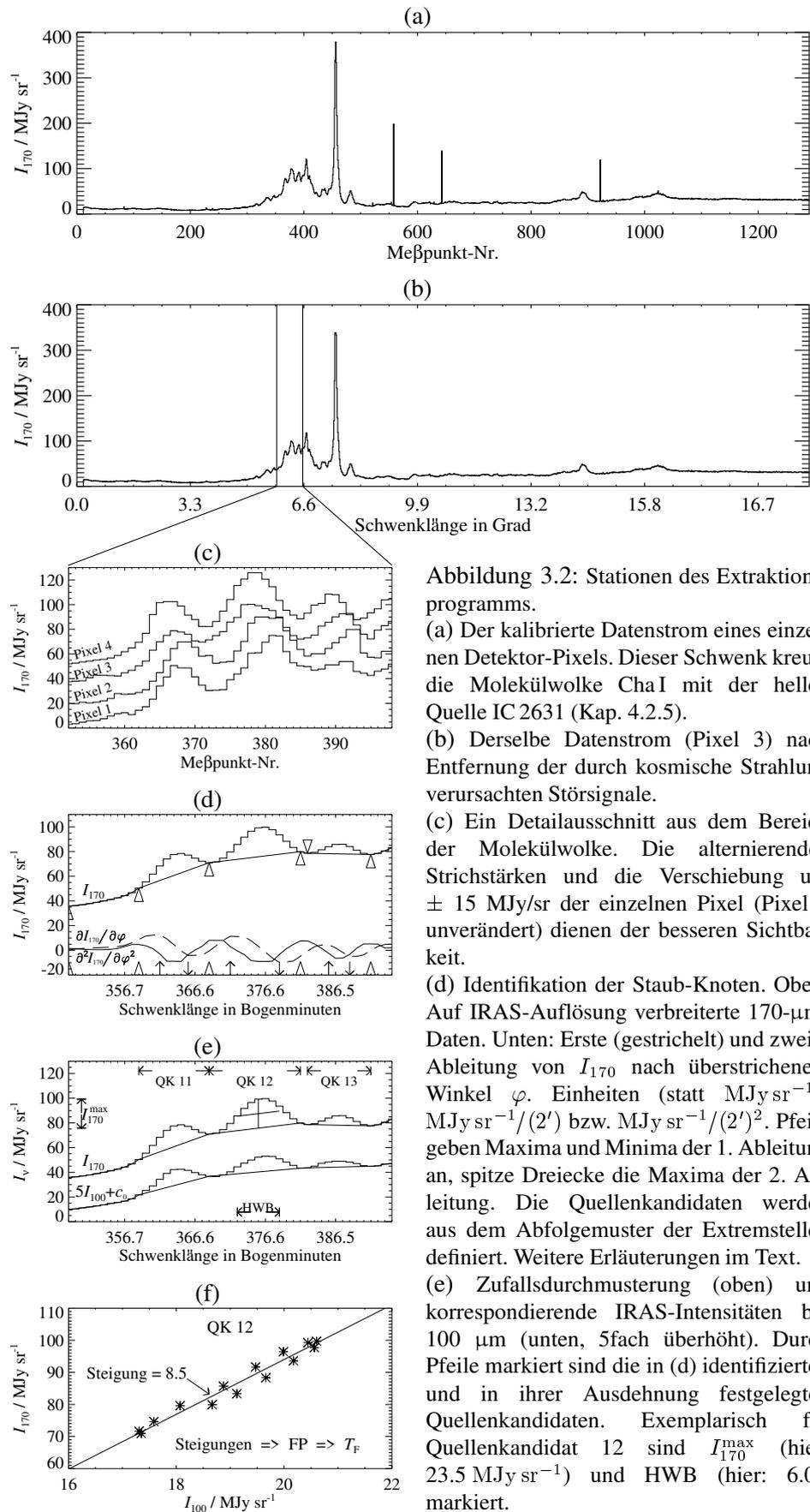


Abbildung 3.2: Stationen des Extraktionsprogramms.

(a) Der kalibrierte Datenstrom eines einzelnen Detektor-Pixels. Dieser Schwenk kreuzt die Molekülwolke Cha I mit der hellen Quelle IC 2631 (Kap. 4.2.5).

(b) Derselbe Datenstrom (Pixel 3) nach Entfernung der durch kosmische Strahlung verursachten Störsignale.

(c) Ein Detailausschnitt aus dem Bereich der Molekülwolke. Die alternierenden Strichstärken und die Verschiebung um $\pm 15 \text{ MJy/sr}$ der einzelnen Pixel (Pixel 3 unverändert) dienen der besseren Sichtbarkeit.

(d) Identifikation der Staub-Knoten. Oben: Auf IRAS-Auflösung verbreiterte $170\text{-}\mu\text{m}$ -Daten. Unten: Erste (gestrichelt) und zweite Ableitung von I_{170} nach überstrichenem Winkel φ . Einheiten (statt MJy sr^{-1}): $\text{MJy sr}^{-1}/(2')$ bzw. $\text{MJy sr}^{-1}/(2')^2$. Pfeile geben Maxima und Minima der 1. Ableitung an, spitze Dreiecke die Maxima der 2. Ableitung. Die Quellenkandidaten werden aus dem Abfolgemuster der Extremstellen definiert. Weitere Erläuterungen im Text.

(e) Zufallsdurchmusterung (oben) und korrespondierende IRAS-Intensitäten bei $100 \mu\text{m}$ (unten, 5fach überhöht). Durch Pfeile markiert sind die in (d) identifizierten und in ihrer Ausdehnung festgelegten Quellenkandidaten. Exemplarisch für Quellenkandidat 12 sind I_{170}^{max} (hier: 23.5 MJy sr^{-1}) und HWB (hier: $6.0'$) markiert.

(f) Temperaturbestimmung mit Hilfe der Regressionsgeraden im I_{170}/I_{100} -Korrelationsdiagramm. Zur Erhöhung der Zuverlässigkeit wird durch Mittelwertbildung aus den Steigungen analoger Diagramme auch für die einzelnen Detektor-Pixel (hier nur für das Detektor-Zentrum gezeigt) zunächst der sogenannte Farb-Parameter berechnet (hier: $\text{FP} = 8.3 \iff T_{\text{F}} = 11.8 \text{ K}$, zur Umrechnung von FP nach T_{F} siehe Text und Abb. 3.4). Insgesamt werden in diesem Schwenk 38 Quellenkandidaten gefunden, von denen 14 die Standardkriterien (Tab. 3.1) erfüllen.

Zufallsdurchmusterung.

Kernstück des Extraktionsprogramms ist die Identifizierung der Quellenkandidaten, d. h. die Zuordnung von mehreren Meßpunkten zu *einer* Quelle. Dies geschieht mit Hilfe der Ableitungen des I_{170} -Datenstroms nach der momentanen Schwenklänge φ . Die Ableitung $\partial I / \partial \varphi$ wird berechnet als I_{170} -Differenz zwischen zwei Rampen, dividiert durch den dabei überstrichenen Winkel. Die erste Ableitung durchläuft zunächst einen Glättungsfilter (Flaig et al. 1997), bevor die zweite Ableitung gebildet wird, die wiederum leicht geglättet wird (gestrichelte und glatte Linie in Abb. 3.2(d)). Die Ableitungen werden nach lokalen Maxima und Minima durchsucht. Liegen zwischen zwei so definierten Maximalstellen der zweiten Ableitung ein Maximum und ein Minimum der ersten Ableitung, dann ist die wichtigste Bedingung zur Identifikation der dazwischenliegenden Rampen als zu *einem* Objekt gehörig erfüllt. Die Ränder der Quellenkandidaten (nach oben gerichtete Dreiecke in Abb. 3.2(d)) werden bei Bedarf noch nach innen verschoben (nach unten gerichtetes Dreieck in Abb. 3.2(d)), um negative Quellenintensitäten zu vermeiden.

Sind Lage und Ausdehnung der Quellenkandidaten definiert, kann durch lineare Interpolation zwischen den Intensitäten auf beiden Seiten der Quelle der *Hintergrund* bestimmt werden (durchgezogene dünne Linien in Abb. 3.2(e)). Die maximale Flächenhelligkeit I_{170}^{\max} ergibt sich als Maximum der Intensität bei $170 \mu\text{m}$ über dem Hintergrund. Als Maß für die Größe der Quellenkandidaten wird im folgenden anstelle der Gesamtausdehnung, welche an den Pfeilen in Abb. 3.2(e) unmittelbar abgelesen werden kann, die Halbwertsbreite (HWB) verwendet. Sie ergibt sich als maximaler Abstand derjenigen Meßpunkte auf beiden Seiten von I_{170}^{\max} , bei denen die Intensität über dem Hintergrund mehr als $I_{170}^{\max} / 2$ beträgt.

Der hier definierte Hintergrund ist lediglich eine Hilfsgröße zur Bestimmung der Flächenhelligkeit und Halbwertsbreite der Quellenkandidaten. In Gebieten hoher Quellendichte (wie z. B. in Abb. 3.2(c–e) und auch in Abb. 3.3) kommt es zum Überlappen mehrerer Emissionsgebiete, deren wahre Ausdehnung aus dem I_{170} -Profil nicht bestimmt werden kann. In Abbildung 3.2(e) könnte beispielsweise der wirkliche Hintergrund bei konstant 20 MJy sr^{-1} liegen, und der globale Intensitätsanstieg auf $\sim 80 \text{ MJy sr}^{-1}$ könnte die aufeinander projizierte Emission der drei Quellen darstellen. Noch deutlicher tritt dies bei der Doppel-Quelle von Abbildung 3.3 zutage. Die Mehrdeutigkeit bei der Identifikation von Quellen und der Festlegung des Hintergrundes wohnt dem Problem inne und ist unabhängig vom Programm. Die hier getroffene Wahl der Abgrenzung der Quellenkandidaten von ihrer Umgebung, d. h. die disjunkte Aufteilung der Meßpunkte auf die Kandidaten, die Betrachtung der Intensität am Rande der Kandidaten als externen Hintergrund und die Bestimmung aller Quellenparameter allein aus den jeweils zugehörigen Meßpunkten, ist *eine* Möglichkeit, das Konfusionsproblem in einem automatisch arbeitenden Programm zu lösen. Daß diese Methode astronomisch sinnvolle Ergebnisse liefert, zeigt sich erst in den nachfolgenden Untersuchungen, die in Kapitel 4 dargestellt werden.

Die Farbtemperatur wird für jeden Quellenkandidaten durch Anpassung ei-

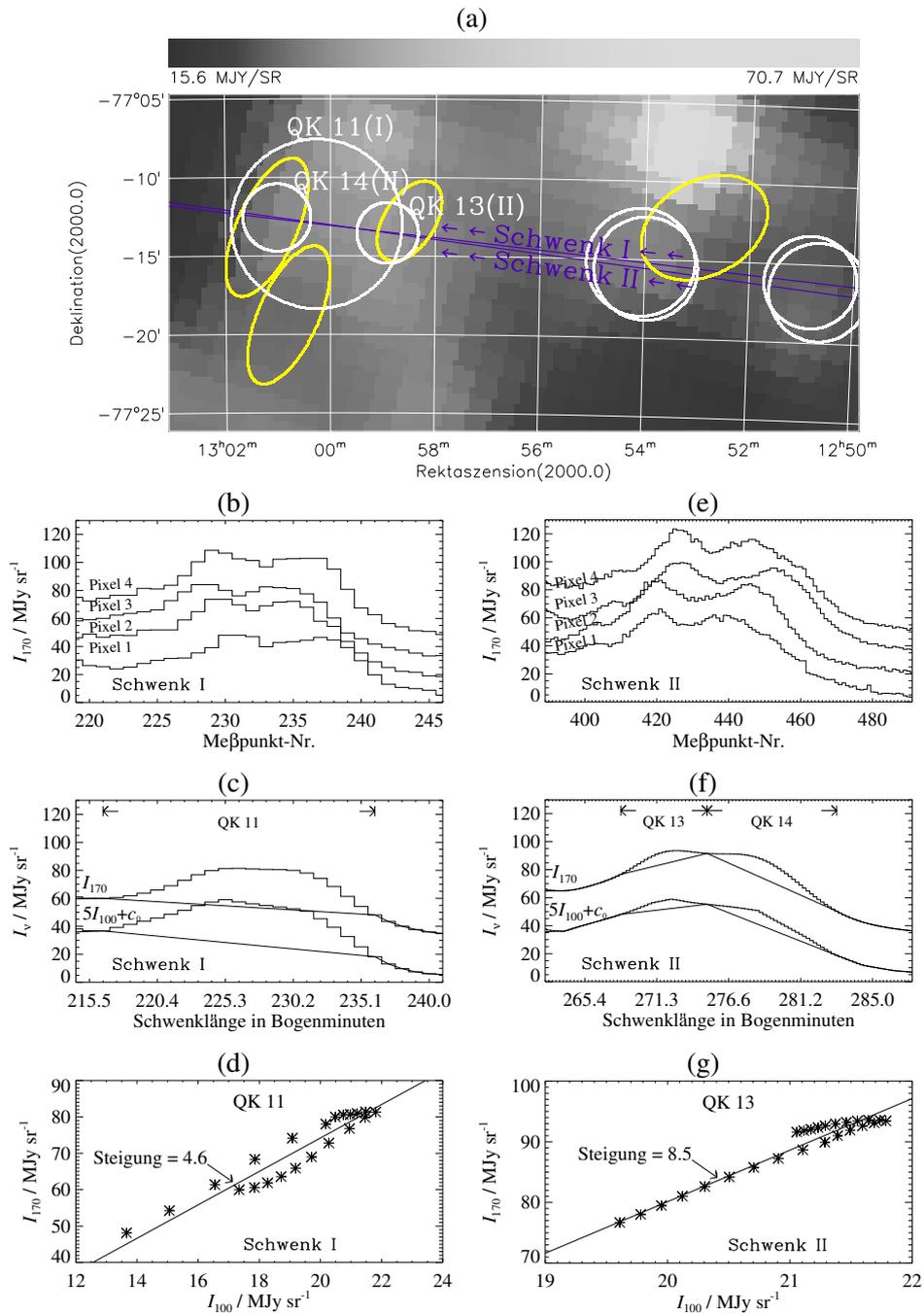


Abbildung 3.3: Beispiel eines kritischen Falles für das Extraktionsprogramm.

(a) Ausschnitt aus einer 100- μm -ISSA-Karte. Die weißen Kreise sind auf die Positionen der Quellenkandidaten zentriert. Die Durchmesser der Kreise entsprechen ihren Halbwertsbreiten. Zum Vergleich sind als gelbe Ellipsen kompakte Dunkelwolken (Lee & Myers 1999) eingezeichnet (siehe dazu auch die Abbildungen in Kap. 6.2). Zwei Schwenks (violette Linien) überqueren eine Doppel-Quelle auf quasi demselben Pfad (Schwenk-Richtung durch Pfeile angedeutet). Nur in Schwenk II werden *zwei* Quellenkandidaten (QK 13(II), QK 14(II)) gefunden.

(b–d) Die linke Spalte der Abbildung entspricht (c), (e) und (f) aus Abbildung 3.2 und behandelt Schwenk I. (e–g) Die rechte Spalte entspricht ebenfalls (c), (e) und (f) aus Abbildung 3.2 und behandelt Schwenk II.

(b,e) In den ursprünglichen Schwenkdaten ist die Doppel-Natur der Quelle in beiden Schwenks zu erkennen, im langsameren Schwenk II allerdings deutlicher.

(c,f) In den gefalteten Schwenkdaten verschmelzen die Unterstrukturen. In Schwenk I wird nur *ein* Quellenkandidat gefunden.

(d,g) QK 13(II) erweist sich im I_{170}/I_{100} -Korrelationsdiagramm als sehr kalt (große Steigung der Regressionsgeraden). Bei QK 11(I) wird die Temperatur effektiv über einen größeren Raumwinkel gemittelt und ist etwas höher.

Der Ausschnitt in (a) entspricht nicht genau dem in (b) und (c) dargestellten Bereich, um mit den 4 weiteren Quellenkandidaten (2 je Schwenk) zu zeigen, daß die Quellenextraktion i. allg. auch bei unterschiedlichen Schwenkgeschwindigkeiten übereinstimmende Ergebnisse liefert.

ner Geraden an die (I_{100}, I_{170}) -Datenpunkte im Korrelationsdiagramm bestimmt (Abb. 3.2(f)). Die Steigung der Geraden entspricht einem gemittelten I_{170}/I_{100} -Verhältnis der Quelle, aus dem nach Gleichung 3.4 die Farbtemperatur folgt. Die Geradenanpassung geschieht mit der OLSB-Methode (engl.: Ordinary Least-Squares Bisector), die x- und y-Werte gleichwertig behandelt (Isobe et al. 1990). Im Korrelationsdiagramm werden die (I_{100}, I_{170}) -Werte ohne vorherige Hintergrundsubtraktion aufgetragen. Das Absolutniveau des Hintergrundes geht in die additive Konstante der Geradengleichung ein und wird somit durch die Geradenanpassung implizit berücksichtigt, denn die additive Konstante geht in die Farbtemperatur *nicht* ein. Hat der zuvor für die Helligkeitsbestimmung definierte Hintergrund einen Gradienten, würde eine Subtraktion vor Auftragung der Datenpunkte im Korrelationsdiagramm einen Unterschied machen. In einer früheren Testversion des Programms ist eine explizite Hintergrundsubtraktion durchgeführt worden. Es hat sich jedoch gezeigt, daß dadurch mehr Nachteile entstehen als durch die Berücksichtigung eines Hintergrundgradienten gewonnen wird: Da mit den Randpositionen der Quellen gleichzeitig der Hintergrund definiert wird, kann dieser bei einer hellen Quelle und Fehlbestimmung der Ränder um lediglich einen Meßpunkt schnell einen Gradienten bekommen, der ihm nicht wirklich zukommt. Um im Zweifelsfall die Daten so wenig wie möglich zu verändern, wird auf die explizite Hintergrundsubtraktion in der Temperaturbestimmung verzichtet.

Das I_{170}/I_{100} -Verhältnis, aus dem die Farbtemperatur bestimmt wird, wird hier *Farb-Parameter* (FP) genannt. Um vor allem für schwache Quellen die Zuverlässigkeit des Farb-Parameters zu erhöhen, entspricht er nicht unmittelbar der Steigung im Korrelationsdiagramm, das auf den Datenstrom des Detektor-Zentrums alleine zurückgeht (dieses ist in Abb. 3.2(f) gezeigt). Vielmehr werden entsprechende Korrelationsdiagramme auch für die vier Datenströme der einzelnen Pixel erstellt, und der Farb-Parameter ergibt sich durch gewichtete Mittelung der Steigungen der Ausgleichsgeraden, wobei die Gewichte gemäß den formalen Fehlern der Geradenanpassungen gesetzt werden. Bei der Berechnung der Farbtemperatur aus den Intensitäten muß noch eine *Farbkorrektur* durchgeführt werden. Darunter versteht man die Korrektur der Intensitäten, welche zunächst allein auf die Detektor-Kalibrationen zurückgehen (für die ein Quellenspektrum $F_\nu \propto \nu^{-1}$ zugrunde gelegt wird), auf den wahren Spektralverlauf der Quelle. Dieser ist erst mit der ermittelten Farbtemperatur bekannt. Deshalb müssen die Berechnung der Farbtemperatur nach Gleichung 3.4 und die Bestimmung der Farbkorrektur-Faktoren unter Verwendung der Transmissionsfunktionen der Filter iterativ erfolgen. Abbildung 3.4 zeigt graphisch die Verknüpfung, die zwischen Farbtemperatur und I_{170}/I_{100} -Verhältnis unter Berücksichtigung der Farbkorrektur besteht.

3.2.3 Qualitätskriterien und Extraktionsergebnisse

Um eine hohe Zuverlässigkeit der Quellenkandidaten zu gewährleisten, werden in dieser Arbeit ausschließlich solche Quellenkandidaten behandelt, die die sogenannten Standardkriterien erfüllen. Diese sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die ersten

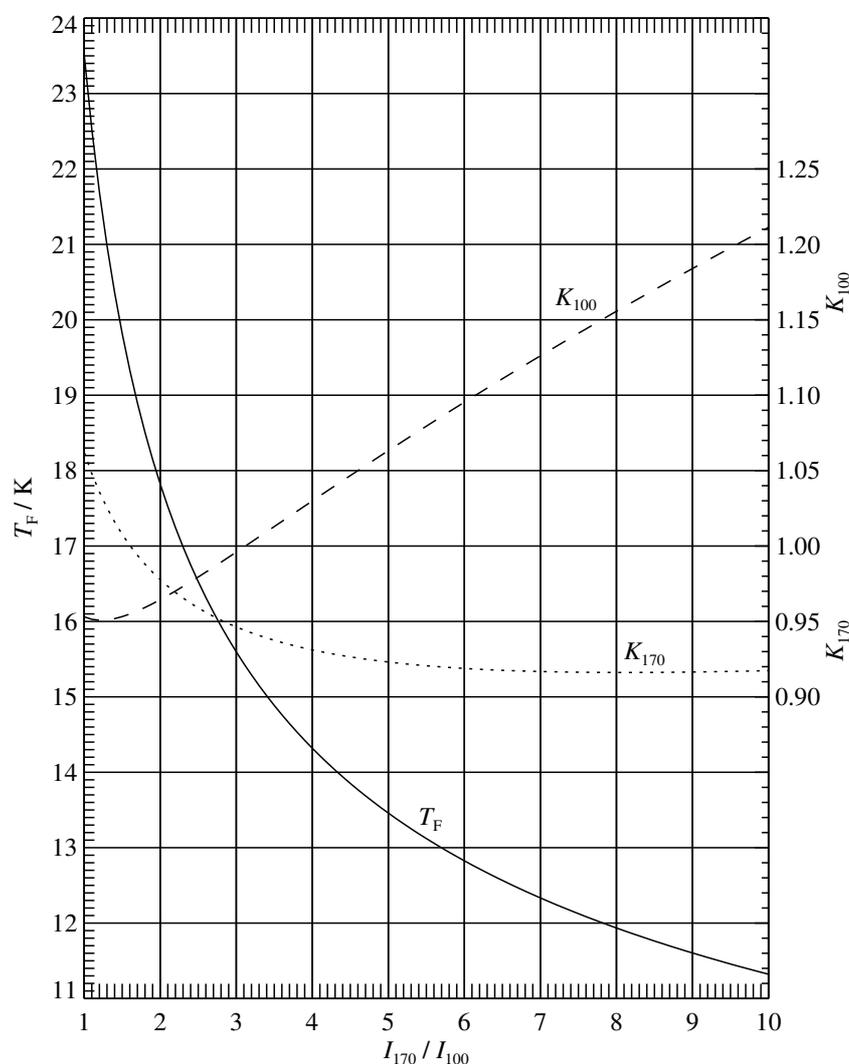


Abbildung 3.4: Konversionsdiagramm zwischen Farb-Parameter und Farbtemperatur für einen Emissionsexponenten $\beta = 2$. Der Farb-Parameter entspricht einem Intensitätsverhältnis I_{170}/I_{100} . Die Farbtemperatur wird gemäß Gleichung 3.4 unter Berücksichtigung der Transmissionskurven der beteiligten Breitband-Filter von ISO und IRAS berechnet. Die errechneten bzw. zur Anwendung gekommenen Farbkorrektur-Faktoren K sind ebenfalls angegeben. Die gepunktete Linie bezieht sich auf das ISOPHOT-Filter C_160 (K_{170}), die gestrichelte Linie auf das 100- μm -IRAS-Filter (K_{100}). Die Korrektur-Faktoren sind so definiert, daß z. B. $I_\nu(170 \mu\text{m}) = I_{170}/K_{170}$ die wahre Intensität bei 170 μm angibt.
 Beispiel: Der Quellen-Kandidat aus Abb. 3.2(f) hat FP = 8.3. An der durchgezogenen, gepunkteten bzw. gestrichelten Linie kann man ablesen: $T_F(\text{FP} = 8.3) = 11.83 \text{ K}$, $K_{170} = 0.916$ und $K_{100} = 1.164$. Nach Gleichung 3.4 entspricht $T_F = 11.83 \text{ K}$ einem Intensitätsverhältnis von 10.55. Dies ist genau $\text{FP} \cdot K_{100}/K_{170}$.
 Hinweis: Der Abstand der parallelen Hilfslinien beträgt 1 cm.

3.2. DAS KNOTEN-EXTRAKTIONSPROGRAMM

beiden Kriterien ($I_{170}^{\max} > 2 \text{ MJy sr}^{-1}$, $I_{100}^{\max} > 0.5 \text{ MJy sr}^{-1}$) fordern ein deutliches Signal in beiden Bändern. Dies entspricht etwa der Forderung nach einem hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei Punktquellen. Das instrumentelle Rauschen ist allerdings unbedeutend, vielmehr spielen hier Signalschwankungen durch aufgelöste Hintergrundquellen und Zirkus-Strukturen eine Rolle. Da das Extraktionsprogramm ausschließlich auf den auf IRAS-Auflösung verbreiterten Datenströmen operiert, beziehen sich diese Kriterien nur auf den Datenstrom des Detektor-Zentrums. Eine Überprüfung der einzelnen Pixel in den gefalteten Daten wäre redundant. Das dritte Kriterium ($0 < \sigma(\text{FP})/\text{FP} < 0.2$) stellt eine ausreichende Korrelation zwischen I_{170} und I_{100} sicher, die für eine zuverlässige Temperaturbestimmung nötig ist. Negative Farb-Parameter sind damit ebenfalls ausgeschlossen. Das vierte Kriterium ($\text{HWB} > 1'$) unterdrückt Artefakte bei der Quellenidentifikation. Es ist ein notwendiger Bestandteil des Extraktionsprogramms und hier nur der Vollständigkeit halber aufgeführt. Das fünfte Kriterium ($v > 2'/\text{s}$) dient ebenfalls der Unterdrückung von Artefakten. Im Gegensatz zum Kriterium 4 kann es in einer neuen Version des Programms, bei der die Schwenks bis zum Schwenk-Ende (Stillstand) ausgenutzt werden, fallengelassen werden. Das sechste Kriterium ($90^\circ < l < 270^\circ$ oder $|b| > 2^\circ$) schließt den Bereich um den galaktischen Äquator aus, wo der Detektor kurz vor der Sättigung steht. Es hat sich gezeigt, daß dann Fehlsignale in Form von scheinbaren Helligkeitsstufen auftreten können, die Fehlbestimmungen der ausgedehnten Strukturen nach sich ziehen. Eine direkte Markierung solcher Fehlsignale erfordert eine Neuprozessierung ab der 2. Stufe der Datenverarbeitung der Zufallsdurchmusterung (siehe Kapitel 2.2.2). In dieser Arbeit wird der kritische Bereich ausgeklammert.

Insgesamt werden in der Zufallsdurchmusterung vom Knoten-Extraktionsprogramm 68 578 Quellenkandidaten gefunden (diese erfüllen die Standardkriterien). Histogramme der Winkelausdehnung, Flächenhelligkeit, Farb-Parameter und Farbtemperatur sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Zentralwerte der Verteilungen betragen $\text{HWB} = 5.9'$, $I_{170}^{\max} = 4.1 \text{ MJy sr}^{-1}$ und $\text{FP} = 2.1$ bzw. $T_{\text{F}} = 17.6 \text{ K}$.

Punktquellen haben in den gefalteten Daten Halbwertsbreiten von etwa $5'$. Bei unebenen Hintergründen können jedoch auch kleinere Werte gemessen werden. Ausgedehnte Quellen bis $\sim 3'$ (intrinsisch) sind in den gefalteten Daten kaum von Punktquellen zu unterscheiden. Erst ab $\text{HWB} \gtrsim 7'$ spiegeln die Halbwertsbreiten unmittelbar die Größen der Quellen wider. Das bedeutet auch, daß nur für große-

1	Flächenhelligkeit bei 170 μm	$I_{170}^{\max} > 2 \text{ MJy sr}^{-1}$
2	Flächenhelligkeit bei 100 μm	$I_{100}^{\max} > 0.5 \text{ MJy sr}^{-1}$
3	Formaler relativer Fehler der Steigung der Regressionsgeraden im I_{170}/I_{100} -Korrelationsdiagramm	$0 < \sigma(\text{FP})/\text{FP} < 0.2$
4	Halbwertsbreite	$\text{HWB} > 1'$
5	Schwenkgeschwindigkeit	$v > 2'/\text{s}$
6	Nähe zum galaktischen Äquator	$90^\circ < l < 270^\circ$ oder $ b > 2^\circ$

Tabelle 3.1: Die Standardkriterien zur Auswahl der Quellenkandidaten.

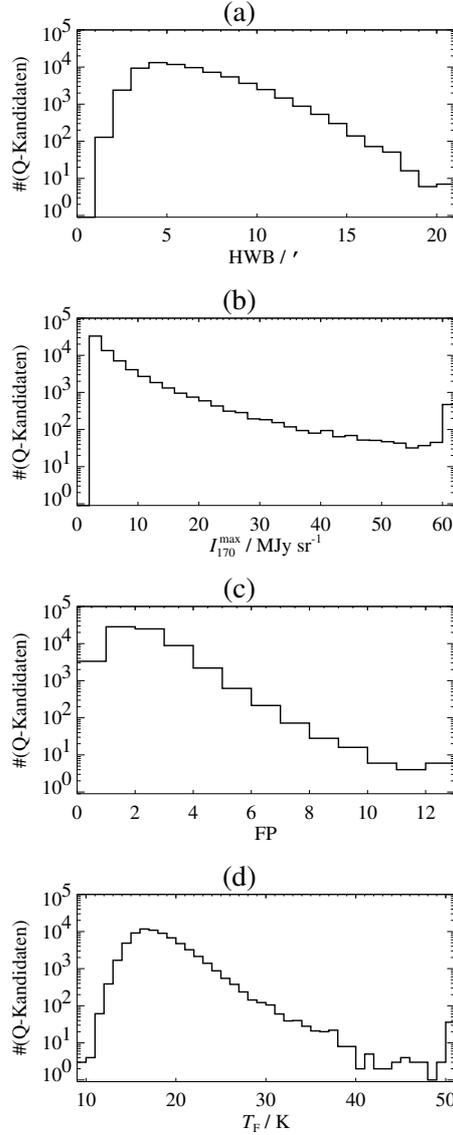


Abbildung 3.5: Histogramme der Größe, Flächenhelligkeit und Farbe aller 68 578 mit dem Knoten-Extraktionsprogramm gefundenen Quellenkandidaten der Zufallsdurchmusterung. Aufgetragen ist die Anzahl der Quellenkandidaten pro Parameter-Intervall, welches aus der Breite der Säulen ersichtlich ist. Die Histogramme sind vollständig, d. h. die jeweils äußersten Säulen beinhalten die Kandidaten mit Parametern außerhalb des dargestellten Bereiches.

(a) Verteilung der Winkeldurchmesser (Halbwertsbreiten). Der Zentralwert liegt bei $5.9'$. Im Bereich bis $6'$ können viele Punktquellen beinhaltet sein.

(b) Verteilung der Flächenhelligkeiten I_{170}^{\max} . Das Intensitäts-Intervall beträgt 2 MJy sr^{-1} .

(c) Verteilung der Farb-Parameter. Der Zentralwert von $\text{FP} = 2.1$ entspricht $T_F = 17.6 \text{ K}$.

(d) Verteilung der Farbtemperaturen. Kalter Staub mit $15 \text{ K} < T_F < 20 \text{ K}$ findet sich in einem Großteil der extrahierten Strukturen.

re Strukturen die gemessene Flächenhelligkeit I_{170}^{\max} unabhängig von der Entfernung der Quelle ist. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf den besonders kalten Strukturen. Insgesamt haben 215 Quellenkandidaten einen Farb-Parameter $\text{FP} > 6$ ($T_F < 12.9$), 132 Kandidaten haben $\text{FP} > 7$ ($T_F < 12.4$). Im folgenden wird weitgehend mit dem Farb-Parameter und nicht mit der Temperatur gearbeitet, weil jener der primär bestimmte Parameter ist. Wo die Farbtemperatur nicht ebenfalls genannt wird, ermöglicht Abbildung 3.4 eine schnelle Konversion.

3.2.4 Interne Zuverlässigkeitsbewertung

Die Möglichkeiten und die Zuverlässigkeit, mit der beschriebenen Methode astronomische Objekte und Objektklassen zu charakterisieren, werden in Kapitel 4.2 behandelt. Hier soll eine Fehlerabschätzung der ermittelten Parameter der Querkandidaten (Position, Ausdehnung, Flächenhelligkeit und Temperatur) aus technischer Sicht vorgenommen werden, ohne auf die Natur der astronomischen Objekte einzugehen.

3.2.4.1 Intensitäten kleinskaliger Strukturen

Zunächst wird die Kalibration der zugrundeliegenden Datensätze, Zufallsdurchmusterung und IRAS/ISSA-Karten, überprüft. Für die Zufallsdurchmusterung ist dies in Kapitel 2.3.3 geschehen, wo die generelle Kalibration in einem Vergleich mit DIRBE-Daten überprüft und die Streuung der Einzelmessungen aus den relativen Abweichungen an Kreuzungspunkten ermittelt wird. Die Genauigkeit einer einzelnen I_{170} -Messung ergibt sich demnach zu 16 %, allerdings bezieht sich diese Zahl nur auf Strukturen mit Winkelausdehnungen oberhalb der DIRBE-Auflösung von $42'$. Für sehr kleine Strukturen kann diese hohe Genauigkeit keine Gültigkeit haben, denn bei Punktquellen tritt ein helligkeitsabhängiger Signalverlust auf (Stickel et al. 2000, siehe auch Kapitel 2.3.3). Als Obergrenze der damit verbundenen Unsicherheit bei ausgedehnten Strukturen kann der Korrekturfaktor für Punktquellen gelten, deren Helligkeit demselben maximalen Detektorsignal entspricht wie die Flächenhelligkeit der hier behandelten ausgedehnten Strukturen. Wie Abbildung 4.6(b) zeigt, ist i. allg. $I_{170}^{\max} < 20 \text{ MJy sr}^{-1}$. Die Strahlungsströme entsprechend heller Punktquellen ($S_{170} \sim 10 \text{ Jy}$) müssen um $\sim 20 \%$ korrigiert werden. Die Genauigkeit der Intensität ausgedehnter Strukturen (mit Ausdehnung $< 42'$) ergibt sich demnach zu $\sqrt{0.16^2 + 0.2^2} = 26 \%$.

Analog zur Zufallsdurchmusterung wird auch die IRAS-Kalibration mit der DIRBE-Kalibration verglichen. Da die interne Konsistenz zwischen den DIRBE-Bändern allgemein als sehr gut angesehen wird, kann mit Hilfe der DIRBE-Durchmusterung die Konsistenz zwischen den Kalibrationen der verwendeten 170- μm - und 100- μm -Daten sichergestellt werden. Abbildung 3.6 zeigt den IRAS/DIRBE-Vergleich bei 100 μm für dasselbe $16^\circ \times 16^\circ$ große Feld in Taurus wie bei dem ISO/DIRBE-Vergleich (Abb. 2.6). Die gefundene Beziehung stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der von Wheelock et al. (1994) für den ganzen Himmel bestimmten IRAS/DIRBE-Relation überein. Letztere lautet $I_{100}^{\text{ISSA}} = (1.39 \pm 0.14)I_{100}^{\text{DIRBE}} + c_1$. Die Übereinstimmung zeigt, daß das Taurus-Feld als repräsentativ für den ganzen Himmel angesehen werden kann. In Anbetracht der Konsistenz zwischen Zufallsdurchmusterung und DIRBE bei 170 μm müssen die 100- μm -ISSA-Intensitäten durch den Kalibrationsfaktor 1.39 dividiert werden, um eine mit der Zufallsdurchmusterung konsistente Kalibration zu haben. Die für die ISSA-Karten nicht bestimmte additive Konstante c_1 ist für das Extraktionsprogramm irrelevant.

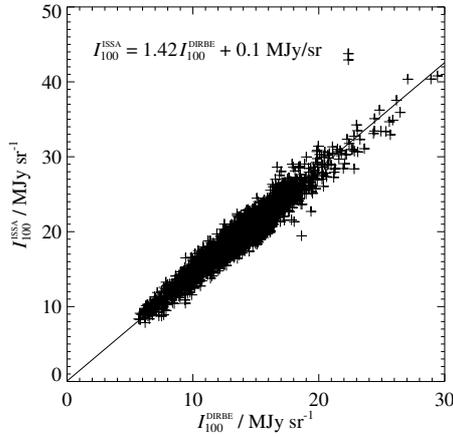


Abbildung 3.6: Vergleich der 100- μm -Intensitäten der IRAS/ISSA-Karten und der DIRBE-Durchmusterung. Analog zu Abb. 2.6 entspricht jeder Datenpunkt einem DIRBE-Kartenpixel, in dem die ISSA-Daten gemittelt werden. Die Ausgleichsgerade hat eine Steigung von 1.42 ± 0.012 und schneidet die y-Achse bei $(0.1 \pm 0.15) \text{ MJy sr}^{-1}$. Wegen des hellen Hintergrundes in relativer Nähe zum galaktischen Äquator ($b \sim -15^\circ$) fehlen die niedrigsten Intensitäten. (Das Zodiakallicht ist aus beiden Datensätzen bereits abgezogen.)

Ein Problem besteht darin, abzuschätzen, für welche Winkelskalen der Kalibrationsfaktor, der im Extraktionsprogramm stets angewendet wird, Gültigkeit hat. Aus Abbildung 3.6 folgt zwingend nur eine Gültigkeit für Strukturen oberhalb der DIRBE-Auflösung von $42'$ (s. o.). Der Kalibrationsfaktor gilt nicht für IRAS-Punktquellen, wie von Wheelock et al. (1994, S. IV-16) ausdrücklich betont wird. In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt jedoch auf kalten Knoten mit Ausdehnungen im Bereich $5' - 10'$, die für IRAS ausgedehnt, aber für DIRBE nicht auflösbar sind. Die Unsicherheit in der Gültigkeit desselben Kalibrationsfaktors für alle mit dem Extraktionsprogramm gefundenen Strukturen dominiert den Fehler bei den verwendeten 100- μm -Daten. Die photometrische Genauigkeit der IRAS-Daten für Strukturen mit Winkelausdehnungen im Bereich $5' - 42'$ konnte deshalb bisher nicht ermittelt werden (Chester 2001). Eine eigene Analyse der IRAS-Datenbasis ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Zur Berechnung der Ungenauigkeiten der mit dem Extraktionsprogramm ermittelten Farbtemperatur wird dieselbe Unsicherheit für I_{170} und I_{100} von jeweils 26 % angesetzt.

3.2.4.2 Fehlerabschätzung der Parameter der Quellenkandidaten

Als Position eines Quellenkandidaten wird die Position seines Helligkeitsmaximums über dem Hintergrund angesehen. Die Lage des Maximums senkrecht zum Schwenk wird nicht bestimmt, es wird die Schwenk-Mitte angegeben. Mit dieser Einschränkung setzt sich die Genauigkeit der Positionsbestimmung aus der Positionsgenauigkeit der Zufallsdurchmusterung und dem maximalen Abstand zwischen zwei Meßpunkten zusammen (da zwischen den Meßpunkten nicht interpoliert wird) und ergibt sich zu $1.5'$.

Die Festlegung der Randpositionen der Quellenkandidaten ist darauf ausgelegt, in dichtbevölkerten Regionen einzelne Knoten möglichst sauber zu trennen. Zur statistischen Überprüfung der ermittelten Durchmesser wird von jedem Kandidatenpaar, dessen Positionen auf $1'$ übereinstimmen, die relative Abweichung der

Halbwertsbreiten $R(\text{HWB})_{jk} = (\text{HWB}_j - \text{HWB}_k)/(\text{HWB}_j + \text{HWB}_k)$ berechnet (Abb. 3.7(a) zeigt das Histogramm). Analog zur Rechnung auf S. 21 für die Intensitäten der Zufallsdurchmusterung ergibt sich der statistische relative Fehler der Halbwertsbreiten als $\sqrt{2} \cdot \sqrt{\langle R(\text{HWB})^2 \rangle}$ zu 20 %. Ein Teil der Abweichung kommt durch nicht-rotationssymmetrische Quellen zustande, die von Schwenks in unterschiedlichen Richtungen überquert wurden. Wenn nur solche Paare von Quellenkandidaten berücksichtigt werden, bei denen die Schwenkrichtungen weniger als 10° voneinander abweichen, dann beträgt der relative Fehler der Halbwertsbreiten nur 14 %. Diese Zahl darf jedoch nicht darüber hinwegtäuschen, daß in Einzelfällen die Ausdehnung sehr ungenau bestimmt sein kann (siehe Abb. 3.7(a), für ein Beispiel siehe Abb. 3.3).

Als Maß für die Flächenhelligkeit des Quellenkandidaten wird I_{170}^{max} angegeben. I_{170}^{max} ist als einziger Parameter vom Hintergrund abhängig und kann nur als eine erste Näherung für die Quellenintensität angesehen werden. Die statistische Analyse der Kandidatenpaare (analog zur Halbwertsbreite) liefert einen 1-Sigma-Fehler von 27 %. Zusätzlich muß die Unsicherheit der Kalibration der zugrundeliegenden 170- μm -Daten berücksichtigt werden, so daß I_{170}^{max} mit einer Unsicherheit von 38 % behaftet ist.

Die Temperatur wird aus dem I_{170}/I_{100} -Verhältnis (FP; über die Methode der Ausgleichsgeraden) bestimmt, dessen Fehler sich aus dem Fehler der Kalibrationen zu $\sqrt{2} \cdot 0.26^2 = 37\%$ ergibt. Zudem gibt es eine Vielzahl von Effekten, die

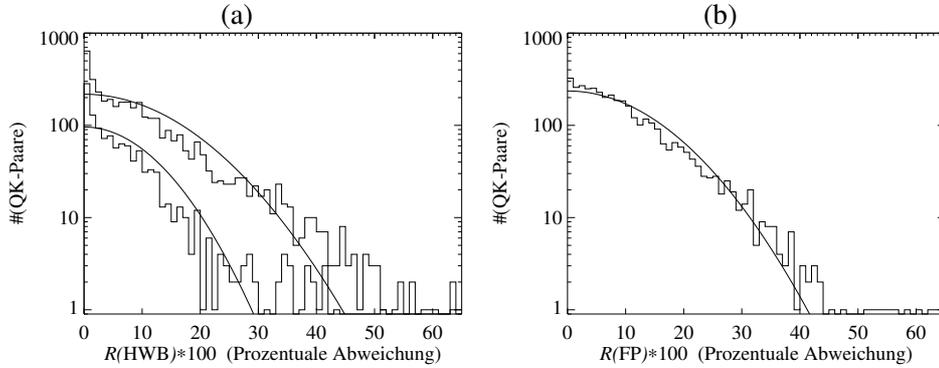


Abbildung 3.7: Relative Abweichungen der Halbwertsbreiten (a) und Farb-Parameter (b) bei Quellenkandidaten, die in ihren Positionen auf $1'$ übereinstimmen. Für jedes Paar von Quellenkandidaten mit Positionsübereinstimmung werden Wertepaare $(\text{HWB}_j, \text{HWB}_k)$ bzw. $(\text{FP}_j, \text{FP}_k)$ gebildet. Die Abszisse gibt die relative Abweichung R des größeren Wertes zum Mittelwert des Wertepaares an. Die Ordinate gibt die Anzahl der Paare pro %-Intervall von R an. Zum Vergleich ist jeweils die Gauß-Funktion mit derselben Norm und Varianz $\sigma^2 = \langle R^2 \rangle$ eingezeichnet (glatte Kurven).

(a) Halbwertsbreiten. Die breiten Linien beziehen sich auf alle Kandidatenpaare ($\sqrt{\langle R^2 \rangle} = 0.135$). Die schmalen Linien berücksichtigen nur Paare, bei denen die Schwenkrichtungen weniger als 10° voneinander abweichen ($\sqrt{\langle R^2 \rangle} = 0.096$).

(b) Abweichungen der Farb-Parameter ($\sqrt{\langle R^2 \rangle} = 0.125$).

eine enge Korrelation zwischen I_{170} und I_{100} stören: Quellen-Konfusion, steiler Hintergrund, Positionsungenauigkeit etc. Alle Effekte führen zu einer verstärkten Streuung im Korrelationsdiagramm, die durch den formalen Fehler $\sigma(\text{FP})$ bei der Geradenanpassung quantifiziert wird. Der formale Fehler der Geradensteigung ist bei hellen ($I_{170}^{\text{max}} > 10 \text{ MJy sr}^{-1}$) und gut bestimmten Staub-Knoten vernachlässigbar ($\sigma(\text{FP})/\text{FP} \sim 5\%$). Tests haben gezeigt, daß diese Variable ein gutes Maß für die Zuverlässigkeit der Quellenidentifikation als solche ist. In dieser Arbeit werden nur Quellenkandidaten mit $\sigma(\text{FP})/\text{FP} < 20\%$ berücksichtigt (Standardkriterium). Bei der statistischen Analyse (Histogramm in Abb. 3.7(b)) ergibt sich der relative Fehler der Farb-Parameter zu 17%, was in Anbetracht des Standardkriteriums eine Konsistenzprüfung darstellt. Die Berücksichtigung dieses formalen Fehlers und der Unsicherheiten der Kalibrationen bedeutet einen Gesamtfehler des Farb-Parameters von 42%. Der sich daraus ergebende Fehler für die Farbtemperatur hängt vom Temperatur-Niveau ab. Für hier typische Farbtemperatur-Werte ergibt sich beispielsweise $T_{\text{F}} = (12.0^{+1.2}_{-1.0}) \text{ K}$, $T_{\text{F}} = (15.0^{+1.8}_{-1.5}) \text{ K}$ bzw. $T_{\text{F}} = (20.0^{+3.2}_{-2.5}) \text{ K}$. In Tabelle 3.2 werden die mit dem Extraktionsprogramm bestimmten Farbtemperaturen einiger Quellen mit Werten aus der Literatur (ISOPHOT-Karten) verglichen. Innerhalb der genannten Fehlergrenzen stimmen die Werte über. Die Anzahl publizierter geeigneter Vergleichsquellen (kalt, ausgedehnt, zentral überquert) ist aber noch zu klein für eine Statistik.

3.3 Kartierung großer Wolkenkomplexe

Aus der Zufallsdurchmusterung können 170- μm -Karten erstellt werden, die in dicht überdeckten Regionen (Überdeckungsgrad $\gtrsim 30\%$) das Erkennen zweidimensionaler Strukturen erleichtern. Karten bieten außerdem die Möglichkeit, die Schwenkdaten untereinander abzugleichen, und so die interne Kalibration zu verbessern. Die Erzeugung dieser *Schwenk-Karten* wurde von Krause et al. (1998) in einem Programm implementiert, das folgende Schritte durchführt:

Objekt	Farbtemperatur		Wellenlängen der ISOPHOT-Karten (μm)	Kommentar
	diese Arbeit (K)	Literatur (K)		
ISOSS 11035–7759	12.2	$13.7 \pm 0.5^*$	80, 100, 150, 200	‡ ¹
ISOSS 11037–7748	12.0	$13.7 \pm 0.5^*$	80, 100, 150, 200	‡ ²
LDN 183	13.8	$12.0\text{--}13.7^{**}$	100, 120, 150, 200	‡ ³
LDN 1780	16.3	$\sim 16^{**}$	100, 200	‡ ³

Tabelle 3.2: Vergleich der hier bestimmten Farbtemperaturen mit Literaturwerten.

* (Tóth et al. 2000)

** (Lehtinen et al. 2000)

‡¹ sehr kalter Knoten (siehe Tab. 4.1, Knoten Nr. 4)

‡² sehr kalter Knoten (siehe Tab. 4.1, Knoten Nr. 5)

‡³ von mehreren Schwenks gestreift, aber nur von einem Schwenk zentral überquert

1. Jeder Schwenk wird einzeln auf eine Matrix projiziert, die den Bildpunkten der endgültigen Karte entspricht. In mehrfach getroffenen Bildpunkten werden die Intensitäten gemittelt. Es entsteht ein Stapel von Karten; jede enthält einen Schwenk.
2. Der Stapel wird zu *einer* Karte verschmolzen, indem bei mehrfach getroffenen Bildpunkten wiederum gemittelt wird. Dies ist die einfachste Schwenk-Karte.
3. Es werden die Kreuzungspunkte von je zwei Schwenks identifiziert und die (für jeden Schwenk gemittelten) Intensitäten der Kreuzungspunkte bestimmt.
4. Mit der χ^2 -Methode werden additive Konstanten bestimmt (eine pro Schwenk), um die Differenzen an den Kreuzungspunkten zu minimieren.
5. Die additiven Konstanten c_{add} werden in multiplikative Konstanten c_{mult} gemäß $c_{\text{mult}} = c_{\text{add}}/I_{\text{mittel}}$ konvertiert, wobei I_{mittel} die aus allen Kreuzungspunkten gemittelte Intensität eines Schwenks bezeichnet.
6. Eine neue Schwenk-Karte wird erstellt, indem Schritt 2 wiederholt wird, nachdem zunächst jede Karte des Stapels mit ihrer multiplikativen Konstante rekali­briert worden ist.
7. Um die Karte mit den IRAS/ISSA-Karten vergleichen zu können, wird sie mit einer zweidimensionalen Gauß-Funktion der Halbwertsbreite $4.1'$ gefaltet (vgl. Kap. 3.2.2). Das Verhältnis I_{170}/I_{100} entspricht gemäß Gleichung 3.4 einer Farbtemperatur.

Schwenk-Karten bis zu einer Größe von $20^\circ \times 20^\circ$ (Abb. 4.1) lassen sich in relativ kurzer Zeit herstellen (\sim einige Tage). Darüber hinaus kann die χ^2 -Minimierung wegen der großen Anzahl von Kreuzungspunkten mit den heutigen Rechner-Kapazitäten nicht durchgeführt werden. Insbesondere ein simultaner Abgleich der gesamten Zufallsdurchmusterung ist mit dieser Methode noch nicht möglich. Eine beschleunigte Version des Programms wird vorbereitet (Krause et al. 2001).

Kapitel 4

Untersuchung ausgedehnter Objekte in Chamaeleon

Die Chamaeleon-Region umfaßt 3 große, abgegrenzte Dunkelwolken, häufig bezeichnet als Cha I (DCld 297.2–15.6, Hartley et al. 1986), Cha II (DCld 303.3–14.3) und Cha III (DCld 302.3–17.7, DCld 303.0–16.6), sowie eine Reihe kleinerer Strukturen. Sie wurde ausgewählt zur Untersuchung der Anwendbarkeit, Aussagefähigkeit und Zuverlässigkeit der vorgestellten Methode. Vor allem bezüglich der praktischen Anwendbarkeit wurden in einer ersten Phase zahlreiche Verbesserungen am Extraktionsprogramm und der Aufbereitung und Darstellung der Daten vorgenommen. Die meisten der im vorangegangenen Kapitel genannten Details gehen auf diese Tests zurück. Die Aussagekraft kann eingeschätzt werden, indem ein Objekt untersucht wird, mit dem bestimmte, aus früheren Untersuchungen in anderen Spektralbereichen gespeiste Erwartungen verbunden sind und die Ergebnisse mit den Erwartungen verglichen werden. Schließlich müssen Zuverlässigkeit und Vollständigkeit untersucht werden, um über Einzelobjekte hinaus wissenschaftliche Aussagen treffen zu können. Für diese Untersuchungen erscheint die Chamaeleon-Region als besonders geeignet, denn

- frühere Radio-Durchmusterungen haben dichtes Gas in 3 getrennten Molekülwolken nachgewiesen, welche unterschiedliche Sternentstehungsaktivitäten zeigen. Die dichte Materie sollte sich durch erhöhte Strahlung im fernen Infrarot bemerkbar machen, so daß mit der Zufallsdurchmusterung Struktur und Temperatur des mit dem Gas vermischten Staubes bestimmbar ist. Zudem sind die bekannten Unterschiede zwischen den Wolken sehr hilfreich, um die Ergebnisse mit den verschiedenen astrophysikalischen Bedingungen in Verbindung bringen zu können;
- in Chamaeleon gibt es keine massereichen Sterne, welche das sie umgebende Medium in vielerlei Hinsicht verändern können (durch Ionisation, Dissoziation, mittelbare Aufheizung des Gases, Erwärmung des Staubes, Eintrag

kinetischer Energie usw.). Regionen mit massereichen Sternen lassen eine Einschätzung der Zuverlässigkeit der Methode nicht zu;

- die relativ geringe Entfernung von 160 pc bzw. 178 pc (von Cha I&III bzw. Cha II; Whittet et al. 1997) erlaubt es, die typischen Abmessungen von Molekülwolken (~ 1 pc, entsprechend $21'$) gut auflösen zu können. Selbst dichte Wolkenkerne (~ 0.1 pc) können noch von Punktquellen unterschieden werden. Hier wie im folgenden wird zur Berechnung physikalischer Größen in Chamaeleon die Entfernung von 160 pc zugrunde gelegt.

In den Kapiteln 4.1 und 4.2 werden die Untersuchungen in Chamaeleon und ihre Ergebnisse vorgestellt, wobei die Methoden größtenteils auf andere Regionen übertragbar sind. Kapitel 4.3 faßt am Beispiel der Chamaeleon-Region die Leistungsfähigkeit und Grenzen der entwickelten Methoden zusammen. Einige der hier vorgestellten Ergebnisse wurden bereits in Hotzel et al. (2000) und Tóth et al. (2000) veröffentlicht. Hier erwähnte Teiluntersuchungen, die von Tóth et al. (2000) und nicht direkt im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, sind entsprechend gekennzeichnet.

4.1 Großräumige Staubverteilung

4.1.1 Farbtemperatur-Karten

Um die großräumige Verteilung des Staubes in Chamaeleon untersuchen und mit verfügbaren Radio- und Extinktionskarten vergleichen zu können, wird zunächst eine $20^\circ \times 20^\circ$ große Schwenk-Karte erzeugt (siehe Kap. 3.3). Die Überdeckung des Gebietes durch die Zufallsdurchmusterung beträgt 15 %, innerhalb der Chamaeleon-Molekülwolken sogar ≈ 25 %. Das übergroße Feld dient dazu, den großskaligen galaktischen Hintergrund zu bestimmen. Zwei Karten gleicher Größe bei $100 \mu\text{m}$ und $60 \mu\text{m}$ werden als Mosaik aus den ISSA-Karten erzeugt und entsprechend einem Intensitätsvergleich mit DIRBE in der Chamaeleon-Region (analog zum Taurus-Vergleich in Kap. 3.2.4) skaliert, damit sie mit der Kalibration von DIRBE, respektive der Zufallsdurchmusterung, übereinstimmen.¹

Im I_{170}/I_{100} -Korrelationsdiagramm (Abb. 4.1(a)) erkennt man drei abgrenzbare Temperaturbereiche, die durch ihre unterschiedliche Steigung im Diagramm auffallen. Die formelle Einteilung der Datenpunkte in die Gruppen *Kalt*, *Mittel* und *Warm* geschieht gemäß dem Abstand der Datenpunkte von der durchgezogenen Geraden, die das durchschnittliche I_{170}/I_{100} -Verhältnis aller Datenpunkte repräsentiert. An die Punkte der einzelnen Gruppen wird je eine Regressions-Gerade angepaßt, deren Steigung in eine Farbtemperatur umgerechnet wird. Die ange-

¹Im Extraktionsprogramm wird, um einen einheitlichen Kalibrationsfaktor über den ganzen Himmel zu haben, der Kalibrationsfaktor des Gesamt-Vergleichs von Wheelock et al. (1994) verwendet, während hier gemäß den regional gefundenen Beziehungen (inkl. additiver Konstanten) folgendermaßen skaliert wird: $I_{100} = I_{100}^{\text{orig, ISSA}} \cdot 0.70 + 1.46 \text{ MJy sr}^{-1}$ bzw. $I_{60} = I_{60}^{\text{orig, ISSA}} \cdot 0.79 + 1.20 \text{ MJy sr}^{-1}$.

wendeten Methoden (OLSB-Anpassung, Farb-Korrektur-Durchführung) sind dieselben, die auch im Extraktionsprogramm zur Anwendung kommen und in Kapitel 3.2 beschrieben sind. Die ermittelten Farbtemperaturen für die Gruppen „Kalt“, „Mittel“ und „Warm“ sind 14.0 K, 16.3 K bzw. 19.3 K. Auffällig ist das Fehlen einer kontinuierlichen Farbtemperatur-Verteilung zwischen 14 K und 19 K im Bereich hoher Intensitäten.

Abbildung 4.1(b) zeigt die Lage der drei Temperaturbereiche am Himmel. Die Gruppe „Kalt“ zeichnet die Molekülwolken Cha I, Cha II und Cha III nach. Die Datenpunkte von „Warm“ finden sich in Richtung galaktischer Äquator bei $|b| < 10^\circ$. Die scharfe Abgrenzung der Bereiche in Abbildung 4.1(a) kann damit erklärt werden, daß Gebiete warmen bzw. kalten Staubes nicht aufeinander projiziert werden: Die kalten Gebiete sind die großen Molekülwolken, die etwas galaktische Hinter-/Vordergrund-Emission haben, welche bei Breiten von $|b| > 15^\circ$

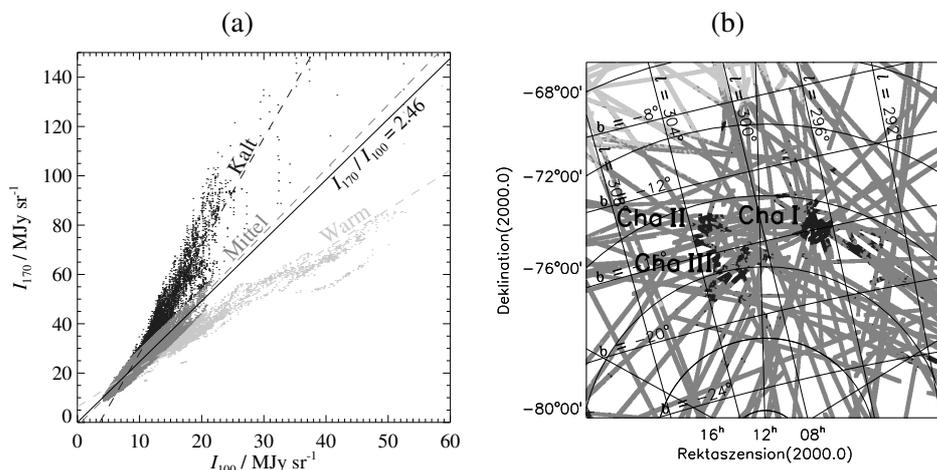


Abbildung 4.1: (a) Korrelationsdiagramm der Intensitäten bei 170 μm und 100 μm im Feld um Chamaeleon. I_{170} und I_{100} sind aus den $20^\circ \times 20^\circ$ großen Karten (170 μm : Zufallsdurchmusterung, 100 μm : ISSA) an jenen Positionen entnommen, die den ursprünglichen Meßpunkten der Schwenks entsprechen. Die durchgezogene Gerade ($I_{170} = 2.46 \cdot I_{100}$) repräsentiert den Mittelwert des I_{170}/I_{100} -Verhältnisses aller Datenpunkte. Sie wird benutzt, um zwischen kalten und warmen Regionen zu unterscheiden. Datenpunkte mit einem I_{170} -Abstand $> 5 \text{ MJy sr}^{-1}$ über oder unter der Linie gehören zu kalten bzw. warmen Regionen. An jeden der so definierten Bereiche wird eine Regressions-Gerade angepaßt (gestrichelte Linien in denselben Grautönen), deren Steigung einer Farbtemperatur von 14.0 K, 16.3 K bzw. 19.3 K entspricht.

(b) Die Lage der Temperaturbereiche von Abbildung (a) am Himmel. Der kalte Staub findet sich in den großen Molekülwolken. Die warme Materie ist Hintergrundmaterial in der galaktischen Ebene, abgesehen von einigen kompakten Quellen, die in Abbildung 4.3 besser erkennbar sind. Zur besseren Sichtbarkeit sind die eingezeichneten Schwenkwege mit $\approx 15'$ erheblich breiter als die eigentliche Apertur ($3'$ – $4'$). Um den Vergleich mit anderen Abbildungen dieser Arbeit zu erleichtern, sind sowohl äquatoriale als auch galaktische Koordinaten eingezeichnet.

allerdings schon so schwach ist, daß die Chamaeleon-Wolken die Emission ab $I_{170} > 40 \text{ MJy sr}^{-1}$ dominieren. Das warme Gebiet befindet sich hingegen bei niedrigerer galaktischer Breite ($b \approx -8^\circ$). Dort führt der Sehstrahl weit durch die galaktische Scheibe, wodurch genügend Intensität aus wärmeren Zonen aufintegriert wird, um vermeintlich ebenfalls vorhandene kühlere Gebiete zu dominieren. Wären die Chamaeleon-Wolken näher an den galaktischen Äquator projiziert ($|b| < 10^\circ$), könnten kalte und warme Gebiete nicht so einfach, wie in Abbildung 4.1(a) geschehen, voneinander getrennt werden.

Ein detailliertes Bild der Staubtemperaturen in dem zentralen $11^\circ \times 8^\circ$ großen Feld zeigt Abbildung 4.2. Um einem (als gleichförmig angenommenen) galaktischen Hintergrund gerecht zu werden, sind Intensitäten von 20 MJy sr^{-1} und 8 MJy sr^{-1} von der 170- μm -Karte bzw. der 100- μm -Karte abgezogen worden, bevor die Farbtemperatur gemäß Gleichung 3.4 bestimmt wird. Die Werte für den galaktischen Hintergrund sind aus dem Korrelationsdiagramm (Abb. 4.1(a)) abgelesen und entsprechen dem Kreuzungspunkt der gestrichelten Geraden. Dieser Punkt kann als Hintergrundintensität bei 170 μm bzw. 100 μm angesehen werden, weil die Emissionsexzesse der kalten und der warmen Komponente etwa an diesem Punkt ansetzen. Bei niedrigeren Intensitäten gibt es keine in Abbildung 4.1(a) abgrenzbaren Temperaturkomponenten, d. h. die kalte Komponente wie sie als dunkel-gestrichelte Gerade in Abbildung 4.1(a) zu sehen ist, existiert nur bei Intensitäten oberhalb von $(I_{100}, I_{170}) = (8 \text{ MJy sr}^{-1}, 20 \text{ MJy sr}^{-1})$. Diese Intensitäten entsprechen einer Farbtemperatur von 16.6 K. Dieser Wert ist zur Vermeidung von Artefakten Regionen schwacher Emission ($I_{170} - I_{\text{bgd},170} < 5 \text{ MJy sr}^{-1}$ oder $I_{100} - I_{\text{bgd},100} < 2 \text{ MJy sr}^{-1}$) zugewiesen worden. Abbildung 4.3 zeigt die drei großen Emissionsgebiete von Chamaeleon in Vergrößerung.

Abgesehen von einigen kompakten Quellen (diese werden in Kapitel 4.2.5 behandelt) liegen die einzigen Gebiete mit $T_{\text{F}} > 17 \text{ K}$ im Nordosten der $11^\circ \times 8^\circ$ großen Karte (Abb. 4.2), Richtung galaktischer Äquator. Kalter Staub mit $T \leq 15 \text{ K}$ findet sich in Cha I und in großen Teilen von Cha II und Cha III. Staubtemperaturen unterhalb von 14 K treten ausschließlich innerhalb der großen Wolken auf. Temperaturen um 15 K herrschen in den meisten kleineren Komplexen der Region vor, so etwa in DC 300.2–16.9 ($\alpha = 11^{\text{h}}54^{\text{m}}$, $\delta = -79^\circ30'$), G 298–13 ($\alpha = 11^{\text{h}}35^{\text{m}}$, $\delta = -75^\circ10'$), G 295–17 ($\alpha = 10^{\text{h}}21^{\text{m}}$, $\delta = -77^\circ30'$) und G 295–13 ($\alpha = 10^{\text{h}}54^{\text{m}}$, $\delta = -74^\circ00'$); die Bezeichnungen „G...“ folgen Boulanger et al. (1998).

Der Staub in Cha I ist kälter als in Cha II und Cha III. Die mittlere Farbtemperatur (Durchschnittswert der in Abb. 4.3 dargestellten Bildpixel) beträgt in Cha I 13.9 K, in Cha II 14.8 K und in Cha III 14.4 K. Da die Lage des warmen Gebietes in Abbildung 4.1(b) einen Gradienten des galaktischen Hintergrundes senkrecht zum galaktischen Äquator nahelegt, kann der Unterschied zwischen Cha II und Cha III auch mit einer vermeintlich höheren Hintergrund-Emission bei Cha II erklärt werden, denn Cha II liegt 2° näher am galaktischen Äquator als Cha III. Es kann an dieser Stelle noch nicht entschieden werden, ob Cha II und Cha III wirklich unterschiedliche Staubtemperaturen haben. Allerdings sprechen mehrere Ar-

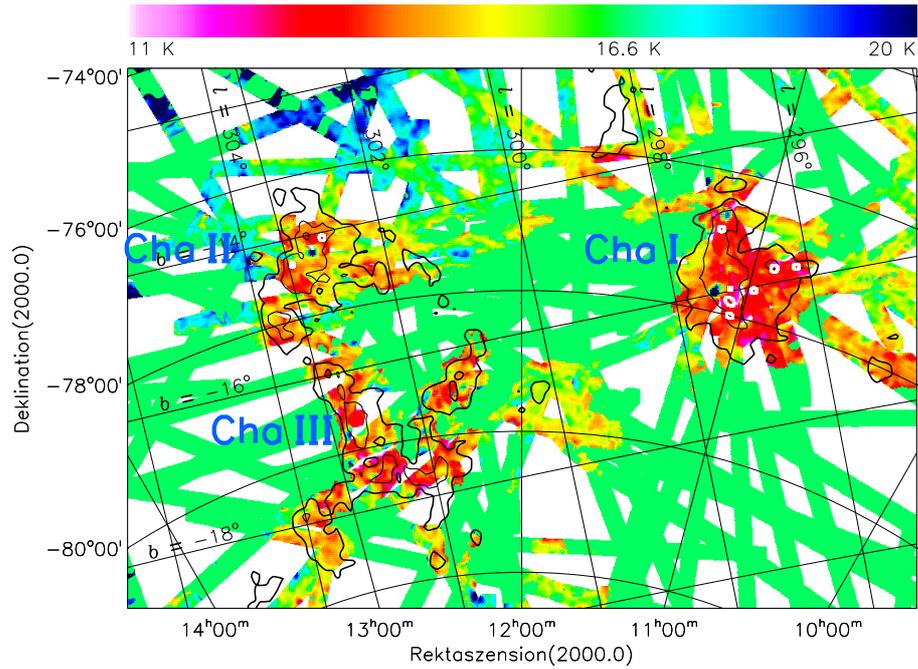


Abbildung 4.2: Farbtemperatur-Karte von Chamaeleon, erzeugt aus denselben Karten, die auch Abb. 4.1 zugrunde liegen. Hier wurde zunächst ein Fern-Infrarot-Hintergrund von $I_{170} = 20 \text{ MJy sr}^{-1}$, $I_{100} = 8 \text{ MJy sr}^{-1}$ abgezogen, bevor die Farbtemperatur aus dem Intensitätsverhältnis gemäß Gleichung 3.4 bestimmt worden ist. Die Farbtemperatur des Hintergrundes ist 16.6 K. Die Farbtemperatur entlang der ISO-Schwenks, die hier mit $\approx 15'$ Breite dargestellt sind, ist an dem Farbbalken oberhalb des Bildes abzulesen. Der Karte überlagert sind die Niveaulinien der Linienintensität ($J = 1 \rightarrow 0$) des ^{13}CO -Moleküls (aus der Durchmusterung von Mizuno et al. 1998); Linien bei 1.0 K km s^{-1} und 3.5 K km s^{-1} . Die Linienintensität ist ein (nicht proportionales) Maß für die Säulendichte des H_2 -Moleküls. Kalter Staub $< 14 \text{ K}$ befindet sich ausschließlich innerhalb der ersten Niveaulinie, ist also stets mit molekularem Gas assoziiert. Die kleinen weißen Ellipsen markieren Position und Größe der sehr kalten Knoten (Kap. 4.2.1). Diese sind mit besonders dichtem Gas assoziiert.

4.1. GROSSRÄUMIGE STAUBVERTEILUNG

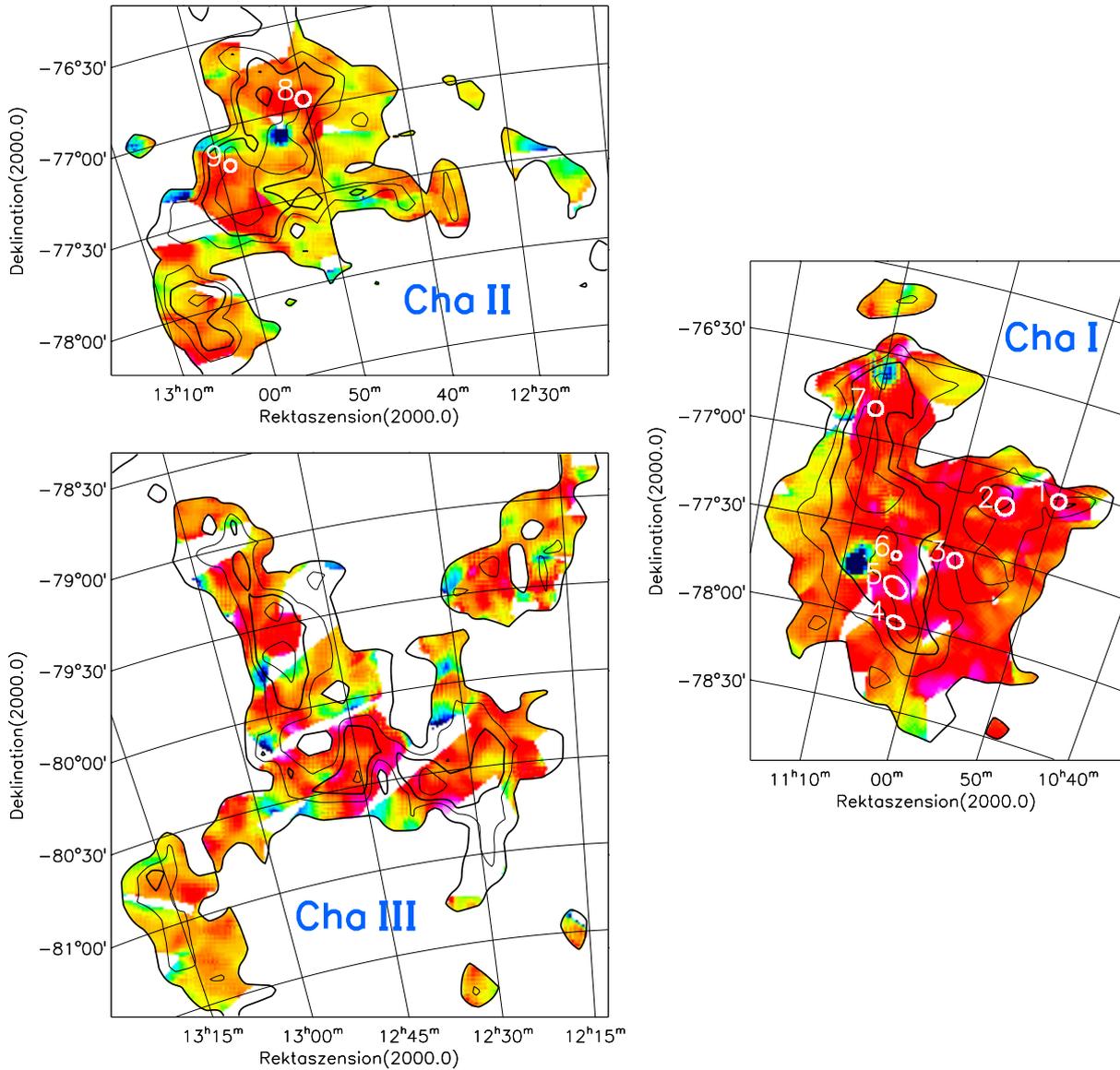


Abbildung 4.3: Vergrößerte Farbtemperatur-Karten der Chamaeleon-Wolken. Diese Bilder sind vergrößerte Ausschnitte aus Abb. 4.2, mit $2.5 \text{ cm} \cong 1^\circ \cong \begin{cases} 2.8 \text{ pc in Cha I \& III } (D=160 \text{ pc}) \\ 3.1 \text{ pc in Cha II } (D=178 \text{ pc}) \end{cases}$. In Abb. 4.2 gegebene Erläuterungen gelten auch hier, ebenso der Farbbalken. Im Unterschied zu dort sind hier Regionen schwacher Emission und Regionen außerhalb der 1.0-K-Niveaulinie der ^{13}CO -Linienintensität nicht dargestellt. Auf diese Weise soll erreicht werden, daß die Temperatur allein desjenigen Staubes dargestellt wird, der physikalisch zu den Wolken gehört. ^{13}CO -Niveaulinien sind eingezeichnet bei 1.0(fett), 2.5, 3.5(fett) und 5.0 K km s^{-1} .

Die mittlere Farbtemperatur in Cha I ist niedriger als in Cha II und Cha III. Die prominenten, kompakten, warmen Quellen sind im Optischen mit typischen Phänomenen von Protosternen assoziiert und werden in Kapitel 4.2.5 behandelt: $\alpha = 11^{\text{h}}08^{\text{m}}00^{\text{s}}$, $\delta = -77^\circ42'$: Ced 111 = Cha IRN, $\alpha = 11^{\text{h}}09^{\text{m}}45^{\text{s}}$, $\delta = -76^\circ36'$: Ced 112 = IC 2631, $\alpha = 12^{\text{h}}52^{\text{m}}30^{\text{s}}$, $\delta = -77^\circ07'$: HH 52–54.

gumente für wirkliche Staubtemperatur-Unterschiede zwischen Cha I und Cha III. Zum einen liegt Cha I näher am galaktischen Äquator als Cha III und ist somit von ähnlicher oder höherer Hintergrund-Emission betroffen. Zum anderen zeigen sich unterschiedliche Farbtemperaturen auch in Gebieten starker Staub-Emission und hoher Molekül-Säulendichte (siehe Konturlinie in Abb. 4.3), wo der relative Einfluß des Hintergrundes zurückgeht. Boulanger et al. (1998) leiteten aus den DIRBE-Daten Staubtemperaturen von 14.2 K–14.9 K für die Chamaeleon-Wolken ab, in Übereinstimmung mit den hier bestimmten Werten.

Die durchschnittliche Farbtemperatur des Staubes in den Zwischen-Wolken-Gebieten beträgt etwa 16 K. Dieser Wert ergibt sich sowohl aus dem I_{170}/I_{100} -Korrelationsdiagramm (Gruppe „Mittel“: 16.3 K) als auch aus der Farbtemperaturkarte (Abb. 4.2, Gebiete oberhalb des Hintergrundes rund um die Chamaeleon-Wolken haben ≈ 15 K–16 K). Dieser Wert ist mit der durchschnittlichen Temperatur des infraroten Zirkus zu vergleichen, der von Lagache et al. (1998) auf Basis der DIRBE-Durchmusterungen bei 100 μm , 140 μm und 240 μm auf großen Winkelskalen untersucht wurde. Sie fanden, global über den Himmel verteilt, eine dominierende Staub-Komponente mit 17.5 K und eine schwächere, kühle Komponente mit 15 K. Die Farbtemperatur des Zwischen-Wolken-Mediums liegt zwischen den DIRBE-Temperaturen der Zirkus-Komponenten. Mögliche Ursache für eine geringere Temperatur in Chamaeleon könnten lagenartige Staubstrukturen sein, die sich zwischen der galaktischen Ebene und der Chamaeleon–Musca-Region erstrecken (King 1981; Corradi et al. 1997). Eine dünne Schicht parallel zur galaktischen Ebene würde die kurzwellige Komponente des Sternlichtes der Scheibe schwächen und könnte für die Temperaturreduzierung von 1 K–2 K verantwortlich sein.

4.1.2 Staubpopulationen

Die sogenannten sehr kleinen Körnchen (siehe Kap. 3.1.2), die kurzzeitige Temperaturfluktuationen erfahren, leisten einen wesentlichen Beitrag zur Staub-Emission im Wellenlängenbereich $25 \mu\text{m} \lesssim \lambda \lesssim 70 \mu\text{m}$, während ihr Beitrag zu I_{100} i. allg. vernachlässigt werden kann. Dieser Befund basiert auf Staub-Modellen, die maßgeblich den IRAS-Messungen (bei Désert et al. 1990) bzw. den DIRBE-Messungen (bei Dwek et al. 1997) des durchschnittlichen Zirkus-Spektrums angepaßt wurden. Der relative Beitrag der sehr kleinen Körnchen zu I_{60} und I_{100} kann aus den IRAS-Beobachtungen allein, mangels einer Durchmusterung mit $\lambda > 100 \mu\text{m}$, nicht bestimmt werden. Ihr Beitrag wird hier untersucht, denn für die Interpretation einer Fern-Infrarot-Farbtemperatur als Staubtemperatur der klassischen Körnchen ist es nötig, die Beeinflussung der gemessenen Intensitäten durch die sehr kleinen Körnchen zu kennen.

Wenn zu I_{60} zwei Staubpopulationen beitragen, zu I_{100} und I_{170} aber nur eine, dann muß die Korrelation zwischen I_{100} und I_{170} enger sein als die zwischen I_{100} und I_{60} . Trügen auch zu I_{100} die sehr kleinen Körnchen noch bei, dann könnte a priori nicht gesagt werden, welche Korrelation enger ist. Es hinge dann von den relativen Beiträgen, also von der untersuchten Region ab. Abbildung 4.4 zeigt die

Korrelationsdiagramme für die von Schwenks dichtest überdeckte Wolke Cha I. Die durchgezogenen Linien in Abbildung 4.4(a,b) sind Regressions-Geraden, die an alle Datenpunkte angepaßt wurden. Sie sind stark von einigen wenigen Datenpunkten beeinflusst, die auf wahrscheinlich zirkumstellaren Staub in den kompakten, warmen Objekten zurückgehen (Kapitel 4.2.5). Bleiben diese 1 % aller Datenpunkte unberücksichtigt (Abb. 4.4(c,d)), ergeben sich die gestrichelten Regressions-Geraden mit Steigungen von 4.8 ± 0.11 und 7.0 ± 0.59 für I_{170} vs. I_{100} bzw. I_{100} vs. I_{60} . Die angegebenen formalen Standardabweichungen von 2.3 % bzw. 9.8 % können die systematischen Unsicherheiten nicht wiedergeben, objektivieren jedoch den subjektiven Eindruck, daß die Korrelation zwischen I_{170} und I_{100} enger ist als die zwischen I_{100} und I_{60} . In Cha I gibt es somit keinen Hinweis darauf, daß die sehr kleinen Staubteilchen maßgeblich zur Staub-Emission bei 100 μm beitragen.

Sowohl I_{170} vs. I_{100} als auch I_{100} vs. I_{60} zeigen einen Abknickpunkt, der bei $(I_{100}, I_{170}) \approx (11.5, 33)$ bzw. $(I_{60}, I_{100}) \approx (2.4, 11.5)$ liegt (jeweils in MJy sr^{-1}). Rechts oberhalb dieses Punktes werden die Korrelationen steiler, links unterhalb davon flacher. In den äußeren Gebieten der Wolke nähern sich bei abnehmender Säulendichte des Staubes die Farbtemperaturen den Werten des Hintergrund-Zirrus. Dies ist daran zu erkennen, daß eine Gerade durch die Datenpunkte unterhalb des Abknickpunktes ungefähr durch den Nullpunkt verläuft. Oberhalb des Abknickpunktes nimmt die Steigung zu, d. h. bei hohen Säulendichten nimmt die Staubtemperatur ab. In diesem Bereich zeigt sich ein qualitativer Unterschied zwischen den zwei Korrelationen. Während in Abbildung 4.4(c) eine enge Verknüpfung zwischen I_{170} und I_{100} bestehen bleibt, fächert die Streuung in (d) weit auf, und I_{100} wird weitgehend unabhängig von I_{60} . Das I_{170}/I_{60} -Diagramm (Abb. 4.4(e)) läßt oberhalb des Abknickpunktes $(I_{60}, I_{170}) \approx (2.4, 33)$ ebenfalls keine funktionale Abhängigkeit mehr erkennen. Bemerkenswert ist, daß (e) und (d) eine größere morphologische Ähnlichkeit haben als (e) und (c). Daß sich I_{170} und I_{100} gegenüber I_{60} ähnlich verhalten, ist ein zweiter Hinweis darauf, daß die sehr kleinen Körnchen auf I_{100} (fast) keinen Einfluß haben.

Den Steigungen der Regressions-Geraden von 4.8 bzw. 7.0 entsprechen Farbtemperaturen von 13.6 K bzw. 20.3 K. Diese Diskrepanz ist nicht auf die lokalisierten warmen Quellen zurückzuführen und wird auch nicht von einigen wenigen Datenpunkten verursacht. Vielmehr offenbart sich hier das prinzipielle Problem, daß die I_{100}/I_{60} -Farbtemperatur nicht als physikalische Temperatur interpretiert werden kann. Die Strahlung bei 60 μm vermischt die Emission zweier Staubpopulationen und zwar auch in einer relativ kühlen Region wie Cha I. Der Beitrag der klassischen Körnchen zur Emission bei 60 μm läßt sich aus I_{100} und der I_{170}/I_{100} -Farbtemperatur berechnen. Es folgt für den Beitrag der sehr kleinen Körnchen $I_{60}^{\text{skK}} = I_{60} - I_{100} / (I_{100}/I_{60})_{170}$, wobei $(I_{100}/I_{60})_{170}$ das Intensitätsverhältnis bezeichnet, das derselben Farbtemperatur entspricht wie das I_{170}/I_{100} -Verhältnis. Abbildung 4.4(f) zeigt, daß in Cha I der relative Anteil $I_{60}^{\text{skK}}/I_{60}$ etwa 80 % beträgt.

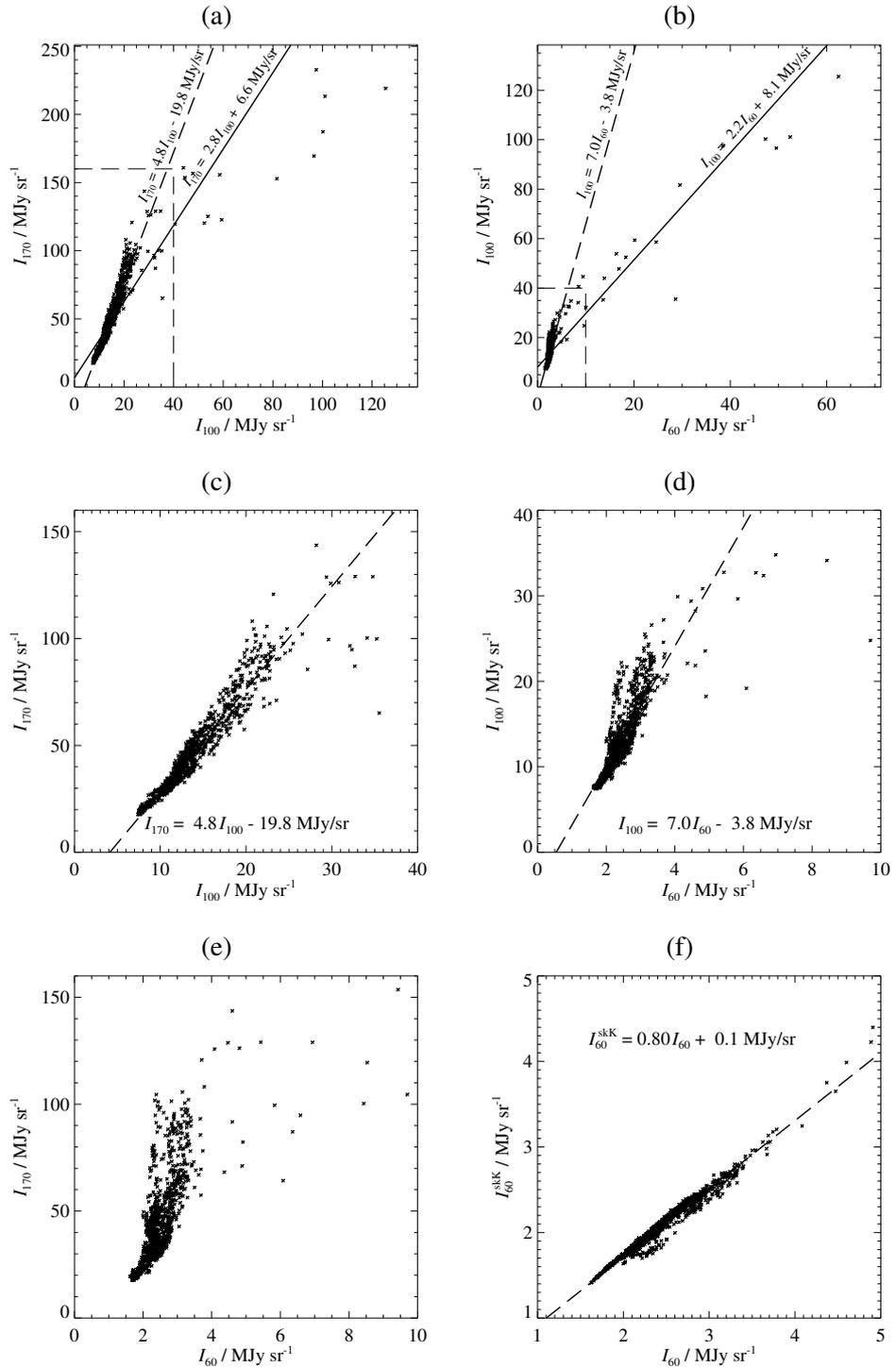


Abbildung 4.4: Fern-Infrarot-Korrelationen in Cha I.

(a) I_{170} vs. I_{100} , (b) I_{100} vs. I_{60} , jeweils für alle Datenpunkte des Feldes.

(c) I_{170} vs. I_{100} , (d) I_{100} vs. I_{60} , (e) I_{170} vs. I_{60} , jeweils ohne Berücksichtigung der Datenpunkte mit $I_{170} > 160 \text{ MJy sr}^{-1}$, $I_{100} > 40 \text{ MJy sr}^{-1}$ oder $I_{60} > 10 \text{ MJy sr}^{-1}$; der in (c–e) verwendete Parameterraum ist in (a) bzw. (b) durch die gestrichelten Rechtecke markiert. Die durchgezogenen Regressions-Geraden beziehen sich auf alle Datenpunkte der Region, die gestrichelten Geraden berücksichtigen ausschließlich Datenpunkte in den gestrichelten Rechtecken. Aus der Steigung in (c) ergibt sich (mit Abb. 3.4) die Durchschnittstemperatur des Staubes in Cha I zu 13.6 K, in Übereinstimmung mit dem in Kapitel 4.1.1 bestimmten Wert (13.9 K).

(f) I_{60}^{skK} vs. I_{60} , der Beitrag der sehr kleinen Körnchen I_{60}^{skK} wird berechnet durch Subtraktion des Anteils der klassischen Staubpopulation von I_{60} , welcher sich aus I_{170} und der durchschnittlichen I_{170}/I_{100} -Farbtemperatur ergibt.

4.1.3 Emission versus Extinktion

Die Staub-Emission im fernen Infrarot wird mit der Staub-Extinktion im nahen Infrarot verglichen. Bei konstanter Temperatur und optisch dünner Emission wäre eine streng lineare Abhängigkeit zu erwarten, denn mit Gleichung 3.2 gilt:

$$I_{170} \propto \tau(170 \mu\text{m}) \propto \tau(1.25 \mu\text{m}) \propto \tau(\text{Vis}) = \frac{\ln(10)}{2.5} A_V \quad (4.1)$$

Das Verhältnis aller eingehenden optischen Tiefen ist von der Staubkomposition abhängig, die in der Gleichung ebenfalls als konstant (über das Feld) vorausgesetzt wird. Abbildung 4.5 zeigt das Korrelationsdiagramm zwischen Staub-Emission und Staub-Extinktion. Die Extinktions-Karten wurden teilweise von Cambrésy et al. (1997, Cha I) bzw. Cambrésy (1999b, Cha II) bereits veröffentlicht und von letztgenanntem Autor freundlicherweise zur Verfügung gestellt (siehe auch Abb. 4.7(b)). Die Karten beruhen auf Sternzählungen im J -Band, zeigen also eigentlich die Extinktion im nahen Infrarot. Sie wurden gemäß $A_V = 3.545 A_J$ (entspricht $R_V = 3.1$) konvertiert. Die Winkelauflösung nimmt von $1'$ bei $A_V \approx 1$ auf $2.5'$ bei $A_V \approx 8$ ab, die Standardabweichung beträgt 1.4 mag.

Die lineare Abhängigkeit zwischen Staub-Emission und Extinktion zeigt sich im Bereich $0 < A_V < 7$ mag (siehe Abb. 4.5(a)). Die Streuung der Punkte um die Regressions-Gerade ist in erster Linie ein Zeichen für die unterschiedliche Temperatur der Staubteilchen. Oberhalb von $A_V = 6$ mag oder $I_{170} = 100$ MJy sr⁻¹ wird die Streuung stärker. Ursache ist die größer werdende Temperaturspanne im Bereich hoher Extinktion. Einerseits sind Gebiete höchster Säulendichte Gebiete der größten Abschirmung des interstellaren Strahlungsfeldes und der niedrigsten Temperatur. Andererseits findet in solchen Gebieten Sternentstehung statt. Noch eingebettete besonders leuchtkräftige Protosterne oder Assoziationen von jungen Protosternen haben große Mengen heißen, zirkumstellaren Staubes, der lokal eine erhöhte Farbtemperatur verursacht.

Die linke Spalte in Abbildung 4.5 zeigt die Chamaeleon-Wolken im Vergleich. Cha I und Cha II zeigen fast dasselbe Verhältnis von Staub-Emission zu Staub-Extinktion. Bei Cha III ist die Steigung im I_{170}/A_V -Diagramm steiler, ein Zeichen für eine höhere Staubtemperatur. Eine sehr kalte Komponente wie in Cha I scheint zu fehlen. In der rechten Spalte von Abbildung 4.5 werden die Intensitäten bei $170 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$ und $60 \mu\text{m}$ mit der Extinktion in Cha I verglichen. I_{170} und I_{100} zeigen eine qualitativ ähnliche Abhängigkeit von A_V , I_{60} hingegen zeigt ein anderes Verhalten. Offensichtlich wird I_{60} von einer Staubkomponente dominiert, die nicht für die optische Extinktion verantwortlich ist und/oder sehr starken Temperaturschwankungen unterliegt.

Aus der Steigung in Abbildung 4.5(b) kann bei bekannter Staubtemperatur das Verhältnis $\tau(170 \mu\text{m})/\tau(1.25 \mu\text{m})$ bestimmt werden. Mit $T_F = 13.6$ K (aus Abb. 4.4(c)) folgt aus Gleichung 3.2 unter Berücksichtigung der Farbkorrektur $\tau(170 \mu\text{m}) = 6.7 \cdot 10^{-5} I_{170}/\text{MJy sr}^{-1}$. Außerdem ist nach Gleichung 4.1

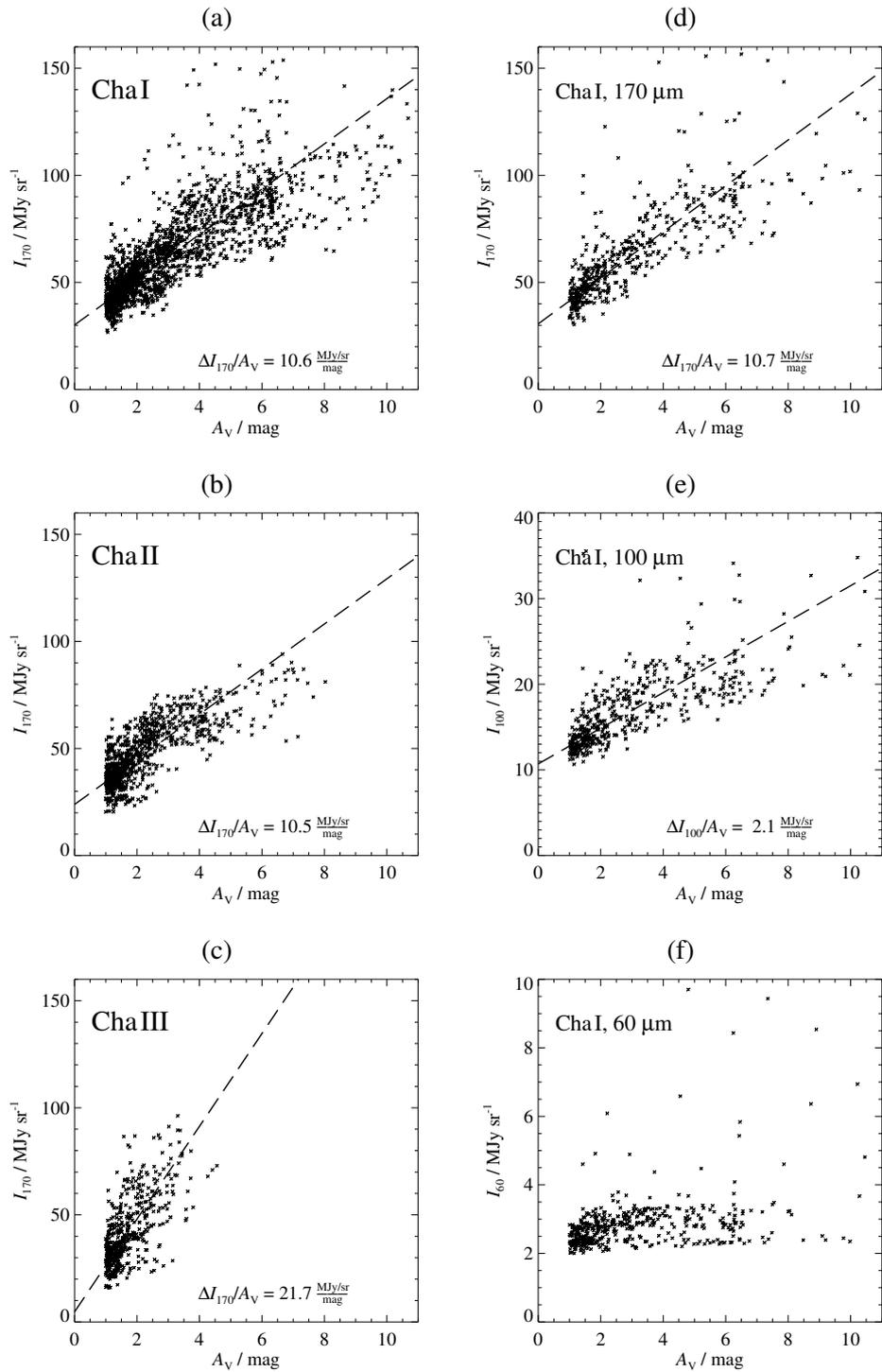


Abbildung 4.5: Staub-Emission vs. Extinktion. Die verwendeten Extinktions-Karten beruhen auf Sternzählungen im nahen Infrarot (J) und haben eine mit der Zufallsdurchmusterung vergleichbare Winkelauflösung von $1' - 2.5'$.

(a–c) Die Intensität bei 170 μm aufgetragen gegen die visuelle Extinktion für die drei Chamaeleon-Wolken. I_{170} wurde einer Schwenk-Karte mit $2.2'$ Winkelauflösung entnommen (vgl. Kap. 4.1.1, hier *keine* Gauß-Faltung). Die abnehmende Überdeckung macht sich in der abnehmenden Anzahl von Datenpunkten (von Cha I nach Cha III) bemerkbar. Die Steigung der Regressions-Geraden ist u. a. ein Maß für die Staubtemperatur. In Cha III fehlt eine ausgeprägte sehr kalte Komponente.

(d–f) Vergleich der Korrelations-Diagramme bei 170 μm , 100 μm und 60 μm , jeweils in Cha I. Da die ISSA-Karten Winkelauflösungen von $5'$ haben, wird in (d) zum besseren Vergleich die 170- μm -Karte mit derselben Auflösung verwendet. Die Staub-Emission bei 60 μm ist nicht mit der Extinktion korreliert.

$\tau(1.25 \mu\text{m}) = (3.545 \cdot 1.086)^{-1} A_V/\text{mag}$. Somit ergibt sich

$$\frac{\tau(170 \mu\text{m})}{\tau(1.25 \mu\text{m})} = 2.6 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{I_{170}/\text{MJy sr}^{-1}}{A_V/\text{mag}} = 2.7 \cdot 10^{-3} \quad . \quad (4.2)$$

Der 170- μm -Äquivalent-Wirkungsquerschnitt pro Wasserstoff-Kern (nur der Staub emittiert!) ist definiert als optische Tiefe bei 170 μm pro Einheit Wasserstoff-Säulendichte, $\sigma_{\text{H}}^{170} \equiv \frac{\tau(170 \mu\text{m})}{N(\text{H})}$. Dabei ist $N(\text{H}) \equiv N(\text{HI}) + 2N(\text{H}_2)$. Mit $N(\text{H})/E(B - V) = 5.8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}/\text{mag}$ (Bohlin et al. 1978) und $A_J/E(B - V) = 0.874$ für $R_V = 3.1$ (Cardelli et al. 1989) ergibt sich nach Gleichung 4.2: $\sigma_{\text{H}}^{170} = 3.7 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$. Dieser für Cha I bestimmte Äquivalent-Wirkungsquerschnitt steht in guter Übereinstimmung mit dem von Lehtinen et al. (1998) für eine kleine Globule bestimmten Wert $3.5 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ (siehe Kap. 5.3.2).

4.2 Kleinskalige Strukturen

4.2.1 Die sehr kalten Knoten

In der Region $\alpha = [10^{\text{h}}30^{\text{m}}, 13^{\text{h}}30^{\text{m}}]$, $\delta = [-82^\circ, -75^\circ]$ identifiziert das Knoten-Extraktionsprogramm 325 Quellenkandidaten, die die Standardkriterien (Tab. 3.1) erfüllen. Abbildung 4.6 zeigt die Verteilungen der Winkeldurchmesser, Flächenhelligkeiten und Farb-Parameter.

Die Durchmesser der Quellenkandidaten sind wenig größer als die Winkelauflösung der im Extraktionsprogramm verwendeten Daten. Der Zentralwert der Verteilung liegt bei $6.3'$, entsprechend 0.29 pc in Chamaeleon. Zu größeren Skalenlängen ist die Verteilung dadurch begrenzt, daß das Extraktionsprogramm Strukturen mit Halbwertsbreiten über $10'$ vorzugsweise in Unterstrukturen aufspaltet. Die Existenz von Unterstrukturen ab linearen Abmessungen von 0.5 pc ist zu erwarten, weil die aus radiospektroskopischen Untersuchungen bekannten Wolkenkerne typischerweise kleinere Abmessungen besitzen (Mizuno et al. 1999). Alle Quellenkandidaten mit $\text{FP} > 7$ sind kleiner als $7'$ (0.3 pc). Der Zentralwert der Farb-Parameter (FP) liegt bei 3.5 , entsprechend einer Farbtemperatur von 14.9 K . Die Verteilung hat einen prominenten Ausläufer bis $\text{FP} = 9$ ($T_{\text{F}} = 11.6 \text{ K}$), d. h., einige der Quellenkandidaten sind deutlich kälter als die Dunkelwolke im Durchschnitt. Insgesamt haben 18% der Quellenkandidaten Farb-Parameter $\text{FP} > 5$, 7% $\text{FP} > 6$ und 3% $\text{FP} > 7$.

Zur Identifikation der kältesten Quellen werden die Positionen der Kandidaten mit $\text{FP} > 6$ miteinander verglichen. Beträgt der Abstand zweier Kandidaten aus zwei verschiedenen Schwenks weniger als $5'$, können sie i. allg. als *ein* Objekt identifiziert werden. Führen mehrere Schwenks über dieselbe Quelle kann auch deren zweidimensionale Ausdehnung abgeschätzt werden. Die durch Positionsvergleich der Quellenkandidaten identifizierten Objekte werden als *Quellen* oder *Knoten* bezeichnet. Die Parameter der Quellen ergeben sich durch Mittelung der

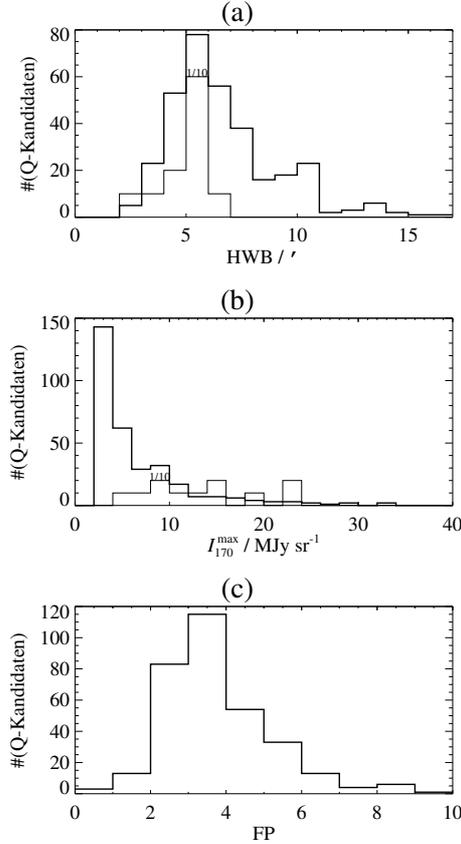


Abbildung 4.6: Größe, Flächenhelligkeit und Farbe der 325 Quellenkandidaten in Chamaeleon.

(a) Histogramm der Winkeldurchmesser (Halbwertsbreiten) in Schwenkrichtung. Aufgetragen ist die Anzahl der Quellenkandidaten pro Größen-Intervall von $1''$. Die schmale Linie gibt die Verteilung der Quellenkandidaten mit $\text{FP} > 7$ an. Zur besseren Sichtbarkeit ist sie 10fach überhöht dargestellt.

(b) Histogramm der maximalen Flächenhelligkeiten I_{170}^{\max} . Das Intensitäts-Intervall beträgt 2 MJy sr^{-1} . Die schmale Linie gibt, wieder 10fach überhöht, die Verteilung der Quellenkandidaten mit $\text{FP} > 7$ an.

(c) Farb-Parameter-Verteilung. 115 Quellenkandidaten haben einen Farb-Parameter (FP) zwischen 3 und 4, 11 haben $\text{FP} > 7$. Der Zentralwert der Verteilung liegt bei 3.5, dies entspricht einer Farbtemperatur von 14.9 K.

Parameter der zugehörigen Quellenkandidaten. Die meisten Knoten wurden allerdings nur von *einem* Schwenk überquert und sind dann in ihren Parametern mit denen des Quellenkandidaten identisch. Als *sehr kalte Knoten* werden diejenigen Quellen bezeichnet, die mindestens einmal als Kandidat mit $\text{FP} > 7$ gesehen worden sind. Tabelle 4.1 stellt die Parameter der so gefundenen sehr kalten Knoten zusammen.

Es gibt 11 Quellenkandidaten mit $\text{FP} > 7$, die zu 9 sehr kalten Knoten gehören, denn Knoten Nr. 5 und Nr. 8 (Nummerierung bzgl. Tabellen 4.1 und 4.2) enthalten je zwei solcher Kandidaten. Knoten Nr. 4 ist von einem zweiten Schwenk als Kandidat mit $6 < \text{FP} < 7$ gesehen worden. Diese 12 Farb-Parameter sowie die maximalen Flächenhelligkeiten der Kandidaten (I_{170}^{\max}) sind in der Tabelle einzeln aufgeführt. Für die Berechnung der Farbtemperatur werden die Parameter der doppelt identifizierten Knoten gemittelt. Auch die Positionen werden gemittelt, wobei jeder Knoten einzeln untersucht wird. Bei Knoten Nr. 8 kreuzen sich die Schwenks – als große und kleine Achse des Knotens sind hier die gemessenen Halbwertsbreiten angegeben. Sowohl bei Knoten Nr. 4 als auch Nr. 5 laufen die Schwenks etwa parallel, so daß hier aus den Halbwertsbreiten, den Schwenk-Abständen und den genauen Maximum-Positionen die Achsendurchmesser und der Positionswin-

4.2. KLEINSKALIGE STRUKTUREN

Nr.	Rekt.(2000)	Dekl.(2000)	Gr./Kl.		PW	I_{170}^{\max}	FP	T_F
(1)	(2)	(3)	Achse (')		(°)	(MJy/sr)	(8)	(K)
			(4)	(5)	(6)	(7)		(9)
1	10 ^h 49 ^m 48 ^s	-77°05'00"	5.0	-	-	11.7	8.4	11.8
2	10 54 57	-77 11 40	5.9	-	-	15.2	8.9	11.6
3	10 58 28	-77 34 10	4.9	-	-	5.6	7.1	12.3
4	11 03 00	-78 00 10	6.0	4.0	80	19.4, 16.9	7.7, 6.7	12.2
5	11 03 55	-77 48 20	9.0	6.0	60	23.5, 22.3	8.3, 7.1	12.0
6	11 04 36	-77 37 40	3.0	-	-	7.8	8.3	11.8
7	11 10 06	-76 49 40	4.9	-	-	14.3	7.7	12.1
8	12 50 07	-76 56 50	5.3	5.3	0	13.5, 8.4	8.3, 9.6	11.6
9	12 58 55	-77 13 30	3.9	-	-	8.5	8.5	11.8

Tabelle 4.1: Die sehr kalten Knoten. (1) Fortlaufende Nummer der sehr kalten Knoten in Chamaeleon, (2–3) äquatoriale Koordinaten des Knoten-Maximums I_{170}^{\max} , (4–5) große und kleine Achse der Ellipse, die die Ausdehnung des Knotens wiedergibt (in Bogenminuten, zur Bestimmung der Ellipse siehe Text), (6) Positionswinkel der Ellipse (von Nord über Ost nach Süd gemessen, in Grad), (7) maximale Flächenhelligkeit (in MJy sr⁻¹), (8) Farb-Parameter, (9) Farbtemperatur (in Kelvin).

kel abgeschätzt werden müssen. Lage und Ausdehnung der sehr kalten Knoten von Chamaeleon sind in Abbildung 4.3 eingezeichnet. 7 sehr kalte Knoten liegen in Cha I, 2 in Cha II. In Cha III und zwischen den Wolken befinden sich keine sehr kalten Knoten.

Um ihre astronomische Bedeutung einschätzen zu können, werden die sehr kalten Knoten in Tabelle 4.2 mit Daten aus anderen Spektralbereichen verglichen. Die meisten sehr kalten Knoten sind mit Dunkelwolken assoziiert. Außerdem sind bis auf einen alle sehr kalten Knoten, die im Bereich der nah-infrarot-basierten Extinktionskarten liegen (siehe Kap. 4.1.3), mit einer visuellen Extinktion $A_V > 5.6$ verknüpft. Schließlich liegen alle sehr kalten Knoten innerhalb der 2.5-K km s⁻¹-Niveaulinie der ¹³CO ($J = 1 \rightarrow 0$) Linienintensität (Abb. 4.3). Knoten Nr. 3, der mit der niedrigsten Extinktion und ¹³CO-Linienintensität verknüpft ist, ist der emissionsschwächste der sehr kalten Knoten. Zur Ableitung der Gastemperatur und Molekül-Säulendichte untersuchten Tóth et al. (2000) die ¹³CO- und C¹⁸O-Spektren von Mizuno et al. (1998) an denjenigen Positionen, die den sehr kalten Knoten am nächsten sind. Für zwei der sehr kalten Knoten liegen keine Daten vor, bei einem dritten ist die optische Tiefe der C¹⁸O-Linie zu gering, um die Anregungstemperatur und Säulendichte bestimmen zu können. Die restlichen 6 sehr kalten Knoten haben hohe C¹⁸O-Säulendichten, wie aus der ¹³CO-Linienintensität bereits zu vermuten war. C¹⁸O ist allerdings das seltenere Molekül, so daß anhand seiner Strahlung kleinere Volumina mit höheren Dichten beobachtet werden, als anhand von ¹³CO.

Nr.	Opt. Assoziation	A_V^{\max} (mag)	$T_{\text{ex}}^{\text{C}^{18}\text{O}}$ (K)	$\tau^{\text{C}^{18}\text{O}}$	$N(\text{H}_2)^{\text{C}^{18}\text{O}}$ ($10^{21}/\text{cm}^2$)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
1	DC 2962–158	2.3*	–	–	–
2	DCld 296.5–15.7	6.1	6.3	0.60	5.2
3		1.8	–	–	–
4		7.6	6.4	0.96	11
5	DC 2971–161-1	10.2	7.3	0.78	12
6		6.4	6.2	0.98	16
7	DCld 297.2–15.1	6.4		< 0.1**	
8	Ch 5	5.6	7.3	0.71	8.3
9	Ch 17	9.0	8.6	0.31	8.4

Tabelle 4.2: Vergleich der sehr kalten Knoten mit optischen, nah-infraroten und radio-spektroskopischen Daten. (1) Fortlaufende Nummer wie in Tabelle 4.1, (2) optisch assoziierte Dunkelwolke aus Hartley et al. (1986, DCld...) und Lee & Myers (1999, DC..., Ch...), (3) maximale visuelle Extinktion (in Magnituden) ohne Hintergrundsubtraktion, (4) C^{18}O -Anregungstemperatur des Übergangs ($J = 1 \rightarrow 0$, in Kelvin), (5) optische Tiefe im Zentrum der Linie, (6) H_2 -Säulendichte (aus den CO-Daten abgeleitet, in 10^{21} cm^{-2}). * aus Sternzählungen im Optischen (B -Band, Cambrésy 1999a), ansonsten aus Sternzählungen im Nah-Infraroten (J -Band, Cambrésy et al. 1997; Cambrésy 1999b) ** ausgewertete Position liegt 3' vom Knoten-Maximum entfernt

4.2.2 Staub- und Gastemperaturen in den sehr kalten Knoten

Die Anregungstemperatur der beobachteten Moleküllinie liegt in allen sehr kalten Knoten, in denen sie berechnet werden konnte, im Bereich $T_{\text{ex}}(\text{C}^{18}\text{O}) = 7.4 \text{ K} \pm 1.2 \text{ K}$. Wird die Anregungstemperatur als eine Näherung für die kinetische Gastemperatur betrachtet, sind die sehr kalten Knoten auch bzgl. der Gastemperatur sehr kalt. Es muß zwar damit gerechnet werden, daß die Linie subthermal angeregt ist (d. h. schwächer als unter der vorausgesetzten Bedingung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts), aber für den niedrigsten Rotations-Übergang ist die Näherung Modellrechnungen zufolge noch gerechtfertigt (siehe z. B. Warin et al. 1996). Auf jeden Fall ist davon auszugehen, daß die Gastemperaturen niedriger sind als die Staubtemperaturen. Das durchschnittliche Temperaturverhältnis in den sehr kalten Knoten beträgt $T_{\text{ex}}(\text{C}^{18}\text{O})/T_{\text{Staub}} = 0.59 \pm 0.03$ bei einer durchschnittlichen Staubtemperatur von 11.8 K.

Eine Gleichheit von Staub- und Gastemperatur ist nicht zu erwarten, denn Heiz- und Kühlmechanismen von Gas und Staub sind unterschiedlich. Dem molekularen Gas in einem dichten Wolkenkern, in den die ultraviolette Komponente des interstellaren Strahlungsfeldes nicht eindringt, steht als wichtigster Heizprozeß die Stoßionisation durch Partikel der kosmischen Strahlung zur Verfügung (Clarke & Pringle 1997, *Partikel-Heizung*). Die wichtigsten Kühlmechanismen sind inelastische Stöße zwischen Molekülen mit Dipolmoment und H_2 (*Moleküllinien-Kühlung*, vor allem durch Rotationsübergänge des CO-Moleküls) und Stöße der

Gasteilchen mit Staubkörnchen (*Staub-Kühlung*). Bei höherer Staub- als Gastemperatur führen Stöße zwischen Staub- und Gasteilchen zur Heizung des Gases (*Staub-Heizung*). Der Energiehaushalt der Staubteilchen wird dadurch nicht wesentlich beeinflusst (Leung 1975), die Staubtemperatur hängt praktisch nur von der Absorption und Emission elektromagnetischer Strahlung ab (siehe auch Kapitel 3.1.1). Für eine Gleichheit von Staub- und Gastemperatur muß die Staub-Kühlung (bzw. -Heizung) die Partikel-Heizung und die Moleküllinien-Kühlung dominieren. Modellrechnungen zeigen, daß diese thermische Kopplung erst für Dichten $n(\text{H}_2) > 10^5 \text{ cm}^{-3}$ zu erwarten ist (Krügel & Walmsley 1984).

Die Säulendichte der C^{18}O -Kerne von Mizuno et al. (1999) beträgt $N(\text{H}_2) \sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ bei einem Winkeldurchmesser von $\sim 10'$. Wird die Ausdehnung entlang der Sichtlinie mit dem linearen Durchmesser gleichgesetzt, ergibt sich eine durchschnittliche Dichte von $n(\text{H}_2) \sim 7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Eine thermische Kopplung ist somit ausgeschlossen. Im Falle von moderaten Dichten ($n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) berechneten Krügel & Walmsley (1984) eine Abkühlung von Staub- und Gastemperatur auf $T_{\text{Staub}} \approx 12 \text{ K}$ bzw. $T_{\text{kin}} \approx 8 \text{ K}$, wenn das einwirkende Strahlungsfeld „weich“ und schwach ist (verdünntes Schwarzkörperspektrum mit $T = 3000 \text{ K}$ und $\sim 50\%$ der Energiedichte des lokalen interstellaren Strahlungsfeldes). Es ist plausibel, daß ein solches Strahlungsfeld in den Chamaeleon-Wolken vorherrscht, wo es keine massereichen Sterne gibt, und die kürzerwellige, *harte* Komponente des allgemeinen interstellaren Strahlungsfeldes (siehe Kap. 3.1.1) bereits in den Außenbereichen der Wolken absorbiert wird. Die Staub- und Gastemperaturen der sehr kalten Knoten stehen somit in sehr guter Übereinstimmung mit den Modellrechnungen.

4.2.3 Vollständigkeit und Zuverlässigkeit der Methode

Nachdem in den vorigen Kapiteln gezeigt wurde, daß die sehr kalten Knoten in Chamaeleon opake Kondensationen in den Molekülwolken mit hoher Säulendichte an kaltem Gas sind, soll hier die Leistungsfähigkeit der Methode beurteilt werden. Es stellen sich die Fragen nach der Vollständigkeit (*Werden alle sehr kalten Knoten gefunden?*) und nach der Zuverlässigkeit (*Sind alle der als sehr kalte Knoten identifizierten Objekte von der genannten Art?*). Die Cha I-Region ist für die Überprüfung der Vollständigkeit am besten geeignet, weil sie von den Chamaeleon-Wolken die größte Überdeckung durch die Zufallsdurchmusterung aufweist (ca. 30%). Mizuno et al. (1999) identifizierten in Chamaeleon 23 C^{18}O -Kerne („ C^{18}O cores“), von denen 6 in Cha I liegen, und alle 6 wurden von ISO-Schwenks überquert. Mit diesen Molekülwolken-Kernen werden im folgenden die Quellenkandidaten und die sehr kalten Knoten verglichen. Abbildung 4.7 zeigt Lage und Ausdehnung der sehr kalten Knoten und der C^{18}O -Kerne in Cha I.

Alle C^{18}O -Kerne in Cha I haben assoziierte Staub-Knoten, d. h. wurden in Form eines fern-infraroten Emissions-Exzesses detektiert und vom Programm gefunden. 4 der 6 C^{18}O -Kerne (Miz1, Miz2, Miz4, Miz5) sind mit sehr kalten Knoten assoziiert (siehe Abb. 4.7). Ein weiterer Kern (Miz6) ist mit mehreren Quellen-

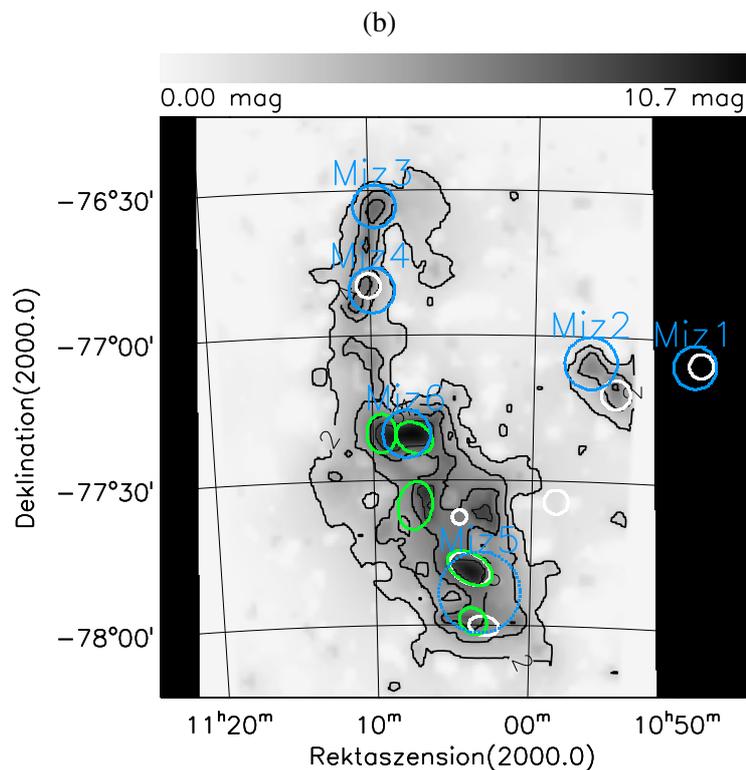
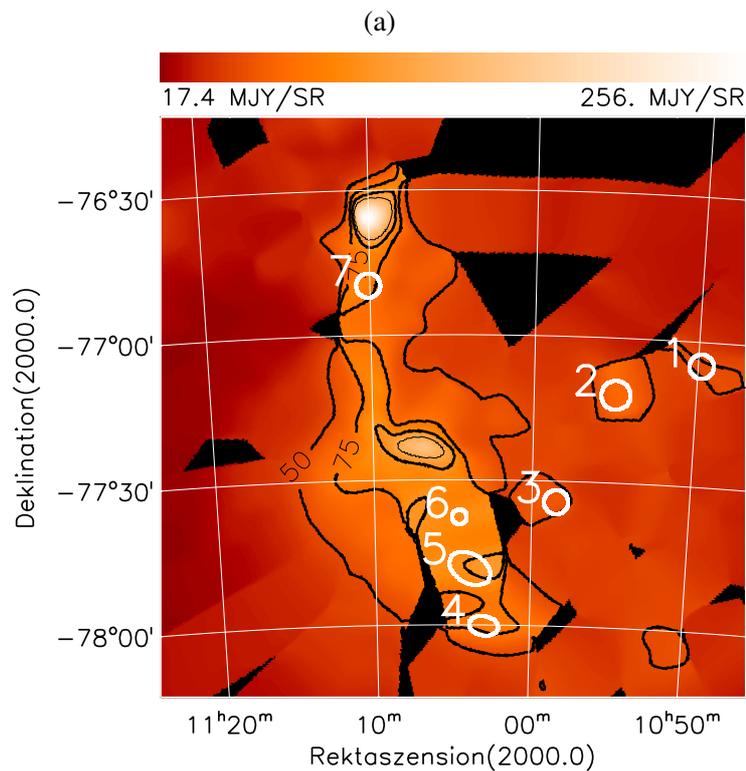


Abbildung 4.7: Die sehr kalten Knoten von Cha I.

(a) Ausschnitt aus der 170- μm -Karte, die aus den Schwenks der Zufallsdurchmusterung erzeugt wurde (Kap. 3.3, vgl. auch Abb. 4.1(b)). Niveaulinien von I_{170} sind eingezeichnet bei 50, 75, 100 und 125 MJy sr^{-1} . Die sehr kalten Knoten sind als weiße Kreise, bei wiederholter Überdeckung als Ellipsen eingezeichnet. Die Nummerierung der Chamaeleon-Quellen geschieht nach Rektaszension und folgt Tabelle 4.1.

(b) Die sehr kalten Knoten (weiß) im Vergleich mit C^{18}O -Kernen aus Durchmusterungen von Mizuno et al. (1999, blau) und Haikala et al. (1998, grün), eingezeichnet auf der Extinktionskarte von Cambrésy et al. (1997). Die Niveaulinien von A_V sind bei 2, 4, 6, 8 mag angegeben. Die Ähnlichkeit zur Karte von (a) bestätigt qualitativ die enge Korrelation zwischen Staub-Emission und Absorption (Abb. 4.5(d)).

kandidaten der Farbtemperatur $T_F \approx 14 \text{ K} - 15 \text{ K}$ assoziiert ($FP \approx 4$), enthält also Staub einer etwas höheren Temperatur als die sehr kalten Knoten. Der nördlichste der $C^{18}O$ -Kerne liegt in Richtung einer lokalen Häufung von jungen stellaren Objekten (Mizuno et al. 1999) und enthält warmen Staub ($FP \approx 1$). Diese Quelle (Ced 112, vgl. Abb. 4.3) wird in Kapitel 4.2.5 behandelt.

Umgekehrt liegen alle bis auf einen der sehr kalten Knoten in oder nahe bei einem $C^{18}O$ -Kern. Da die Achsenverhältnisse der $C^{18}O$ -Kerne nicht einzeln publiziert wurden, sind in Abbildung 4.7(b) nur Kreise eingezeichnet. In Wirklichkeit sind die meisten $C^{18}O$ -Kerne jedoch länglich mit Achsenverhältnissen zwischen 1.1 und 3.1. Wahrscheinlich liegen alle Knoten, die sich scheinbar dicht neben den $C^{18}O$ -Kernen befinden, tatsächlich innerhalb der Kerne. Bei den sehr kalten Knoten Nr. 4 und 6 ist das sicher der Fall, denn bei Miz5 wurde ein Hinweis auf 2 Nebenmaxima gegeben, deren Positionen mit denen von Knoten Nr. 4 bzw. 6 übereinstimmen. Bei Knoten Nr. 2 ist dies zu vermuten in Anbetracht der länglichen Struktur in der Extinktionskarte, die mit dem $C^{18}O$ -Kern übereinstimmen könnte. In der $C^{18}O$ -Kartierung des zentralen Gebietes von Cha I von Haikala et al. (1998, $45''$ Winkelauflösung bei $1'$ Schrittweite) werden die Knoten Nr. 4 und 5 als einzelne $C^{18}O$ -Kerne gesehen („S1“ und „S2“).

In Bezug auf die zum Vergleich herangezogene $C^{18}O$ -Durchmusterung kann die Extraktion der sehr kalten Knoten als vollständig angesehen werden. Allerdings stößt die automatisierte Quellenextraktion in jedem Fall auf Grenzen, wo das Konfusionsrauschen, d. h. das projizierte Überlappen von Quellen, zu stark wird. Ein Beispiel ist Knoten Nr. 9, der nur in einem Schwenk als sehr kalt erkannt wird, während ein zweiter Schwenk den Knoten nicht von einem Sekundärmaximum trennen kann (siehe QK 13(II) in Abb. 3.3). Die Projektion einer warmen Quelle direkt neben eine kalte kann auch zur Folge haben, daß trotz erfolgreicher Trennung in den $170\text{-}\mu\text{m}$ -Daten die kalte Quelle bei $100 \mu\text{m}$ in den Ausläufern der warmen Quelle verschwindet, und somit das Kriterium 2 (siehe Standardkriterien in Tab. 3.1) nicht erfüllt. Solche *Nur-170- μm -Fälle* werden markiert und müssen in einer interaktiven Analyse separat behandelt werden.

Die Zuverlässigkeit läßt sich über den Vergleich mit den Moleküllinien-Daten hinaus nur mit Hilfe von anderen Fern-Infrarot-Beobachtungen eingrenzen. Haikala et al. (1998) kartierten $18' \times 18'$ im Süden von Cha I mit ISOPHOT. Aus den Beobachtungen bei $80 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$, $150 \mu\text{m}$ und $200 \mu\text{m}$ bestimmten Tóth et al. (2000) die Staubtemperaturen in Knoten Nr. 4 und Nr. 5 zu $T_F = (13.7 \pm 0.5) \text{ K}$. Dies sind die einzigen Staub-Kondensationen des beobachteten Feldes, und beide Objekte werden hier gefunden und als sehr kalte Knoten klassifiziert (siehe auch Tab. 3.2).

4.2.4 Staub-Knoten und $C^{18}O$ -Kerne

Staub-Knoten und $C^{18}O$ -Kerne stehen in engem Zusammenhang: Abgesehen von Knoten Nr. 3 liegen alle sehr kalten Knoten bei einem $C^{18}O$ -Kern. Es muß aber betont werden, daß die sehr kalten Knoten nicht *dieselben* Objekte sind wie die $C^{18}O$ -

Kerne, in dem Sinne, daß hier der Staub derselben Gebilde (d. h. aus denselben Volumina) beobachtet würde, deren molekulares Gas zur Identifikation als $C^{18}O$ -Kerne geführt hat. Die scheinbaren Durchmesser der $C^{18}O$ -Kerne (50%-Niveau der Linienintensität bei 2' Schrittweite) liegen zwischen 9' und 17', während die der sehr kalten Knoten zwischen 3' und 9' liegen. Miz5 umfaßt beispielsweise die Knoten Nr. 4, 5 und 6 (s. o.).

Die sehr kalten Knoten liegen unterschiedlich dicht in den Chamaeleon-Wolken: 7 liegen in Cha I, 2 in Cha II und kein sehr kalter Knoten befindet sich in Cha III. Diese Verteilung ist mit den physikalischen Parametern der $C^{18}O$ -Kerne zu vergleichen, die in den 3 Chamaeleon-Wolken ebenfalls Unterschiede aufweisen. Ihre durchschnittlichen Massen und Säulendichten nehmen von Cha I über Cha II nach Cha III ab, ebenso das Verhältnis Masse des $C^{18}O$ -Kerns zu Masse der Molekülwolke. Mizuno et al. (1999) bringen diese Größen mit der Sternentstehungs-Effizienz ($\equiv \sum M_{\star}/M_{\text{Molekülwolke}}$) in Verbindung, die von ihnen in Cha I, Cha II, Cha III zu 13 %, 1 %, 0 % bestimmt wird. Höhere Massen bei gleichen Durchmessern und Linienbreiten führen auch zu kleineren Verhältnissen $M_{\text{Vir}}/M_{\text{Kern}}$, wobei M_{Vir} die aus dem Virialsatz berechnete Masse einer (theoretischen) gravitativ gebundenen Gaskugel konstanter Dichte ist. Liegt dieses relativ einfach zu bestimmende Verhältnis nahe bei 1, wird der Kern i. allg. als gravitativ stabil angesehen, während bei einem Verhältnis größer 1 die innere Turbulenz (ohne äußeren Druck) zu einer Auflösung des Wolkenkerns führen sollte.² Mizuno et al. (1999) deuten die unterschiedlichen Bedingungen als zeitliche Sequenz in der Entwicklung einer Molekülwolke: von Cha III durch das Abklingen von Turbulenz und anschließender Verdichtung hin zu Cha I, einem „gravitativ relaxierten Kern-Wolken-System“; dies komme auch in der hohen Sternentstehungs-Effizienz zum Ausdruck.

Ohne auf die Interpretation der $C^{18}O$ -Ergebnisse im Detail einzugehen, ist festzustellen: Sehr kalte Knoten finden sich nur in Wolken mit gegenwärtiger Sternentstehung (nicht in Cha III). Sehr kalte Knoten finden sich nur in $C^{18}O$ -Kernen mit einem niedrigen Verhältnis $M_{\text{Vir}}/M_{\text{Kern}} < 1.6$. Diese haben relativ hohe Säulendichten ($N(H_2) > 8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$), aber in den $C^{18}O$ -Kernen mit den höchsten Säulendichten ($N(H_2) > 2 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) finden sich keine sehr kalten, sondern teilweise sogar besonders warme Knoten ($T_F \gtrsim 25 \text{ K}$), denn diese werden vom warmen Staub um junge Proto-Sterne dominiert.

Insgesamt läßt sich folgendes Bild zeichnen: Aufgrund der filamentartigen Strukturen und hohen Säulendichten in Molekülwolken nimmt die aufsummierte Emission des Staubes zu, und es kommt zur Ausbildung der Staub-Knoten. Die Staubtemperatur in den Knoten liegt dabei nahe an der großflächigen Temperatur der Wolke, welche wiederum aufgrund der leichten Abschirmung des interstellaren Strahlungsfeldes etwas unter der des umgebenden interstellaren Mediums liegt. In diesem Stadium werden auch bereits $C^{18}O$ -Kerne beobachtet. Kommt es zu ei-

²Dieses Bild ist stark vereinfacht. Wichtige Größen wie Magnetfeld, äußere Randbedingungen und Chemie werden vernachlässigt; außerdem kollabieren Kondensationen der Größe der $C^{18}O$ -Kerne ($> 10 M_{\odot}$) i. allg. nicht als Ganzes.

ner weiteren Verdichtung der Materie, können die Knoten selbst einen erheblichen Teil der einfallenden Strahlung absorbieren, so daß die Staubtemperatur im inneren, dichteren Teil der Knoten merklich abnimmt. Hier können auch andere Effekte, die in Kapitel 5 angesprochen werden, wie z. B. Staub-Agglomeration zur Abkühlung beitragen. Dies ist der Fall in den dichteren und evtl. massereicheren $C^{18}O$ -Kernen. In diesem Stadium können Temperaturen $T_{\text{Staub}} < 13$ K, wie sie für die sehr kalten Knoten gefunden werden, erreicht werden. Kommt es im Knoten oder in einem Teil des Knotens zu Fragmentation und Kollaps, steigt je nach Masse des Proto-Sterns die Farbtemperatur in dem Bereich des Knotens, der nicht vom stellaren Objekt getrennt werden kann, stark an. Bei der Entstehung massereicherer Sterne ($< 1 M_{\odot}$) bleiben selbst eng benachbarte Knoten unbeeinflusst, so daß dort weiterhin hohe Staubbichten und niedrige Farbtemperaturen gemessen werden, bis auch dort Sterne entstehen oder sich die Knoten z. B. aufgrund zu großer innerer Turbulenz selbst auflösen. In diesem Bild markieren dann die sehr kalten Knoten die Gebiete gerade noch nicht stattfindender Sternentstehung.

4.2.5 Anmerkung zu den warmen Quellen

In den Farbtemperatur-Karten der Abbildungen 4.2 und 4.3 sind 3 kompakte, warme Quellen zu sehen, die vom Extraktionsprogramm ebenfalls gefunden werden. Dies sind:

1. Cha IRN = Ced 111 (Cederblad 1946) ($\alpha = 11^{\text{h}}08^{\text{m}}00^{\text{s}}$, $\delta = -77^{\circ}42'$), ein als „Chamaeleon Infrared Nebula“ bezeichneter bipolarer Nebel (im nahen Infrarot), der im mittleren und fernen Infrarot (IRAS 11072–7727) sehr hell ist. Die Leuchtkraft beträgt $170 L_{\odot}$. Cha IRN wurde von Ageorges et al. (1996) als kollabierender Wolken-Kern mit bipolarer Ausfluß-Kavitation klassifiziert. Das in einer Staubscheibe eingebettete System ist wahrscheinlich ein junger Doppelstern (Feldt et al. 1998).
2. IC 2631 = Ced 112 ($\alpha = 11^{\text{h}}09^{\text{m}}45^{\text{s}}$, $\delta = -76^{\circ}36'$), ein Reflexionsnebel am südlichen Rand einer Gruppe Vor-Hauptreihen-Sterne. Mattila et al. (1989) fanden in CO-Moleküllinien-Untersuchungen einen bipolaren Ausfluß, ein Indiz für Sternentstehung. Vermutlich eine eingebettete Proto-Stern-Assoziation regt den Staub zu einem Emissions-Exzeß im mittleren Infrarot an (Persi et al. 2000).
3. HH 52–54 ($\alpha = 12^{\text{h}}52^{\text{m}}30^{\text{s}}$, $\delta = -76^{\circ}07'$), eine Gruppe von Herbig-Haro-Objekten als dessen anregende Quelle ein sehr junger Herbig-Ae/Be-Stern vermutet wird (Reipurth et al. 1993).

Diese warmen Quellen werden von innen durch Proto- oder Vor-Hauptreihen-Sterne geheizt. Dabei wird die Emission noch durch relativ große Mengen heißen, zirkumstellaren Staubes beeinflusst. Die Winkelauflösung reicht aber bei weitem nicht aus, um den zirkumstellaren Staub räumlich zu isolieren. Das Extraktionsprogramm liefert für Cha IRN $T_{\text{F}} \approx 25$ K, während Cohen & Schwartz (1984)

die Temperatur der kältesten Staubkomponente mit 65 K angeben, gemessen bei Wellenlängen bis zu 160 μm (also bei ähnlichen wie den hier verwendeten Wellenlängen), aber mit einer Winkelauflösung von $45''$. Wegen des großen Temperaturgradienten hängt die gemessene Farbtemperatur vom Auflösungsvermögen des Teleskops ab.

Allgemein läßt sich sagen, daß das Extraktionsprogramm nicht geeignet ist, Objekte zu charakterisieren, deren eingebettete Quellen von nicht zu vernachlässigenden Mengen heißen Staubes umgeben sind. Die erwarteten Temperaturgradienten können räumlich nicht verfolgt werden. Eine komplementäre Methode, kalten und warmen Staub ($T \gtrsim 25 \text{ K}$) zumindest ansatzweise mit Hilfe der 60- μm -IRAS-Daten zu trennen, wurde im automatisierten Modus bisher nicht entwickelt. Allerdings ist nicht zu erwarten, daß warme Objekte *neu* entdeckt werden (wofür eine Automatisierung besonders wichtig wäre), weil warme Quellen bereits in den IRAS-Durchmusterungen ein auffälliges Signal abgegeben haben. Die größere Wellenlänge 170 μm ist zur expliziten Suche nach warmen Quellen natürlich ungeeignet.

4.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Das wichtigste Ergebnis der vorangegangenen Kapitel ist, daß mit der Zufallsdurchmusterung bei 170 μm in Verbindung mit der IRAS-Durchmusterung bei 100 μm die Farbtemperatur des kalten Staubes zuverlässig bestimmt werden kann. Die durchschnittliche Farbtemperatur der Molekülwolken liegt zwischen 13.9 K (Cha I) und 14.8 K (Cha II), was gut mit dem von Boulanger et al. (1998) auf Basis von DIRBE-Daten bestimmten Durchschnittswert (14.2 K–14.9 K) übereinstimmt. Die Regionen mit Staubtemperaturen $< 15 \text{ K}$ sind fast identisch mit den Regionen mit Linienemission ($J = 1 \rightarrow 0$) des ^{13}CO -Moleküls (Laborfrequenz $\nu_0 = 110 \text{ GHz}$). Die Existenz von kaltem und dichtem Gas ist korreliert mit der Existenz von kaltem und dichtem Staub (hohe Säulendichte). Die Emission bei 60 μm ist erheblich von einer anderen, wärmeren Staubkomponente beeinflusst und zwar auch in einer relativ kühlen Region wie Cha I. Die für die 60- μm -Emission mitverantwortlichen sehr kleinen Körnchen spielen bei 100 μm keine Rolle mehr. Die Tatsache, daß I_{170} und I_{100} von ein und derselben Staubkomponente dominiert werden, hat wichtige Konsequenzen. Erstens kann die Farbtemperatur aus dem I_{170}/I_{100} -Verhältnis als durchschnittliche Temperatur der großen Staubkörnchen interpretiert werden (im Gegensatz zur I_{100}/I_{60} -Farbtemperatur), und zweitens können kalte Knoten alleine mit Hilfe der Intensitäten bei 170 μm und 100 μm gefunden werden.

In einem $11^\circ \times 8^\circ$ großen Feld um die Chamaeleon-Wolken werden 325 Quellenkandidaten gefunden. Durch Positionsvergleich der Quellenkandidaten können insgesamt 9 sehr kalte Knoten (mit $\text{FP} > 7$) identifiziert werden, die lineare Durchmesser zwischen 0.1 pc und 0.3 pc sowie Farbtemperaturen zwischen 11.6 K und 12.3 K haben. Die sehr kalten Knoten sind mit Regionen hoher Extinktion und

Molekülsäulendichte korreliert.

Alle bis auf einen sehr kalten Knoten liegen bei einem $C^{18}O$ -Kern aus der Durchmusterung von Mizuno et al. (1999). Ein Vergleich der $C^{18}O$ -Anregungstemperaturen mit den Staubtemperaturen belegt in Chamaeleon die Korrelation von kaltem Gas mit kaltem Staub, obwohl die Dichte nicht zur direkten thermischen Kopplung ausreicht. Das durchschnittliche Temperaturverhältnis beträgt $T_{\text{ex}}(C^{18}O)/T_{\text{Staub}} = 0.6$ mit nur geringer Streuung. Die gefundenen Staub- und Gastemperaturen stimmen sehr gut mit den Modellrechnungen von Krügel & Walmsley (1984) überein.

Die Häufigkeit der sehr kalten Knoten nimmt von Cha I über Cha II nach Cha III hin ab. Die Abnahme geht einher mit einer Veränderung der Zustandsparameter der $C^{18}O$ -Kerne, die wiederum mit einer abnehmenden Sternentstehungseffizienz in Verbindung steht. Es ist plausibel, die sehr kalten Knoten als Stätten potentieller Sternentstehung anzusehen.

Kapitel 5

Dichtes Gas und kalter Staub in der Dunkelwolke B 217

5.1 B 217 als Fallbeispiel für Sternentstehung in Dunkelwolken

Während massereiche Sterne ausschließlich in großen, massereichen Molekülwolken entstehen, werden massearme Sterne auch in kleineren, isolierten Molekülwolken und Globulen gebildet. Da in diesen Gebieten keine großen Sternhaufen, sondern nur einige Einzelsterne oder Mehrfachsysteme entstehen, können die Anfangsbedingungen und der Prozeß der Sternentstehung dort besonders gut untersucht werden. Mit der Zufallsdurchmusterung bei $170 \mu\text{m}$ kann der kalte Staub der Mutterwolke noch bis zu den typischen Abmessungen dichter Wolkenkerne ($\sim 0.1 \text{ pc}$) charakterisiert werden (bei einer Entfernung $D < 200 \text{ pc}$). Während in Kapitel 4 mit einem automatisierten Verfahren die großflächige Verteilung des Staubes und der sehr kalten Knoten in einer Sternentstehungsregion untersucht wird, soll hier an einem einzelnen Objekt die Beziehung zwischen dichtem Gas und kaltem Staub beschrieben werden. Die Untersuchungen und Ergebnisse dieses Kapitels werden in Kürze veröffentlicht (Hotzel et al. 2001).

Das Barnard-Objekt B 217 ist eine kleine Dunkelwolke im Taurus-Molekülwolken-Komplex, die von 3 Schwenks der Zufallsdurchmusterung überquert wurde. Abbildung 5.1 zeigt eine Blau-Aufnahme aus dem Palomar Observatory Sky Survey II (POSS-II), auf der sich B 217 deutlich vom hellen Himmelshintergrund abhebt. Die Ausdehnung von B 217 beträgt $15' \times 10'$; das entspricht bei einer Entfernung von $D = 140 \text{ pc}$ (Elias 1978) linearen Abmessungen von $0.6 \text{ pc} \times 0.4 \text{ pc}$. Das Fehlen von Sternen auf den POSS-II Photoplaten über $10 \square'$ in den dunkelsten Gebieten, läßt auf eine Extinktion $A_V > 5 \text{ mag}$ schließen. Die beiden Helligkeitsminima bei $\alpha(2000) = 4^{\text{h}}27^{\text{m}}47^{\text{s}}$, $\delta = 26^{\circ}18'$ und $\alpha = 4^{\text{h}}28^{\text{m}}10^{\text{s}}$, $\delta = 26^{\circ}21'$ wurden durch Radiobeobachtungen der $(J, K) = (1, 1)$ Inversionslinie von NH_3 als dichte Wolkenkerne klassifiziert (Myers & Benson 1983; Goodman et al. 1993).

Die Punktquelle IRAS 04248+2612 befindet sich zwischen den beiden dich-

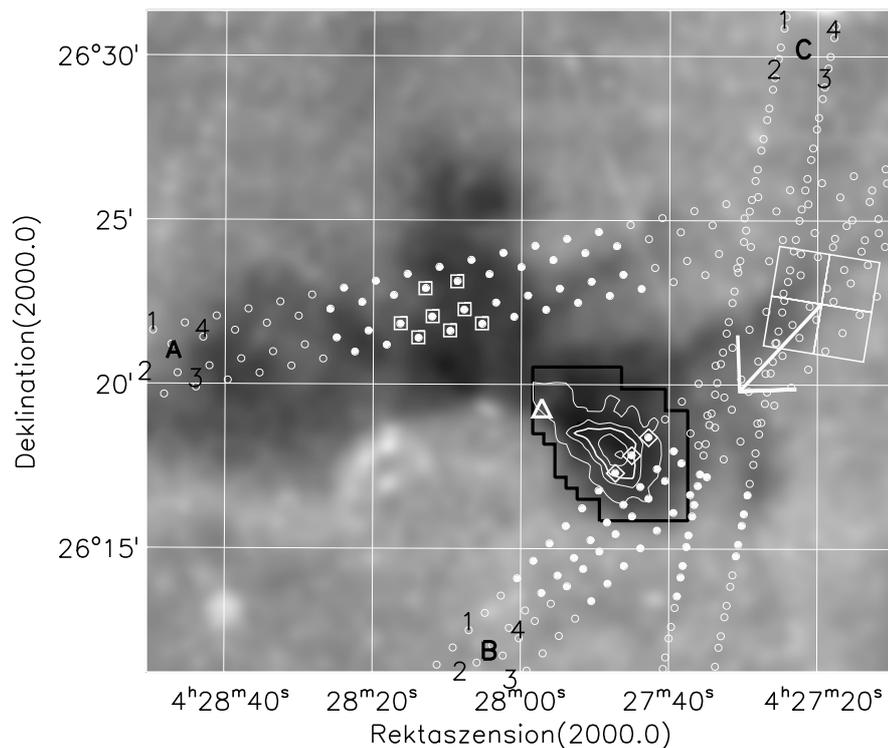


Abbildung 5.1: B 217 als Dunkelwolke auf der blauen POSS-II Photoplatte. Punktquellen sind entfernt, und die Karte ist auf eine Auflösung von $30''$ vergrößert worden. Der Protostern IRAS 04248+2612 zwischen den beiden dichten Molekülwolken-Kernen B217SW und B217NE ist mit einem Dreieck markiert. Darüber gelegt sind Niveaulinien der NH_3 -Säulendichte aus den Effelsberg-Beobachtungen. Abbildung 5.3 zeigt die gleichen Linien vergrößert.

Drei Schwenks der Zufallsdurchmusterung haben B 217 überquert: Kleine weiße Kreise markieren die (Meßpunkt-)Positionen der Detektor-Pixel. In diesem Kapitel heißen die Schwenks *Schwenk A* (verläuft von West nach Ost), *Schwenk B* (von West nach Süd) und *Schwenk C* (von Süd nach Nord). Ausgefüllte Kreise kennzeichnen (wie in Abb. 5.6) diejenigen Rampen, die zur Analyse der dichten Kerne verwendet werden. Boxen um die Kreise kennzeichnen „Ausreißer“ in den I_{100} - oder I_{170} -Werten, die in Zusammenhang mit Abbildung 5.6 diskutiert werden.

ten Kernen. Ihr zwischen $1.2 \mu\text{m}$ und $100 \mu\text{m}$ steil ansteigendes Spektrum deutet auf einen noch Masse akkretierenden Protostern hin. Ebenso sind eine kometenähnliche Ausflußstruktur im K -Band und die assoziierten Herbig-Haro-Objekte HH31(A–I) als Indizien stattfindender Sternentstehung zu verstehen (Tamura et al. 1991). Die Leuchtkraft dieses Protosterns ist mit $L_{\text{bol}} = 0.3 L_{\odot}$ (Chen et al. 1995) so gering, daß die nahen dichten Kerne wahrscheinlich unbeeinflußt bleiben und weitere, zukünftige Sternentstehung plausibel erscheint.

B217SW ist die vermeintlich dichteste Kondensation in B 217 und wurde von Harju & Walmsley (1988) mit dem Effelsberger 100-m-Teleskop in den $(J, K) = (1, 1)$ und $(2, 2)$ Inversionslinien des NH_3 -Moleküls kartiert. Diese bislang unveröffentlichten Daten werden hier ausgewertet, um die kinetische Gastemperatur T_{kin} , die NH_3 -Säulendichte $N(\text{NH}_3)$ und die Gasdichte n zu bestimmen. Der dynamische Zustand des dichten Kerns wird aus dem Vergleich der potentiellen und kinetischen Energien abgeleitet. Die Staub-Emission wird mit der Zufallsdurchmusterung bei $170 \mu\text{m}$ und den IRAS Daten bei $100 \mu\text{m}$ untersucht. B 217 kann als typische Geburtsstätte massearmer Sterne angesehen werden, und durch den Vergleich von Staub- und Gasparametern sollen charakteristische physikalische Bedingungen bei der Sternentstehung in Globulen und kleinen Dunkelwolken analysiert werden.

5.2 Zustand des Gases

5.2.1 Auswertung der Radio-Daten

Die Ammoniak-Beobachtungen wurden im Juli 1988 am Effelsberger 100-m-Teleskop durchgeführt, dessen Hauptkeule bei 23 GHz eine Halbwertsbreite von $40''$ hat. Das Spektrometer wurde in zwei Hälften mit Bandbreiten von 6.25 MHz aufgespalten, die auf die Frequenzen der $(J, K) = (1, 1)$ und $(2, 2)$ Inversionslinien von NH_3 zentriert wurden. Die Geschwindigkeits-Auflösung ($\hat{=}$ Frequenz-Auflösung) betrug 0.15 km/s . Die Kartierungs-Schrittweite betrug $20''$ in der inneren Region und $40''$ in den Außenbereichen der Karte, deren Ausdehnung in Abbildung 5.1 markiert ist.

Die Hyperfeinspektren sind nach einer Methode von Harju et al. (1993) reduziert worden. Diese Methode wurde speziell zur Reduktion von NH_3 -Daten mit spektraler Auflösung des verwendeten Empfängers in Verbindung mit den typischen Linienbreiten und Opazitäten der dichten NH_3 -Kerne entwickelt (siehe Abb. 5.2). Die grundsätzlichen Schritte sind folgende: Aus den gemessenen relativen Intensitäten der Hyperfeinkomponenten des $(J, K) = (1, 1)$ Inversionsübergangs kann die optische Tiefe τ jeder Komponente (in Verbindung mit der Geschwindigkeits-Verbreiterung der Linien) bestimmt werden. Die optische Tiefe $\tau \equiv \tau(\nu)$ an jeder Stelle des Spektrums folgt aus der optischen Tiefe an *einer* Stelle. Bei bekannter Opazität kann aus der gemessenen Antennentemperatur die Anregungstemperatur T_{ex} des Übergangs und damit die Säulendichte aller NH_3 -Moleküle im Zustand $(J, K) = (1, 1)$ bestimmt werden. Zur Bestimmung der Säulen-

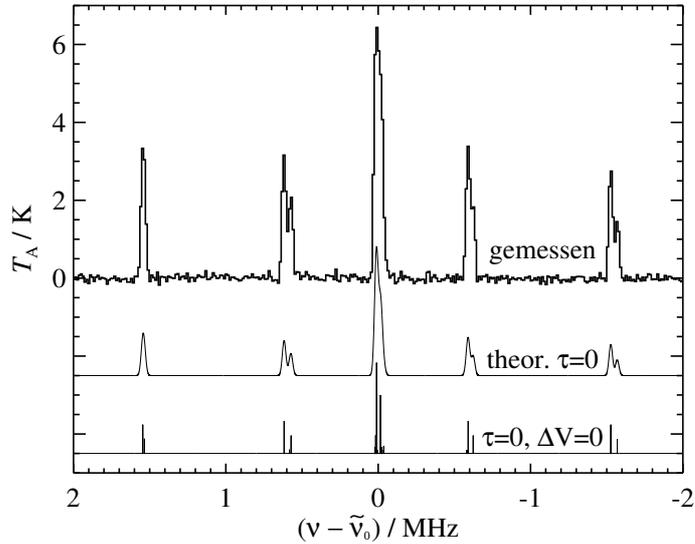


Abbildung 5.2: Hyperfeinstruktur des $(J, K) = (1, 1)$ Inversionsübergangs von Ammoniak. Die Abszisse gibt die Frequenz, korrigiert für die gemessene Radialgeschwindigkeit der Wolke, an. Als Ordinate ist die Antennentemperatur aufgetragen. Die obere Linie zeigt das kalibrierte, gemessene Spektrum an der Maximum-Position. Die dünnen Kurven sind theoretische Spektren für emittierendes Gas niedriger Opazität ($\tau(\nu) \ll 1 \Rightarrow T_A(\nu) \propto \tau(\nu)$). Das obere theoretische Spektrum hat dieselbe Linienbreite wie das gemessene Spektrum. Der unterste Graph gibt die quantenmechanische Übergangswahrscheinlichkeit aller 18 Hyperfeinkomponenten an, die sich in die 5 Gruppen anordnen. Ein theoretisches Spektrum mit verschwindender Opazität und Linienbreite würde diese Gestalt annehmen.

dichte aller NH_3 -Moleküle werden für die Verteilungsfunktion die vereinfachenden Annahmen gemacht, daß nur metastabile ($J = K$) Rotationszustände besetzt sind, und daß deren Besetzung bereits durch die Rotationstemperatur T_{12} festgelegt ist, welche das relative Besetzungsverhältnis der Rotationszustände $(2, 2)$ zu $(1, 1)$ beschreibt. Noch höher angeregte Zustände, wie z. B. Vibrationen, spielen keine Rolle. Die Rotationstemperatur T_{12} kann bei detektierter $(J, K) = (2, 2)$ Inversionslinie bestimmt werden, ohne daß diese Linie in ihre Hyperfeinkomponenten aufgespalten werden können muß. T_{12} ist bei den hier vorkommenden niedrigen Anregungszuständen fast identisch zur kinetischen Temperatur T_{kin} . Eine kleine Korrektur wird mit der Berücksichtigung des nächsthöheren Niveaus $(J, K) = (2, 1)$ angebracht (Walmsley & Ungerechts 1983; Danby et al. 1988). Da die Anregung des oberen $(1, 1)$ Inversionsniveaus durch Stöße mit Wasserstoffmolekülen zustande kommt, kann aus dem Unterschied zwischen T_{kin} und T_{ex} die Dichte $n(\text{H}_2)$ (Anzahldichte) abgeleitet werden. Dabei werden die von Danby et al. (1988) berechneten Stoßkoeffizienten verwendet. Bei sehr hoher Dichte ist der Übergang *thermalisiert*, d. h. $T_{\text{ex}} \approx T_{\text{kin}}$. In diesem Bereich kann die Dichte dann nicht mehr bestimmt werden.

5.2.2 Ergebnisse der NH_3 -Beobachtungen

Abbildung 5.3 zeigt die Ergebnisse der Ammoniak-Beobachtungen in Form einer Temperaturkarte mit Niveaulinien der NH_3 -Säulendichte. In einem $2' \times 1.5'$ großen Gebiet im Kartenzentrum ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in beiden Inversionslinien hoch genug, um τ , T_{ex} und T_{12} aus den Beobachtungen bestimmen zu können. Außerhalb dieser Region wird zur Bestimmung der NH_3 -Säulendichte $T_{\text{ex}} = 10$ K und/oder $T_{12} = 10$ K bei nicht ausreichender Detektion der (1, 1) Hyperfeinkomponenten und/oder Nicht-Detektion des (2, 2) Inversionsübergangs angenommen. Ein Vergleich der mit diesen Annahmen erhaltenen Säulendichten mit den aus den gemessenen Temperaturen erhaltenen Säulendichten (in der inneren Region) läßt die Abschätzung zu, daß mit diesen Annahmen die Säulendichten in den äußeren Regionen auf $\approx 50\%$ genau bestimmt werden können. T_{kin} und $n(\text{H}_2)$ können dort allerdings nicht bestimmt werden.

Die Größe von B217SW ist $2.3' \times 1.4'$, worunter nach Konvention die große bzw. kleine Achse der 50%-Niveaulinie der (1, 1) Linienintensität angesehen wird.

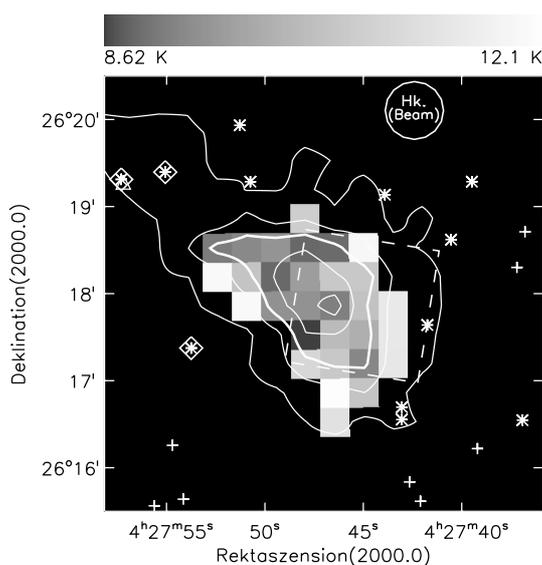


Abbildung 5.3: Kinetische Temperatur (Bild) und NH_3 -Säulendichte (Niveaulinien) von B217SW. T_{kin} kann nur bei ausreichender Signalstärke im inneren Teil bestimmt werden; der Temperaturbereich ist im obigen Farbbalken angegeben. Niveaulinien von $N(\text{NH}_3)$ sind gezeichnet bei 0.1-, 0.3-, 0.5(fett)-, 0.7- und 0.9-mal dem Maximum-Wert von $1.7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Pluszeichen und Sternchen markieren die Positionen von 2MASS-Punktquellen. Sternchen stehen für Quellen innerhalb der Region, wo $N(\text{NH}_3)$ bestimmt werden kann. Diese Objekte werden zur Bestimmung von $\chi(\text{NH}_3)$ verwendet, abgesehen von denen, die mit Rauten markiert sind. Solche Quellen sind möglicherweise in die Wolke eingebettete Objekte (eines ist mit der IRAS-Quelle identisch). Zusätzlich markiert sind die Hauptkeule des Effelsberg-Teleskops und die Apertur eines C200-Detektor-Pixels (gestricheltes Quadrat).

Das geometrische Mittel der großen und kleinen Achse wird als *Durchmesser* bezeichnet. Er beträgt $1.8'$, entsprechend 0.073 pc bzw. 15000 AE. Die Niveaulinien der NH_3 -Säulendichte sind auf $\alpha = 4^{\text{h}}27^{\text{m}}47^{\text{s}}$, $\delta = 26^{\circ}18'$ zentriert, eine Position etwa $10''$ nordöstlich der Maximum-Position mit $N_{\text{NH}_3} = 1.7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Da der Versatz weniger als eine halbe diagonale Kartierungs-Schrittweite beträgt, könnte er bei verringerter Schrittweite kleiner ausfallen. Vom Maximum Richtung Südosten fällt die Säulendichte in nur $1'$ auf 10% ab. In die anderen Richtungen ist der Abfall weniger steil.

Die Gastemperatur schwankt um etwa 3 K innerhalb des dichtesten Gebietes des Kerns. Trotz der Streuung kann in Abbildung 5.4 ein Temperaturgradient ausgemacht werden, der von innen nach außen gerichtet ist und einen Betrag von ≈ 3.5 K/ 0.1 pc hat. Die radiale Dichteverteilung ist in Abbildung 5.5 aufgetragen. An der Maximum-Position kann nur eine untere Grenze für die Dichte angegeben werden, indem statt T_{ex} und T_{kin} (die praktisch gleich sind) $T_{\text{ex}} - \sigma(T_{\text{ex}})$ und $T_{\text{kin}} + \sigma(T_{\text{kin}})$ miteinander verglichen werden. Das mit der χ^2 -Methode angepaßte Potenzgesetz lautet $n \propto r^{-1.5}$.

Um die Gesamtmasse M_{NH_3} von B217SW aus den Ammoniak-Beobachtungen zu bestimmen, muß die Häufigkeit von NH_3 relativ zu den dominierenden Spezies der Gasphase, H_2 und He bekannt sein. Im folgenden wird eine relative Helium-Häufigkeit von $\chi(\text{He}) = 0.2$, d. h. 5 H_2 -Moleküle pro He-Atom, angenommen. Im Gegensatz zur Helium-Häufigkeit ist die relative Ammoniak-Häufigkeit $\chi(\text{NH}_3) \equiv N(\text{NH}_3)/N(\text{H}_2)$ von empfindlichen chemischen Prozessen abhängig und schwankt deshalb zwischen verschiedenen Objekten stark. In der Literatur gibt es zwei größere Untersuchungen, die für dichte Wolkenkerne re-

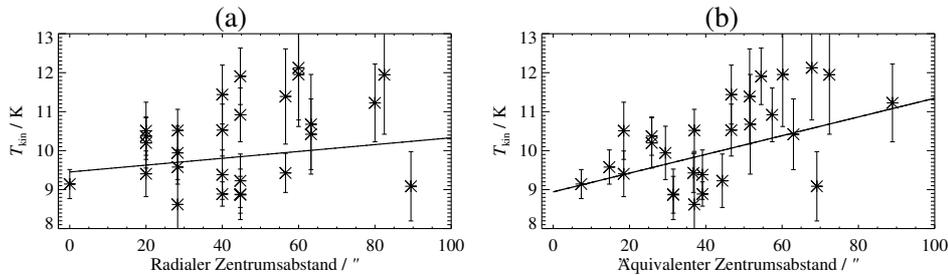


Abbildung 5.4: Radiale Temperaturverteilung in B217SW mit 1-Sigma-Fehlerbalken. Die durchgezogenen Linien sind Temperaturgradienten, die mit der χ^2 -Methode den Daten angepaßt werden.

(a) Die Abszissenwerte sind die (projizierten) radialen Abstände zum zentralen Kartenpixel (vgl. Abb. 5.3).

(b) Hier berücksichtigen die Abszissenwerte das Achsenverhältnis von B217SW, indem die Abstände in Richtung der großen bzw. kleinen Achse zunächst mit $(2.3/1.4)^{-1/2}$ bzw. $(2.3/1.4)^{1/2}$ multipliziert werden. Außerdem wird das Zentrum, auf das sich die Abstände beziehen, um $1/3$ Kartenpixel vom Mittelpunkt des zentralen Pixels nach Nordosten verschoben, wie es Abbildung 5.3 nahelegt. Der Temperaturgradient von (1.44 ± 0.43) K/ entspricht 3.5 K/ 0.1 pc.

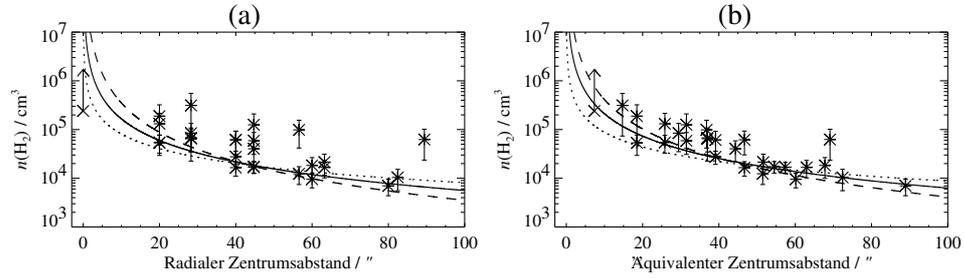


Abbildung 5.5: Radialer Dichteverlauf in B217SW mit 1-Sigma-Fehlerbalken. Die durchgezogenen Linien sind den Daten angepaßte Potenzgesetze der Form $n(r) \propto r^{-p}$. Zum Vergleich sind als gepunktete bzw. gestrichelte Linien Dichteverläufe der Form $n \propto r^{-1}$ bzw. $n \propto r^{-2}$ eingezeichnet.

(a) und (b) unterscheiden sich in der Abstandsdefinition zum Zentrum, analog zu Abbildung 5.4. In beiden Fällen lautet das mit der χ^2 -Methode gefundene Potenzgesetz: $n \propto r^{1.5 \pm 0.3}$.

präsentativ sind. Benson & Myers (1983) verglichen NH_3 - mit C^{18}O -Häufigkeiten in 10 nahen dichten Wolkenkernen, die meisten davon in Taurus, und ermittelten $\chi(\text{NH}_3)$ -Werte zwischen $3 \cdot 10^{-8}$ und $2 \cdot 10^{-7}$. Harju et al. (1993) berechneten $\chi(\text{NH}_3) = N(\text{NH}_3)/(L n(\text{H}_2))$, wobei als Tiefe L des dichten Kerns der doppelte Durchmesser angenommen wurde, und fanden einen Zentralwert von $2.6 \cdot 10^{-8}$ für die Verteilung mit 22 dichten Kernen in Orion. Die größte Unsicherheit in diesen Zahlen liegt bei der ersten Untersuchung im unbekanntem chemischen Verhalten des Vergleichsmoleküls CO (z. B. fanden Willacy et al. (1998) und Caselli et al. (1999) Unterhäufigkeiten von CO in dichten Kernen, und das Ausfrieren von CO auf Staubkörnchen gilt als wahrscheinlich). Die zweite Untersuchung ist von einer unbekanntem Objektiefe abhängig, und die Objekte im Sternentstehungsgebiet in Orion könnten generell andere Eigenschaften haben als B 217 in Taurus.

Zur genaueren Bestimmung von $\chi(\text{NH}_3)$ im vorliegenden Fall wird die Methode von Harju et al. (1993) auf B 217 angewendet, allerdings wird hier $N(\text{H}_2) = L n(\text{H}_2)$ für mehrere Positionen in einem Objekt berechnet. Der Zentralwert von sämtlichen Kartenpositionen innerhalb der 50%-Niveaulinie beträgt $\chi(\text{NH}_3) = 4.4 \cdot 10^{-8}$. In einer alternativen Methode bestimmte Harju (2000) die relative Ammoniak-Häufigkeit mit dem Punktquellenkatalog des *Two Micron All Sky Survey* (2MASS, Cutri 1997). Mit Hilfe von Farb-Helligkeits- (K vs. $H - K$) und Farb-Farb-Diagrammen ($J - H$ vs. $H - K$) wurden zunächst Hintergrundsterne von möglicherweise eingebetteten Sternen getrennt (vgl. Wilking et al. 1997). Die verbliebenen 9 Punktquellen im Bereich der $N(\text{NH}_3)$ -Karte haben J , H und K Helligkeiten von geröteten, massearmen Zwergsternen oder Riesen, für die nach Lehtinen & Mattila (1996) $(J - K)_0 = 1.1$ mag als durchschnittliche Eigenfarbe angesetzt wurde. Die sich daraus ergebenden Farbexzesse wurden nach Harjunpää & Mattila (1996) mit $N(\text{H}_2)/E(J - K) = 5.4 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^{-2}/\text{mag}$ in H_2 -Säulendichten umgerechnet. Der Vergleich mit den gemessenen NH_3 -Säulendich-

ten lieferte dann $\chi(\text{NH}_3) = (2.9 \pm 1.2) \cdot 10^{-8}$ als Durchschnittswert (mit Standardabweichung). Gemäß diesen beiden Untersuchungen wird im folgenden ein Wert von $\chi(\text{NH}_3) = 4 \cdot 10^{-8}$ vorausgesetzt.

Die Gesamtmasse von B217SW ergibt sich durch Summation der Säulendichten zu $M_{\text{NH}_3} = 2.4 M_{\odot}$, wobei nach Konvention nur die Region innerhalb der 50%-Niveaulinie berücksichtigt wird. Bei Aufsummierung aller Kartenpixel bis zur Detektionsgrenze ergibt sich eine Masse von $4.5 M_{\odot}$. Abgesehen von der Unsicherheit in $\chi(\text{NH}_3)$ beträgt der Fehler weniger als 40 %; jene muß jedoch ungefähr mit einem Faktor 2 angenommen werden.

Um den dynamischen Zustand der Wolke zu bestimmen, werden potentielle Energie und kinetische Energie miteinander verglichen. Letztere besteht aus thermischen, turbulenten und systematischen Bewegungen. Alle diese 4 Energieformen werden auf Basis der Säulendichte-Karte innerhalb der 50%-Niveaulinie gewonnen. Mit Annahmen für $\chi(\text{He})$ und $\chi(\text{NH}_3)$ wird diese Karte in Karten der Masse (dM) und der Gesamtzahl der Gasteilchen (\mathcal{N}) entlang der Sichtlinie konvertiert. Zusätzlich werden die Karten von T_{kin} (für E_{therm}), V_{lsr} (für E_{sys}) und ΔV_{turb} (für E_{turb}) verwendet. Dabei ist V_{lsr} die Karte der Radialgeschwindigkeiten bzgl. des lokalen Ruhesystems (engl.: Local Standard of Rest) und ΔV_{turb} die Karte des auf Turbulenz zurückgehenden Anteils der Linienbreite (Abtrennung des thermischen und instrumentellen Anteils). Zur Berechnung von E_{pot} wird anstatt der Karte (dM) ein Daten-Kubus benötigt. Dieser wird simuliert, indem die Masse entlang der Sichtlinie über 0.094 pc (große Achse) gleichmäßig verteilt wird.

Die potentielle Energie beträgt $-5.7 \cdot 10^{35}$ J. Relativ zu $|E_{\text{pot}}|$ betragen die anderen Energieformen $E_{\text{therm}} = 40 \%$, $E_{\text{turb}} = 9 \%$ und $E_{\text{sys}} = 4 \%$, also insgesamt $E_{\text{kin}} = 53 \%$. Damit könnte sich der Wolkenkern im hydrostatischen Gleichgewicht befinden, das nach dem Virialsatz $E_{\text{pot}} = -2E_{\text{therm}}$ erfordert. Ein Radialgeschwindigkeits-Gradient von Südwest nach Nordost mit Betrag $3.7 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ kann als Rotation gedeutet werden, die den Hauptteil von E_{sys} ausmacht: Nach Gleichung 5 in Goodman et al. (1993) ist das Verhältnis zwischen Rotations- und potentieller Energie eines Kerns mit Dichteverteilung $n \propto r^{-2}$ und den ermittelten Werten für Masse, Radius und Winkelgeschwindigkeit (bei Inklination i) $E_{\text{rot}}/|E_{\text{pot}}| = 0.016/\sin^2 i$ (ansteigend bei einem flacheren Dichteverlauf). Obwohl Rotation als nachgewiesen angesehen werden kann, ist sie für das Energiegleichgewicht unbedeutend. Das ist in den meisten bekannten NH_3 -Wolkenkernen so (Goodman et al. 1993). Das hohe Verhältnis zwischen thermischer und turbulenter Energie ist hingegen seltener und kommt fast ausschließlich in Taurus vor.

Der empfindlichste Parameter beim Vergleich der Energien ist $\chi(\text{NH}_3)$, der linear in die kinetischen Terme, aber quadratisch in die potentielle Energie eingeht. Die unbekannte Tiefe entlang der Sichtlinie führt zu keiner großen Unsicherheit, weil die räumliche Verteilung in zwei Dimensionen aus der Karte abgelesen und nur in einer Dimension geraten wird. Ein Faktor 2 in der Tiefe ändert E_{pot} um weniger als 25 %. Keiner dieser beiden Parameter ist für das hohe Verhältnis $E_{\text{therm}}/E_{\text{turb}} = 4.4$ verantwortlich.

5.3 Eigenschaften des Staubes

5.3.1 Staubtemperatur

An der Stelle von B217SW befindet sich ein sehr kalter Knoten, der von zwei Schwenks detektiert wurde. Hier wird der Staub nun mit höherer räumlicher Auflösung untersucht, als es die automatisierte Methode erlaubt. Dies ist zur Untersuchung der dichten Wolkenkerne in einem Abstand von nur $\sim 3'$ zum Protostern IRAS 04248+2612 unbedingt erforderlich. Deshalb werden die Daten der Zufallsdurchmusterung in ihrer Originalauflösung belassen und anstelle mit den IRAS/ISSA-Karten mit sogenannten HIRES-pozessierten IRAS-Karten (Aumann et al. 1990) verglichen. Mit Hilfe eines Bildrestaurationsverfahrens erhalten diese Karten eine bessere Winkelauflösung als der Halbwertsbreite des IRAS-Detektors entspricht. Es entstehen allerdings auch Artefakte, die eine große Unsicherheit in den Oberflächenhelligkeiten von schwachen Objekten hervorrufen. Vor allem um helle Punktquellen bildet sich oft ein Ring aus, in dem bis zu $\pm 10\%$ des Strahlungsstromes der Punktquelle enthalten sein kann (engl.: „ringing“; Cao et al. 1997). Die genaue Winkelauflösung ist vom Feld abhängig und beträgt in der auf B 217 zentrierten 100- μm -Karte $109'' \times 100''$. Diese Karte wird zunächst mit der passenden (nicht punktsymmetrischen) zweidimensionalen Gauß-Funktion gefaltet, um auf eine Halbwertsbreite von $2.2'$ (vgl. Kap. 3.2.2) zu kommen. Die Kalibration der $1^\circ \times 1^\circ$ -großen HIRES-Karte stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit für die beiden im Feld befindlichen Punktquellen mit dem IRAS-Punktquellenkatalog (Beichman et al. 1988) und für ausgedehnte Strukturen mit der ISSA-Karte überein. Die HIRES-Karten werden jedoch *nicht* mit dem Kalibrations-Korrekturfaktor aus dem IRAS/DIRBE-Vergleich korrigiert, weil dieser für die kleinen Raumwinkel der hier untersuchten dichten Wolkenkerne möglicherweise keine Gültigkeit hat (siehe Diskussion in Kap. 3.2.4).

Die Staubtemperatur wird ähnlich wie im Knoten-Extraktionsprogramm durch eine Ausgleichsgerade im I_{170}/I_{100} -Korrelationsdiagramm bestimmt. Anders als in Kapitel 3.2 beschrieben, wird hier nicht jeder Schwenk getrennt behandelt, sondern alle Datenpunkte (d. h. Rampenpositionen der einzelnen Detektor-Pixel), die zu dem untersuchten Objekt gehören, werden gleichzeitig benutzt. Zur Bestimmung der durchschnittlichen Staubtemperatur in B 217 werden alle Datenpunkte der 3 Schwenks in dem rechteckigen Feld von Abbildung 5.1 benutzt (dort mit 282 kleinen Kreisen markiert). Die Ausgleichsgerade (siehe Abb. 5.6(a)) entspricht einer Farbtemperatur von $T_{\text{Staub}} = (12.7^{+2.1}_{-1.1})$ K. Die Fehler basieren auf einer Unsicherheit von $\pm 42\%$ im I_{170}/I_{100} -Verhältnis (siehe Kap. 3.2.4).

Das Korrelationsdiagramm in Abbildung 5.6(a) zeigt neben einer Streuung der Datenpunkte um die Ausgleichsgerade zwei Gruppen von Punkten, die nicht dem allgemeinen Trend folgen. Während die Streuung auf Temperaturunterschiede in B 217 und das allgemeine Rauschen in den Daten zurückzuführen ist, tragen die markierten *Ausreißer* typische Kennzeichen der genannten HIRES-Artefakte: (a) Sie befinden sich in enger Nachbarschaft zu der Punktquelle IRAS 04248+2612

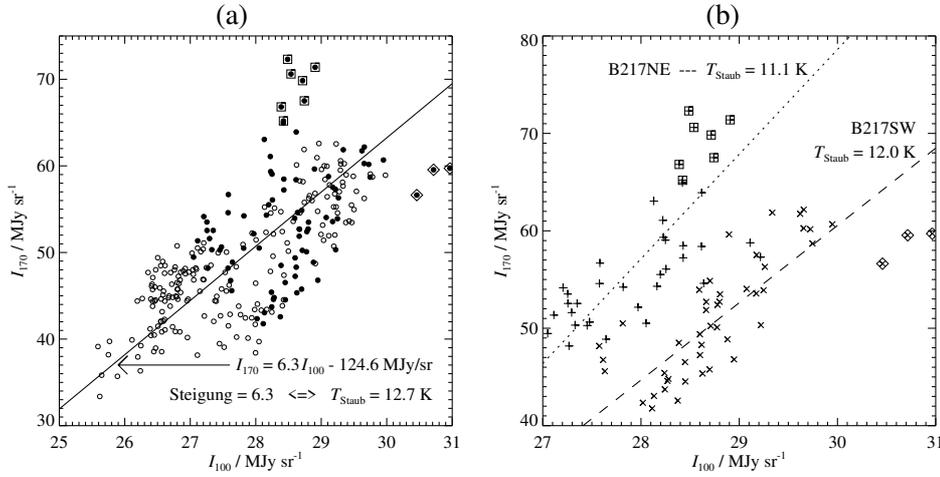


Abbildung 5.6: Korrelationsdiagramme zwischen I_{170} und I_{100} in B 217.

(a) Zur Temperaturbestimmung von B 217 werden alle Datenpunkte der Region verwendet, sie sind wie in Abb. 5.1 markiert. Volle Kreise kennzeichnen Punkte in der Nähe der dichten Kerne, sie werden in (b) verwendet. Eingerahmte Kreise markieren Datenpunkte, die nicht dem allgemeinen Trend folgen, sog. *Ausreißer* (siehe Text). Die Gerade entspricht einer durchschnittlichen Staubtemperatur von 12.7 K.

(b) Zur Analyse der dichten Kerne B217NE (Pluszeichen) und B217SW (Kreuze) werden nur Datenpunkte in einem Umkreis von $5'$ um die beiden Maximum-Positionen verwendet; sie sind als volle Kreise in (a) und in Abbildung 5.1 markiert. Die in (a) definierten Ausreißer wirken hier etwas weniger auffällig. Wahrscheinlich sind es Artefakte in der HIRES-Karte. Bei B217NE könnte es auch eine wirkliche Temperaturabsenkung im Zentrum anzeigen. Durch Mittelung über jeweils ~ 50 Datenpunkte werden Artefakte ausgeglichen.

(siehe Abb. 5.1). (b) Sie haben etwa die erwartete Stärke (10 % einer 9-Jy-Punktquelle entspricht $\sim 1 \text{ MJy sr}^{-1}$ verteilt auf $10 \square'$). (c) Sie haben unterschiedliche Vorzeichen (I_{100} einmal auffällig hoch, einmal auffällig niedrig), so daß es sich nicht um ein Problem ungleicher Punktbildfunktionen (von Karte und Zufallsdurchmusterung) handeln kann. Die Artefakte können nicht korrigiert werden. Sie haben zur Folge, daß die Temperaturbestimmung nur mit einer großen Anzahl von Datenpunkten durchgeführt werden kann, für die sich Helligkeits-Fluktuationen ausgleichen. In Abbildung 5.6(a) spielen sie wegen der großen Anzahl von Datenpunkten keine Rolle.

Die Temperaturen der dichten Wolkenkerne werden durch Analyse der Datenpunkte ermittelt, die sich jeweils in weniger als $5'$ Abstand von den Maximum-Positionen befinden (für B217NE wird die Position von I_{170}^{\max} verwendet). Wegen eines weiteren Staub-Knotens nordwestlich von B217SW (s. u.) werden für B217SW nur Datenpunkte auf der südlichen Flanke verwendet. Abbildung 5.6(b) zeigt die I_{170}/I_{100} -Korrelationen. Die Steigungen entsprechen Farbtemperaturen von $T_{\text{Staub}} = (12.0^{+1.9}_{-1.0}) \text{ K}$ in B217SW und $T_{\text{Staub}} = (11.1^{+1.8}_{-0.8}) \text{ K}$ in B217NE.

Abbildung 5.7 zeigt einen Schnitt durch B217SW entlang der Bahn von Schwenk B. In den 170- μm -Daten ist ein zweites Maximum nur $3'$ nordwestlich von B217SW bei $\alpha = 4^{\text{h}}27^{\text{m}}33^{\text{s}}$, $\delta = 26^{\circ}20'$ zu sehen. Da der NH_3 -Wolkenkern eindeutig zu *einem* I_{170} -Maximum gehört, ist davon auszugehen, daß es sich um einen unabhängigen Knoten und nicht um ein Sekundärmaximum desselben Kerns handelt. Er wird mit *B217NW* bezeichnet. Die Staubtemperatur wird wie bei den anderen Knoten bestimmt, wobei keine Datenpunkte jenseits des I_{170} -Tals (Abb. 5.7) verwendet werden, die Menge der Datenpunkte also disjunkt zu der von B217SW ist. Mit $T_{\text{Staub}} = (13.3_{-1.2}^{+2.4})$ K ist B217NW etwas wärmer als die beiden dichten NH_3 -Kerne. Da die oben bestimmte „durchschnittliche“ Temperatur von B 217 von B217SW und B217NE beeinflusst wird, kann die Temperatur von B217NW die eigentlich repräsentative Größe für den Staub der weniger dichten Regionen von B 217 sein.

5.3.2 Säulendichte und Masse

Die optische Tiefe des Staubes bei 170 μm kann bei bekannter Staubtemperatur nach Gleichung 3.2 berechnet werden. Dafür wird von Schwenk B, um der Hintergrundemission Rechnung zu tragen, zunächst eine flache Basislinie abgezogen (vgl. 5.7). Wegen des nordwestlichen Staub-Knotens ist dies für Pixel 1 einfacher als für Pixel 4. Es ergibt sich $I_{170}^{\text{max}} = 16 \text{ MJy sr}^{-1}$ und mit $T_{\text{Staub}} = 12 \text{ K}$ folgt $\tau(170 \mu\text{m}) = 0.0025$. Diese Opazität entspricht einer H_2 -Säulendichte von $N(\text{H}_2) = 3.6 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Dabei wird ein 170- μm -Äquivalent-Wirkungsquerschnitt pro Wasserstoff-Kern von $\sigma_{\text{H}}^{170} \equiv \frac{\tau(170 \mu\text{m})}{N(\text{H})} \stackrel{(\text{B } 217)}{\approx} \frac{\tau(170 \mu\text{m})}{2N(\text{H}_2)} = 3.5 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ angenommen (siehe Lehtinen et al. 1998, Parameter σ_{H}^{200} skaliert mit $(200/170)^2$). Die aus der Staub-Emission bestimmte Säulendichte wird im folgenden Kapitel mit den Ergebnissen der NH_3 -Beobachtungen verglichen.

Um die Masse der dichten Kerne aus der Staub-Emission abzuleiten, muß zunächst deren Strahlungsstrom ermittelt werden. Zwei verschiedene Methoden werden angewendet, um diesen zu bestimmen. Für B217SW wird zunächst eine zweidimensionale Gauß-Funktion an das von Schwenk B gemessene, eindimensionale Profil angepaßt. Wegen der Nähe von B217NW wird dafür nur die südöstliche Flanke des Profils verwendet (rechter Teil in Abb. 5.7). Das eigentliche I_{170} -Maximum wird von Pixel 4 gemessen, dessen Bahn $1.7'$ südwestlich vom NH_3 -Maximum vorbeiläuft. Ungenauigkeiten im Pixel-Abgleich (engl.: flatfield) können 10%ige Abweichungen zwischen den Pixeln zur Folge haben, ebenso könnte eine Projektion auf den Staub-Knoten B217NW zu einer Verschiebung des Maximums nach Westen führen. Aufgrund dieser Unsicherheiten wird das zentral überquerende Pixel 1 verwendet, um das Quellenprofil zu bestimmen. Die sich ergebende Halbwertsbreite beträgt $4.4'$ und die Gesamthelligkeit $S_{170} \equiv F_{\nu}(170 \mu\text{m}) = 27 \text{ Jy}$ bei Annahme einer punktsymmetrischen Intensitätsverteilung.

In einer zweiten Methode wird der Strahlungsstrom mit Aperturphotometrie er-

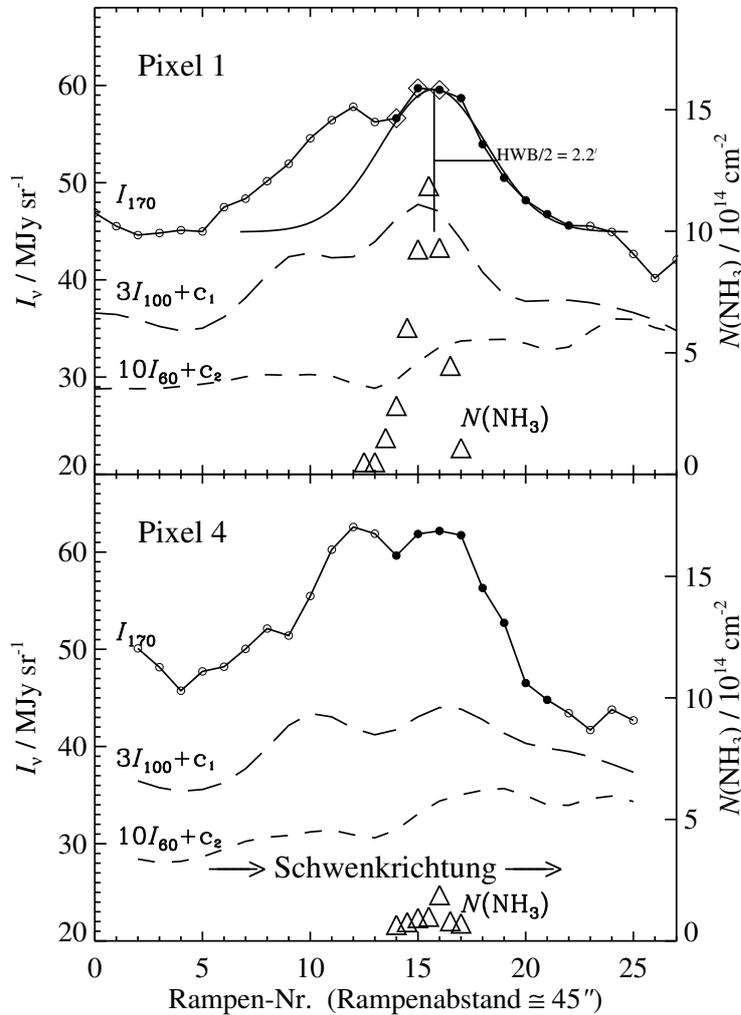


Abbildung 5.7: Helligkeitsprofil von B 217 entlang von Pixel 1 (oberes Bild) und Pixel 4 (unteres Bild) von Schwenk B. Der Schwenk kreuzt B217SW senkrecht zur langen Achse. Pixel 1 schneidet B217SW fast zentral, während Pixel 4 in einem Abstand von $1.7'$ südwestlich vorbeiläuft. Die Profile von I_{170} (durchgezogen), I_{100} (lang gestrichelt), I_{60} (kurz gestrichelt) und $N(\text{NH}_3)$ -Säulendichte (Dreiecke) sind eingezeichnet. Zur besseren Sichtbarkeit sind I_{100} und I_{60} mit einem Faktor 3 bzw. 10 multipliziert und mit passenden additiven Konstanten versehen. Zur leichteren Identifikation der Positionen sind die in Abb. 5.1 benutzten Symbole auf der I_{170} -Kurve aufgetragen. Die eingezeichnete Gauß-Funktion dient der Bestimmung des Strahlungsstromes von B217SW. In beiden Pixeln ist der nordwestliche Staub-Knoten B217NW zu erkennen. Konfusion mit dieser Quelle ist wahrscheinlich die Ursache für die Verschiebung des I_{170} -Maximums von Pixel 1 nach Pixel 4.

mittelt. Die HIRES-Karte kann dafür nicht verwendet werden, weil I_{100} über einen weiten Bereich von der hellen Punktquelle dominiert wird, was einen Hintergrundsubzug zu unsicher macht. Deshalb wird eine 170- μm -Schwenk-Karte erzeugt, die unvollständig ist, aber B217SW immerhin zu $\sim 70\%$ überdeckt. Der Vorteil der Karte ist, daß die zweidimensionale Information von allen Pixeln und Schwenks genutzt werden kann. Als Hintergrund wird der Zentralwert der 170- μm -Karte südlich von B217SW abgezogen, und die Emission von B217NW wird durch einen Schnitt entlang des Intensitäts-Tals abgetrennt (vgl. Abb. 5.7). Die aufintegrierte Intensität ergibt $S_{170} = 17$ Jy. Diese Zahl unterschätzt den Strahlungsstrom wegen der unvollständigen Überdeckung im Nordosten und wegen des scharfen Schnitts im Nordwesten. Diese Effekte können gut für die Differenz von 37% zum Strahlungsstrom der Gaußmethode verantwortlich sein. Die Kartierungsmethode scheint somit den o.g. Wert zu bestätigen. Ein Fehler von $\sim 50\%$ muß aber angenommen werden, vor allem wegen der Unsicherheit bei der Bestimmung des Hintergrunds.

Der Strahlungsstrom der anderen beiden Staub-Knoten wird mit der Gaußmethode bestimmt. B217NE hat in Ost–West-Richtung eine Ausdehnung von $3.4'$. Die relativen Signale der 4 Pixel sind mit einer Nord–Süd-Ausdehnung von ebenfalls $3.4'$ vereinbar. Der sich daraus ergebende Strahlungsstrom beträgt 22 Jy. Pixel 2&4 zeigen die stärksten Signale, d. h. das Maximum wird vom Schwenk zentral überquert. Dieses liegt bei $\alpha = 4^{\text{h}}28^{\text{m}}08^{\text{s}}$, $\delta = 26^{\circ}22'30''$, und damit $1.5'$ nördlich des Helligkeits-Minimums im Optischen. Die Halbwertsbreite von B217NW ist mit derjenigen von B217SW identisch, und auch die Profile sehen sehr ähnlich aus (siehe Abb. 5.7). Für B217NW ergibt sich $S_{170} = 32$ Jy.

Der Gesamtstrahlungsstrom der Dunkelwolke ist nur ungenau zu bestimmen, denn das Profil hat keine regelmäßige Gauß-Form, und die Schwenk-Karte hat eine Überdeckung von $\lesssim 50\%$. Der integrierte Strahlungsstrom aus der Schwenk-Karte beträgt 95 Jy, womit der Gesamtstrahlungsstrom in Anbetracht des Überdeckungsgrades etwa 200 Jy betragen dürfte. Dieser Wert kann mit dem Strahlungsstrom bei 100 μm verglichen werden, der sich aus der HIRES-Karte für ein Gebiet von $280 \square'$ (wenig größer als das dunkle Gebiet in Abb. 5.1) zu 47 Jy ergibt. Wird der Strahlungsstrom der Punktquelle abgezogen (in der Annahme, daß es sich um warmen, zirkumstellaren Staub vernachlässigbarer Masse handelt), kann S_{100} unter Verwendung der Durchschnittstemperatur von 12.7 K in einen Strahlungsstrom von $S_{170} = 230$ Jy umgerechnet werden. Dies steht in guter Übereinstimmung mit dem aus der Schwenk-Karte erzielten Wert, denn die Genauigkeit ist – erneut wegen der unsicheren Hintergrundsbestimmung – bestenfalls 50%. Als gerundetes Gesamtergebnis kann $S_{170} = (200 \pm 100)$ Jy angegeben werden.

Die Gesamtmasse M_{FIR} der einzelnen Knoten folgt aus den Strahlungsströmen, wenn die Entfernung D und die Temperatur T_{Staub} bekannt sind:

$$M_{\text{FIR}} = \frac{(1 + 2\chi(\text{He})) u D^2}{\sigma_{\text{H}}^{170} K_{170} B_{\nu}(T_{\text{Staub}}, 170 \mu\text{m})} S_{170} \quad (5.1)$$

Dabei sind $\chi(\text{He})$ die relative Helium-Häufigkeit, u die atomare Masseneinheit und K der Farbkorrektur-Faktor, der hier zur Konsistenz mit den genannten, unkorri-

gierten Strahlungsströmen explizit aufgeführt ist. Die Größen, die das Gas/Staub-Massenverhältnis und die genauen Staubeigenschaften (siehe Anmerkungen zu Gleichung 3.2) beschreiben, gehen in den Äquivalent-Wirkungsquerschnitt σ_{H}^{170} ein. Die Massen sind zusammen mit den anderen Staubparametern von B 217 in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

5.4 Verhältnis zwischen Staub und Gas

Der dichte NH_3 -Wolkenkern B217SW fällt mit genau einem Staub-Knoten zusammen, der wegen der guten Positionsübereinstimmung bereits ebenfalls mit B217SW bezeichnet worden ist. Wie unten erläutert wird, entspricht der in Abbildung 5.7 zutage tretende Unterschied zwischen den Intensitätsprofilen der NH_3 - und 170- μm -Daten den Erwartungen. Die unterschiedlichen Profile zeigen, daß die Ammoniak- und die Staub-Emission in unterschiedlichen Regionen des dichten Kerns ihre maximale Stärke erreichen, stellen aber nicht die generelle Identifikation in Frage. Die Gas- und Staubparameter von B217SW werden in Tabelle 5.2 einander gegenübergestellt.

Der Staub-Knoten B217SW ist etwas größer als der NH_3 -Kern B217SW. Das liegt teilweise an den unterschiedlichen Winkelauflösungen von Radio- und Fern-Infrarot-Beobachtungen, teilweise an räumlich versetzten Emissionsgebieten. Die NH_3 -Emission kann über relativ kleine Entfernungen aufgrund von chemischen und Anregungs-Effekten stark schwanken, was zu den klar abgegrenzten dichten Kernen führt. Das fern-infrarote Kontinuum ist hingegen auch stark von der Wirtswolke beeinflusst. Der Großteil der Staub-Emission kommt aus einer Schale um den dichtesten Bereich herum, denn die Temperaturen sinken im innersten Bereich deutlich ab (siehe z. B. Leung 1975), während die NH_3 -Emission beobachtbar bleibt, solange Ammoniak nicht auf den Oberflächen der Staubkörnchen ausfriert.

Der Unterschied zwischen den Intensitätsprofilen in Abbildung 5.7 wird in Tabelle 5.2 durch die Säulendichten quantifiziert. Die Stärke des Effektes der unterschiedlichen Winkelauflösungen kann abgeschätzt werden, indem die NH_3 -Säulendichte über die Apertur des zentral überquerenden Detektor-Pixels (siehe Abb. 5.3) gemittelt wird. Der so erhaltene Wert beträgt 48 % des Spitzenwertes. Abgesehen von diesem geometrischen Effekt des Pixel-Gesichtsfeldes würde ei-

Parameter	B 217	B217SW	B217NE	B217NW
Größe	15'	4.4'	3.4'	4.4'
T_{Staub}	12.7 K	12.0 K	11.1 K	13.3 K
M_{FIR}^*	13 M_{\odot}	2.6 M_{\odot}	3.8 M_{\odot}	1.5 M_{\odot}

Tabelle 5.1: Parameter der Dunkelwolke B 217 aus den Fern-Infrarot-Beobachtungen.

* Gesamtmasse bei Annahme von $\sigma_{\text{H}}^{170} = 3.5 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$, $\chi(\text{He}) = 0.2$ und $D = 140 \text{ pc}$

Parameter	NH ₃ Inversionslinien	Staub-Emission Kontinuum
Größe	2.3' × 1.4'	4.4' × 4.4'
Temperatur	$T_{\text{Gas}} = (9-12)$ K	$T_{\text{Staub}} = 12$ K
Max. Säulendichte	$N(\text{H}_2) = 4 \cdot 10^{22}$ cm ⁻²	$N(\text{H}_2) = 4 \cdot 10^{21}$ cm ⁻²
Max. Dichte	$n(\text{H}_2) > 2.5 \cdot 10^5$ cm ⁻³	
Gesamtmasse*	$M = 2.4 M_{\odot}$ **	$M = 2.6 M_{\odot}$

Tabelle 5.2: Parameter von B217SW aus Radio- und Fern-Infrarot-Beobachtungen.

* Annahme von $\chi(\text{NH}_3) = 4 \cdot 10^{-8}$, ansonsten wie in Tab. 5.1

** 4.5 M_{\odot} bei Integration auch außerhalb der 50%-Niveaulinie

ne scharfe Intensitäts-Spitze nicht ganz von *einem* Detektor-Pixel erfaßt (bei einer Punktquelle sind es ≤ 64 % des Strahlungsstroms; Laureijs 1999). Wenn also die Staub-Emission bei 170 μm proportional wäre zur Ammoniak-Säulendichte, dann würde der mit der Zufallsdurchmusterung gemessene Spitzenwert um einen Faktor 2–3 unter dem der Ammoniak-Karte liegen. Somit ist der gemessene Unterschied von einer ganzen Größenordnung zwischen $N_{\text{NH}_3}^{\text{max}}(\text{H}_2)$ und $N_{\text{FIR}}^{\text{max}}(\text{H}_2)$ nicht alleine mit Beobachtungsaspekten zu erklären. Der verbleibende Faktor 3–4 bedeutet, daß die angenommene Proportionalität nicht zutrifft. Eine abnehmende Staubtemperatur ist die wahrscheinlichste Ursache. Bereits ein Absinken der durchschnittlichen Staubtemperatur um 2 K in der innersten 1.5' × 1.5' großen Region von B217SW reduziert die Staub-Emission bei 170 μm um einen Faktor 4.

Staub- und Gastemperaturen sind fast gleich in den weniger dichten Regionen der Ammoniak-Karte. Das ist keineswegs selbstverständlich, denn eine thermische Kopplung findet erst ab Dichten von $n > 10^5$ cm⁻³ statt (Krügel & Walmsley 1984), die nur im innersten Bereich gemessen werden. Die Gastemperatur sinkt im innersten Bereich auf ≈ 9 K ab, so daß für die Staubtemperatur der Zentralregion ein ähnlicher Abfall zu erwarten ist. Ein vermeintlicher Temperaturgradient kann mit der Zufallsdurchmusterung aus oben genannten Gründen aber nicht beobachtet werden. Stattdessen gibt es Anzeichen für Temperaturunterschiede zwischen dem Staub der dichten NH₃-Kerne (11 K–12 K für B217SW und B217NE) und den äußeren Regionen (≈ 13 K für B 217 und B217NW).

Die Massen-Abschätzungen aus Fern-Infrarot- und NH₃-Messungen sind sehr empfindlich gegenüber den Parametern T_{Staub} und $\chi(\text{NH}_3)$. Eine durchschnittliche Unsicherheit von 15 % in T_{Staub} zieht eine Unsicherheit von 50 % bei M_{FIR} nach sich. M_{NH_3} ist umgekehrt proportional zu $\chi(\text{He})$, das eine Unsicherheit von einem Faktor 2 hat. Mit einem Vergleich von M_{FIR} und M_{NH_3} (Gesamtmassen) kann die innere Konsistenz der eingehenden Parameter überprüft werden. Da die emittierende Region bei 170 μm etwa die Größe der Ammoniak-Karte besitzt, wird M_{FIR} mit derjenigen Masse verglichen, die über die ganze Karte integriert worden ist ($M_{\text{NH}_3} = 4.5 M_{\odot}$). Diese übersteigt M_{FIR} um 70 %. In Anbetracht der erwarteten Fehler ist diese Übereinstimmung gut. Das Vorzeichen der Differenz deutet auf eine niedrigere Staubtemperatur und/oder höhere Ammoniak-Häufigkeit hin.

Eine Staubtemperatur von 11 K (unteres Ende des Fehlerbalkens) würde M_{FIR} um 120 % erhöhen.

Der Staub/Gas-Vergleich wird mit der C^{18}O -Durchmusterung von Onishi et al. (1996, 1998) vervollständigt. Analog zur C^{18}O -Durchmusterung von Mizuno et al. (1999) in Chamaeleon (siehe Kap. 4.2) wurden 40 C^{18}O -Kerne identifiziert. Onishi et al. (1998) veröffentlichte von diesen Kernen kleine Karten der C^{18}O ($J = 1 \rightarrow 0$) Linienintensität. Der C^{18}O -Kern Nr. 22 (Oni22) kann mit B 217 identifiziert werden. Oni22 hat 3 etwa gleich starke Intensitäts-Maxima, deren Positionen aus der Karte wie folgt herausgelesen werden: (a) $\alpha(2000) = 4^{\text{h}}28^{\text{m}}40^{\text{s}}$, $\delta = 26^{\circ}18'30''$, d.h. etwa $2'$ südlich von Schwenk A. (b) $\alpha = 4^{\text{h}}28^{\text{m}}08^{\text{s}}$, $\delta = 26^{\circ}22'10''$, stimmt mit der Position von B217NE überein. (c) $\alpha = 4^{\text{h}}27^{\text{m}}41^{\text{s}}$, $\delta = 26^{\circ}19'50''$, stimmt bis auf $1.5'$ mit dem Staub-Knoten B217NW überein. Die Gesamtmasse von Oni22 ist mit $21.4 M_{\odot}$ angegeben. Da das Hauptmaximum (a) des C^{18}O -Kerns von keinem Schwenk überdeckt wird, besteht noch Übereinstimmung mit $M_{\text{FIR}} = 13 M_{\odot}$.

Die C^{18}O -Karte von Oni22 zeigt keine Struktur an der Stelle des NH_3 -Wolkenkerns. Dabei ist die C^{18}O -Linien-Emission, ebenso wie die $170\text{-}\mu\text{m}$ -Staub-Emission, i. allg. *gut* geeignet, um die Säulendichte des interstellaren Mediums in Regionen mit Dichten $n \sim 10^3 \text{ cm}^{-3} - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Onishi et al. 1996, siehe auch Kap. 4.2) zu kartieren. Dies zeigt sich auch in B 217. Man würde erwarten, daß dies ebenfalls für zumindest die äußeren Regionen von B217SW gilt. Dies ist jedoch nur für I_{170} und nicht für C^{18}O der Fall, was als deutlicher Hinweis auf CO-Abreicherung (engl.: Depletion) angesehen werden kann. Diese kommt durch Ausfrieren der CO-Moleküle auf den Oberflächen der Staubkörnchen zustande und wird in besonders dichten Wolkenkernen vorgefunden (siehe z.B. Caselli et al. 1999).

Da in den letzten Jahren zahlreiche großflächige C^{18}O -Durchmusterungen mit ähnlicher Winkelauflösung wie die Zufallsdurchmusterung durchgeführt wurden (siehe Kap. 6), könnte die Zufallsdurchmusterung in Zukunft dazu genutzt werden, dichte Kerne mit CO-Unterhäufigkeiten aufzufinden.

5.5 Physikalische Bedingungen in B 217

Die Ammoniak-Beobachtungen haben gezeigt, daß B217SW ein stark verdichteter Wolkenkern ist mit Durchmesser $d = 0.073 \text{ pc}$, Masse $M_{\text{NH}_3} = 2.4 M_{\odot}$ (Gesamtmasse), zentraler Dichte $n_0 > 3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und einem radialen Dichteverlauf $n \propto r^{-1.5}$. Es gibt keine signifikante Turbulenz oder energetisch bedeutsame Rotation. Der Kern wird ausschließlich von thermischen Bewegungen getragen und befindet sich nahe am hydrostatischen Gleichgewicht. Gravitativer Kollaps kann im innersten Kern bereits eingesetzt haben, kann aber mit NH_3 -Beobachtungen nicht verfolgt werden. Hat Kollaps einmal eingesetzt, findet der Masseinfall auf einer Zeitskala von nur $\sqrt{\frac{R^3}{GM}} = 7 \cdot 10^4$ Jahren statt (Shu et al. 1987). Durch die Detektion im Sub-mm-Kontinuum von dichten Kernen ohne IRAS-Assoziati-

on definierte Ward-Thompson et al. (1994) die prästellaren Kerne, die demnach ein Stadium darstellen, das der Entstehung eines zentralen Objektes vorausgeht. In diesem Stadium befindet sich möglicherweise auch B217SW, wenngleich die zur phänomenologischen Einordnung notwendige Sub-mm-Beobachtung noch fehlt.

Die Punktquelle IRAS 04248+2612 in B 217 hat die Entstehung dichter Wolkenkerne in ihrer Nachbarschaft nicht verhindert, obwohl der projizierte Abstand nur 0.1 pc beträgt. Eine einfache Erklärung liefert die beobachtete Ausflußstruktur (siehe Kap. 5.1) senkrecht zur Verbindungslinie Punktquelle–B217SW: Die dichten Kerne befinden sich im Schattenbereich des Ausflusses und können sich deshalb ungestört entwickeln. B 217 erreicht seine schmalste Stelle auf Höhe der IRAS-Quelle in Richtung Südost–Nordwest. Auch die kleine Achse von B217SW, dessen Rotationsachse und (auf 15° genau) die Magnetfeldlinien liegen in dieser Richtung. Diese Koinzidenz spricht entweder für Wechselwirkung zwischen IRAS 04248+2612 und dem Kern, oder für eine übergeordnete Vorzugsrichtung (z. B. durch das Magnetfeld), die sich auch in den Unterstrukturen von B 217 wiederfindet. Angesichts des ruhigen Kerns – kein augenfälliger Anstieg von T_{Staub} , T_{Gas} oder ΔV_{turb} – ist es am wahrscheinlichsten, daß eine besonders ruhige Phase der langsamen Kontraktion (siehe z. B. Shu et al. 1987) zur parallelen Entstehung von mehreren dichten Kernen führte, von denen bisher erst einer kollabiert ist.

Ammoniak gilt als „spätes“ Molekül, das ein fortgeschrittenes chemisches Stadium kennzeichnet (Suzuki et al. 1992). Die fehlende C¹⁸O-Intensitäts-Spitze an der Position von B217SW spricht für ein Ausfrieren von CO. Häufig kann chemische Differentiation als Kombination von Dichte- und Alterseffekten interpretiert werden (Kuiper et al. 1996). Eine hohe Ammoniak-Häufigkeit ist somit konsistent mit einer fortgeschrittenen chemischen Entwicklung, die wiederum eine ruhige dynamische Entwicklung erfordert. Letztere ist aus den o. g. Gründen auch plausibel.

Die Bedingungen im Gas sind in Zusammenhang zu sehen mit außergewöhnlich niedrigen Staubtemperaturen. Staubtemperaturen im Bereich 11 K–13 K wie für B 217 wurden bisher nur in Einzelfällen gemessen (z. B. sehr kalte Knoten in Kap. 4.2 sowie B 361 und L 183, Keene et al. 1983; Lehtinen et al. 2000). Die meisten kalten Staub-Knoten haben Temperaturen um 13 K–15 K. Bernard et al. (1992) berechneten die Infrarot-Emission von Staubwolken auf Basis des Staubmodells von Désert et al. (1990) und sagten eine (400 µm/241 µm) Farbtemperatur von 15.9 K für einen Knoten mit ungefähr derselben Masse und demselben Dichteverlauf wie B217SW voraus. Da die Fern-Infrarot-Farbtemperaturen ungefähr übereinstimmen sollten, steht dies im Widerspruch zu den gemessenen 12 K in B217SW. Die Diskrepanz zwischen Beobachtungen und Strahlungstransport-Rechnungen findet eine Erklärung, wenn sich die Staubeigenschaften in dichten und kalten Regionen von denen im diffusen Medium unterscheiden. Zwei Mechanismen können dafür verantwortlich sein: Eismäntel von Molekülen wie H₂O, CO (Chiar et al. 1995) und CO₂ (Gürtler et al. 1996) bilden sich bei Dichten ab 10⁴ cm⁻³ aus (van Dishoeck & Blake 1998) und verändern die Absorptionseigenschaften der Körnchen. Zusätzlich kann es zum Zusammenklumpen von Staubteilchen kommen, was die Größenverteilung der Körnchen zu größeren Radien

hin verschiebt und zur Entstehung von lockeren Agglomeraten (Mathis & Whiffen 1989, „fluffy grains“) führt. Ein Nebeneffekt der Agglomeration ist ein rasches Verschwinden der sehr kleinen Teilchen (Ossenkopf 1993), das sich in B 217 durch ein völliges Fehlen der I_{100}/I_{60} -Korrelation äußert. Die klassischen Teilchen sind dort zu kalt für eine signifikante Emission bei 60 μm . Lehtinen et al. (1998) und Bernard et al. (1999) entdeckten bereits in zwei Globulen sehr niedrige Staubtemperaturen, die weder mit Intensitäts-Schwankungen des interstellaren Strahlungsfeldes noch mit Extinktion erklärt werden konnten, und machten das Zusammenklumpen von Staubteilchen dafür verantwortlich.

Kapitel 6

Kalte Knoten in nahen Sternentstehungsgebieten

6.1 Globale Verteilung der sehr kalten Knoten

Wie in Kapitel 4 gezeigt, sind die sehr kalten Knoten eng mit dichtem, molekularem Gas verknüpft. Die räumliche Verteilung innerhalb der Chamaeleon-Region legt es nahe, die sehr kalten Knoten mit Sternentstehung in Verbindung zu bringen. Warme Knoten mit $FP < 1$ ($T_F \gtrsim 25$ K) treten oft in enger räumlicher Nachbarschaft der sehr kalten Knoten auf und markieren Gebiete, in denen Proto-Sterne den sie umgebenden Staub aufheizen. In Chamaeleon wie in B 217 sind die bereits entstandenen Sterne jedoch nicht leuchtkräftig genug, die Staubeigenschaften über ihre unmittelbare Nachbarschaft von ~ 0.1 pc hinaus zu verändern. Im Gegensatz zu den warmen Staub-Knoten, die in einer bestimmten Phase im Sternentstehungsprozeß auftreten, markieren die sehr kalten Knoten im allgemeineren Sinn Gebiete, in denen Sternentstehung stattfinden kann. Die Verteilung der sehr kalten Knoten am Himmel kann wichtige Aufschlüsse über die bekannten Sternentstehungsgebiete geben und bisher wenig beachtete Gebiete für weitergehende Untersuchungen interessant machen.

Insgesamt sind 116 sehr kalte Knoten von der Zufallsdurchmusterung detektiert worden (gemäß der Definition in Kap. 4.2.1). Die Veröffentlichung dieser Liste mit Angaben zu Position, Ausdehnung, Flächenhelligkeit, Staubtemperatur und daraus abgeleiteter Masse der Quellen wird vorbereitet. Ihre Verteilung am Himmel zeigt Abbildung 6.1. Der Auswahleffekt, der durch unterschiedlich dichte Überdeckung einzelner Regionen durch die Zufallsdurchmusterung entsteht, kann durch Vergleich mit Abbildung 2.4 (S. 16) abgeschätzt werden. Das weitgehende Fehlen von Staub-Knoten im nördlichen Teil des 3. Milchstraßen-Quadranten ist z. B. auf fehlende Schwenks in diesem Gebiet zurückzuführen. Entsprechendes gilt für das Gebiet am galaktischen Äquator, wo die Signale der Ausleseelektronik in Sättigung geraten (vgl. Abb. 2.5). Die Häufung der sehr kalten Knoten in einigen der bekannten Sternentstehungsgebiete geht jedoch nur zu einem geringen Teil

6.1. GLOBALE VERTEILUNG DER SEHR KALTEN KNOTEN

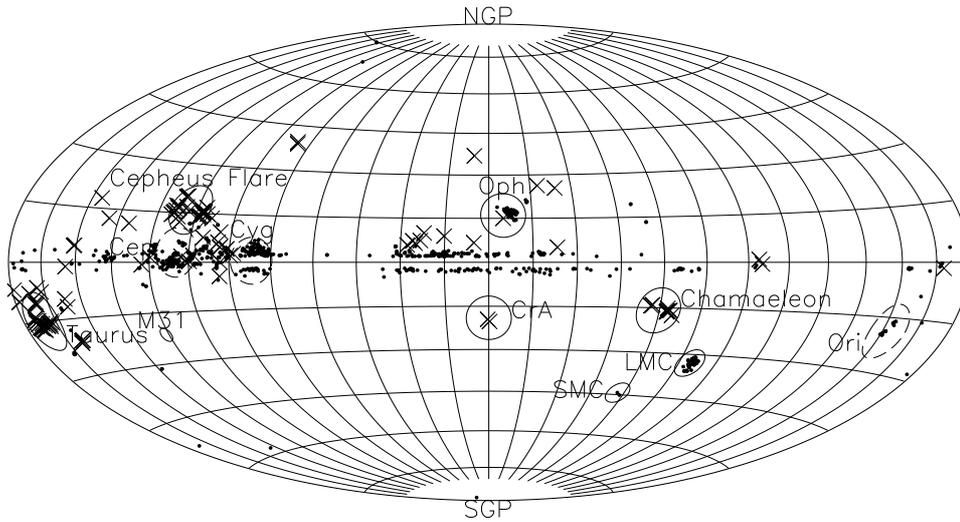


Abbildung 6.1: Verteilung der sehr kalten Knoten in der Milchstraße. Kreuze markieren die sehr kalten Knoten, die aus einem oder mehreren Quellenkandidaten mit Farbparameter > 7 bestehen ($T < 12.4$ K, genaue Definition in Kap. 4.2.1). Zum Vergleich sind kleine Punkte für die helleren ($I_{170}^{\max} > 10$ MJy sr $^{-1}$) der warmen Knoten ($FP < 1$) mit eingezeichnet (zur Einschätzung des Auswahleffektes durch die unterschiedlich dichte Überdeckung mit Schwenks vgl. Abb. 2.4).

Die größten Häufungen sehr kalter Knoten befinden sich in Taurus und im sogenannten Cepheus Flare, jeweils assoziiert mit großen Molekülwolken-Komplexen in 140 pc bzw. 300 pc Entfernung. Die nahen Sternentstehungsgebiete in Chamaeleon, Taurus und Ophiuchus haben sehr unterschiedliche Konzentrationen an sehr kalten bzw. warmen Knoten und werden in Kapitel 6.2 miteinander verglichen.

auf einen höheren Überdeckungsgrad zurück. Abbildung 6.1 zeigt vielmehr Unterschiede zwischen verschiedenen Regionen in den physikalischen Bedingungen im interstellaren Medium an. Zur Verdeutlichung sind auch die warmen Knoten eingezeichnet (zur besseren Übersichtlichkeit nur diejenigen mit $I_{170}^{\max} > 10$ MJy sr $^{-1}$).

Die auffälligsten Häufungen der sehr kalten Knoten befinden sich in Taurus und Cepheus. Weitere, kleinere Gruppierungen sind – wie in Kapitel 4 untersucht – in Chamaeleon zu sehen, sowie in zwei Regionen nahe am galaktischen Äquator: eine in Serpens bei $20^\circ < l < 30^\circ$ und eine an der Grenze von Cygnus und Cepheus bei $90^\circ < l < 100^\circ$. Die vereinzelt sehr kalten Knoten gehören teilweise bekannten Sternentstehungsregionen an, teilweise stehen sie abseits. Auffällig ist, daß sich in Ophiuchus und Orion nur ein einziger bzw. gar kein sehr kalter Knoten befindet. Auch in der Region in Cygnus in der Nähe von Deneb ($80^\circ < l < 90^\circ$) befinden sich ausschließlich warme Knoten. Die wahrscheinliche Ursache für das Fehlen sehr kalter Knoten ist ein starkes ultraviolettes Strahlungsfeld in den Regionen Ophiuchus und Cygnus im Vergleich zu Chamaeleon und Taurus.

6.2 Sternentstehungsgebiete im Vergleich

Die Molekülwolken-Komplexe in Taurus, Chamaeleon und Ophiuchus fallen in Abbildung 6.1 durch ihre Konzentrationen an sehr kalten bzw. warmen Knoten auf. Nur in Cepheus und Cygnus finden sich, teilweise aufgrund einer größeren Überdeckung, noch stärkere Häufungen von Knoten mit hohen oder sehr niedrigen Staubtemperaturen. Während letztere in Entfernungen von $D > 300$ pc stehen, sind die erstgenannten Regionen mit Entfernungen von $D = 140$ pc–180 pc und galaktischen Breiten von $|b| \sim 15^\circ$ aus beobachtungstechnischer Sicht ähnlich und für einen Vergleich miteinander sehr gut geeignet. Onishi et al. (1998), Mizuno et al. (1999) und Tachihara et al. (2000) haben bereits mit (in ihren Beobachtungsstrategien gleichen) $C^{18}O$ -Durchmusterungen die Eigenschaften des dichten, molekularen Gases ($n \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ – 10^4 cm^{-3}) untersucht. $C^{18}O$ ist für großflächige Durchmusterungen dichter Molekülwolken besonders geeignet, weil es selten genug ist, um (in $J = 1 \rightarrow 0$) noch bei Säulendichten von $N(H_2) \sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ optisch dünn zu sein, und andererseits eine ausreichende Linienstärke zeigt, um darin große Gebiete in vertretbarem Zeitrahmen zu kartieren.

6.2.1 Taurus

Der Molekülwolken-Komplex in Taurus gilt als „eine der typischsten“ Sternentstehungsregionen von massearmen Sternen (Onishi et al. 1996). Der Komplex enthält eine Masse von $6800 M_\odot$ (Mizuno et al. 1995, aus ^{13}CO -Durchmusterung) und nimmt ein Gebiet von $\sim 25 \text{ pc} \times 15 \text{ pc}$ ein. Die Wolke erfährt keine äußere Störung durch HII-Regionen oder Supernova-Überreste. Die Linienbreiten in Taurus sind oft sehr schmal, in manchen Übergängen nicht viel breiter als die thermische Linienbreite (siehe z. B. Kap. 5). Die Sternentstehungs-Effizienz gilt mit $\sim 2\%$ als durchschnittlich (Mizuno et al. 1995). Onishi et al. (1996) identifizierte 40 $C^{18}O$ -Kerne mit durchschnittlichen Radien von 0.23 pc und H_2 -Säulendichten von $6.9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Diese Untersuchungen der Gas-Kondensationen werden hier mit den Ergebnissen der Zufallsdurchmusterung komplementiert. In Taurus gibt es 20 sehr kalte Knoten.

Abbildung 6.2 zeigt die Taurus-Region bei $100 \mu\text{m}$ mit eingezeichneten sehr kalten Knoten (weiß) und $C^{18}O$ -Kernen (blau). Zusätzlich sind Position und Ausdehnung von kompakten Dunkelwolken (Lee & Myers 1999) und dichten NH_3 -Kernen (Jijina et al. 1999) gekennzeichnet. Das von der Zufallsdurchmusterung überdeckte und somit vollständig nach kalten Staub-Knoten untersuchte Gebiet läßt sich anhand der eingezeichneten Schwenkwege ablesen. Die $C^{18}O$ -Durchmusterungen und auch die Analyse der Dunkelwolken bauen auf früheren großskaligeren Untersuchungen auf, so daß eine angenäherte Vollständigkeit im untersuchten Gebiet gewährleistet ist. Im Gebiet von Abbildung 6.2 befinden sich die 40 $C^{18}O$ -Kerne der Durchmusterung von Onishi et al. (1996), sowie 33 kompakte Dunkelwolken und 15 dichte NH_3 -Kerne. Das in $C^{18}O$ beobachtete Gas bildet 3 Wolkenkomplexe in Form von 2 filamentartigen Strukturen von $\alpha = 4^h 13^m$,

6.2. STERNENTSTEHUNGSGEBIETE IM VERGLEICH

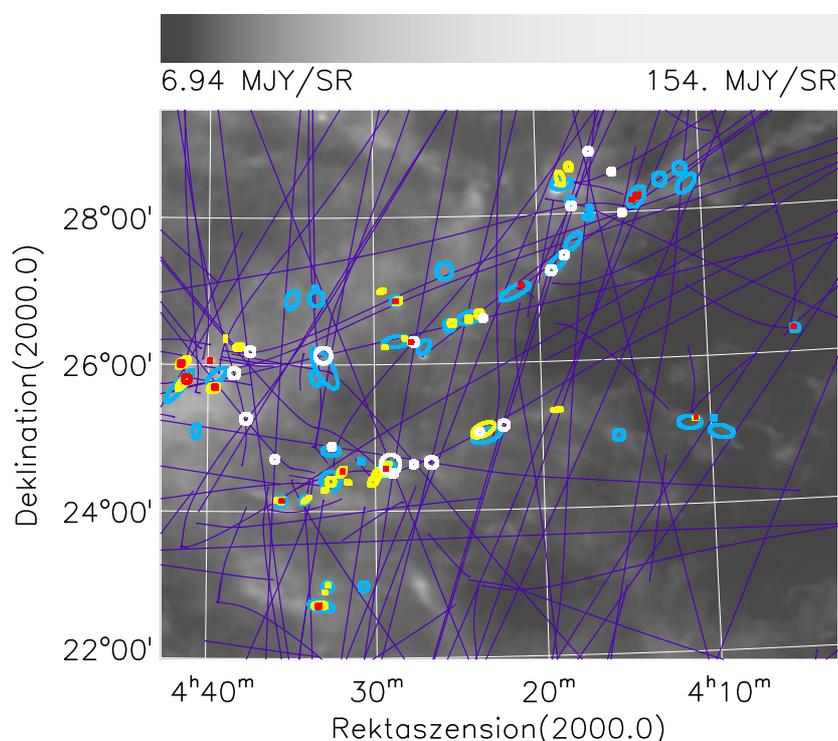


Abbildung 6.2: Taurus-Karte mit dichten Kernen und sehr kalten Knoten. Die Karte ist ein Mosaik aus den IRAS/ISSA-Karten und zeigt die Staub-Emission bei $100\ \mu\text{m}$. In Form kleiner Ellipsen oder Kreise sind C^{18}O -Kerne (blau; Onishi et al. 1996), kompakte Dunkelwolken (gelb; Lee & Myers 1999), dichte NH_3 -Kerne (rot; Jijina et al. 1999) und die sehr kalten Knoten (weiß) eingezeichnet. Um die Überdeckung einzelner Objekte abschätzen zu können, sind die Schwenkwege der Zufallsdurchmusterung als schmale violette Linien eingezeichnet. Bei einer Entfernung von $140\ \text{pc}$ gilt $1\ \text{cm} \cong 1.0^\circ \cong 2.5\ \text{pc}$, die Karte besitzt demnach einen Maßstab von $1 : 7.7 \cdot 10^{18}$.

Im dargestellten Gebiet befinden sich 40 C^{18}O -Kerne, 33 Dunkelwolken, 15 NH_3 -Kerne und 20 sehr kalte Knoten. Die Verteilungen folgen weitgehend der Säulendichte des molekularen Gases. Die sehr kalten Knoten liegen häufig am Rand von C^{18}O -Kernen.

$\delta = 28^\circ 30'$ über $\sim 5^\circ$ nach Südosten und von $\alpha = 4^{\text{h}}23^{\text{m}}$, $\delta = 25^\circ 00'$ über $\sim 3^\circ$ nach Osten und einer ringförmigen Struktur im Bereich $\alpha = [4^{\text{h}}33^{\text{m}}, 4^{\text{h}}43^{\text{m}}]$, $\delta = [25^\circ, 27^\circ]$. Die Strukturen werden von der ISSA-Karte bei $100\ \mu\text{m}$ nicht in dieser Deutlichkeit nachgezeichnet. Bemerkenswert ist, daß die Verteilung der sehr kalten Knoten weitgehend dem dichten molekularen Gas folgt. Zum Beispiel gibt es bei $100\ \mu\text{m}$ eine auffällige, längliche Struktur zwischen $\alpha = 4^{\text{h}}22^{\text{m}}$, $\delta = 28^\circ 00'$ und $\alpha = 4^{\text{h}}35^{\text{m}}$, $\delta = 26^\circ 15'$, wo auch einzelne C^{18}O -Kerne und Dunkelwolken liegen. Die sehr kalten Knoten befinden sich aber $\sim 40'$ südlich auf dem Filament von dichtem Gas.

6.2.2 Chamaeleon

Abbildung 6.3 zeigt die Chamaeleon-Region bei 100 μm . Eingezeichnet sind die 9 sehr kalten Knoten (weiß) und die 23 C^{18}O -Kerne von Mizuno et al. (1999, blau). Wie in Abbildung 6.2 sind kompakte Dunkelwolken (Lee & Myers 1999) und dichte NH_3 -Kerne (Jijina et al. 1999) gekennzeichnet.

In Chamaeleon ist ebenso wie in Taurus eine äußere Störung durch HII-Regionen oder Supernova-Überreste nicht zu erkennen (Mizuno et al. 1999). Das dichte interstellare Material bildet 3 große Wolken: Cha I, Cha II und Cha III mit Massen von $780 M_{\odot}$, $960 M_{\odot}$ und $1100 M_{\odot}$ (Mizuno et al. 1998, aus ^{13}CO) und Ausdehnungen von 5 pc–8 pc. Die Sternentstehungs-Effizienzen betragen 13 %, 1 % und

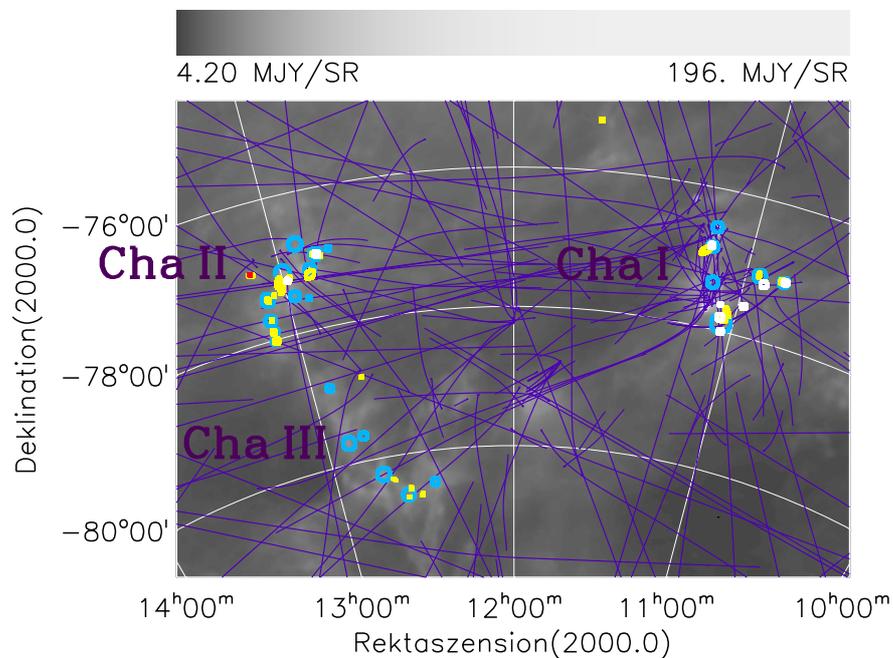


Abbildung 6.3: Chamaeleon-Karte mit den 3 Wolkenkomplexen Cha I, Cha II und Cha III. Die Karte ist ein Mosaik aus den IRAS/ISSA-Karten und zeigt die Staub-Emission bei 100 μm . In Form kleiner Kreise oder Ellipsen sind C^{18}O -Kerne (blau; Mizuno et al. 1999), kompakte Dunkelwolken (gelb; Lee & Myers 1999), dichte NH_3 -Kerne (rot; Jijina et al. 1999) und die sehr kalten Knoten (weiß) eingezeichnet. Um die Überdeckung einzelner Objekte abschätzen zu können, sind die Schwenkwege der Zufallsdurchmusterung als schmale violette Linien dargestellt. Bei einer angenommenen mittleren Entfernung von 160 pc gilt $1 \text{ cm} \hat{=} 1.1^\circ \hat{=} 3.0 \text{ pc}$, die Karte besitzt demnach einen Maßstab von $1 : 9.3 \cdot 10^{18}$.

Im dargestellten Gebiet befinden sich 23 C^{18}O -Kerne, 22 Dunkelwolken, 1 NH_3 -Kern (Beobachtungsdefizit wegen Lage am Südhimmel) und 9 sehr kalte Knoten. In Cha II befinden sich mehr C^{18}O -Kerne, aber weniger sehr kalte Knoten als in Cha I. Die sehr kalten Knoten häufen sich bei den C^{18}O -Kernen mit den höchsten Säulendichten.

0 %. Cha I ist somit eine außergewöhnlich aktive Sternentstehungsregion, Cha II ist diesbezüglich durchschnittlich, während Cha III inaktiv ist. Die $C^{18}O$ -Durchmusterung von Mizuno et al. (1999) ist auf diese Wolken beschränkt, deswegen liegen außerhalb der Wolken keine $C^{18}O$ -Kerne. Die sehr kalten Knoten bestätigen quasi diese klumpige Verteilung, indem der Zwischenwolkenbereich frei von sehr kalten Knoten ist, obwohl zahlreiche Schwenks diese Region gut überdecken. Die 23 $C^{18}O$ -Kerne mit durchschnittlichen Radien von 0.22 pc und H_2 -Säulendichten von 5.9 cm^{-2} teilen sich zu 6/11/6 auf Cha I/Cha II/Cha III auf. Die kompakten Dunkelwolken zeigen mit 5/11/4 eine ähnliche Häufigkeitsverteilung, während die sehr kalten Knoten mit 7/2/0 anders verteilt sind. Ein direkter Vergleich ist nicht möglich, weil die Schwenkdichte in Cha III niedriger ist als in Cha I und Cha II. Allerdings sind auch dort immerhin die Hälfte der $C^{18}O$ -Kerne überdeckt. Wie in Kapitel 4.2.4 diskutiert, folgt die Häufigkeitsverteilung der sehr kalten Knoten dem Verlauf der physikalischen Parameter der $C^{18}O$ -Kerne, deren durchschnittliche Säulendichte und Masse von Cha I nach Cha III abnimmt.

6.2.3 Ophiuchus

Abbildung 6.4 zeigt die gesamte Ophiuchus-Region bei $100 \mu\text{m}$. Eingezeichnet sind die $C^{18}O$ -Kerne von Tachihara et al. (2000, blau) sowie der sehr kalte Knoten (weiße Raute) und die nächstwärmeren Quellenkandidaten mit $5 < FP < 7$. Wie in Abbildung 6.2 und Abbildung 6.3 sind kompakte Dunkelwolken (Lee & Myers 1999) und dichte NH_3 -Kerne (Jijina et al. 1999) gekennzeichnet.

In Ophiuchus liegt die sehr aktive Sternentstehungsregion um ρ Ophiuchi (Oph-Haupt) mit 20 % Sternentstehungs-Effizienz und einer Masse von $2600 M_{\odot}$ (Tachihara et al. 2000, aus ^{13}CO) sowie der inaktive Molekülwolken-Komplex Oph-Nord mit $\sim 4000 M_{\odot}$ Masse und einer Sternentstehungs-Effizienz von 0.3 % (Nozawa et al. 1991, aus ^{13}CO). Von allen hier untersuchten Regionen haben die $C^{18}O$ -Kerne in Oph-Haupt die mit Abstand größte (durchschnittliche) Säulendichte ($N(H_2) = 1.7 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) und Masse. Auch die Linienbreite ist am größten, allerdings ist der Unterschied zu den anderen Regionen weniger deutlich als bei der Säulendichte. Eine Schockfront der nahegelegenen OB-Assoziation in Scorpius-Nord wird für die hohe Sternentstehungs-Effizienz (de Geus 1992) und für die extremen Parameter der $C^{18}O$ -Kerne verantwortlich gemacht (Tachihara et al. 2000).

Von den 40 $C^{18}O$ -Kernen von Tachihara et al. (2000) liegen 25 in Oph-Nord ($\delta > -21^\circ$), 15 liegen in Oph-Haupt. Die Kerne verteilen sich über ein Gebiet von $\sim 45 \text{ pc} \times 27 \text{ pc}$ und liegen damit weniger dicht als in Taurus oder den Chamaeleon-Wolken. Es gibt nur einen sehr kalten Knoten in Oph-Haupt und keinen in Oph-Nord. Die nächstwärmeren Quellenkandidaten ($5 < FP < 7$) sind etwa gleichmäßig auf Oph-Haupt und Oph-Nord verteilt und liegen ebenfalls weniger dicht als z. B. in Taurus.

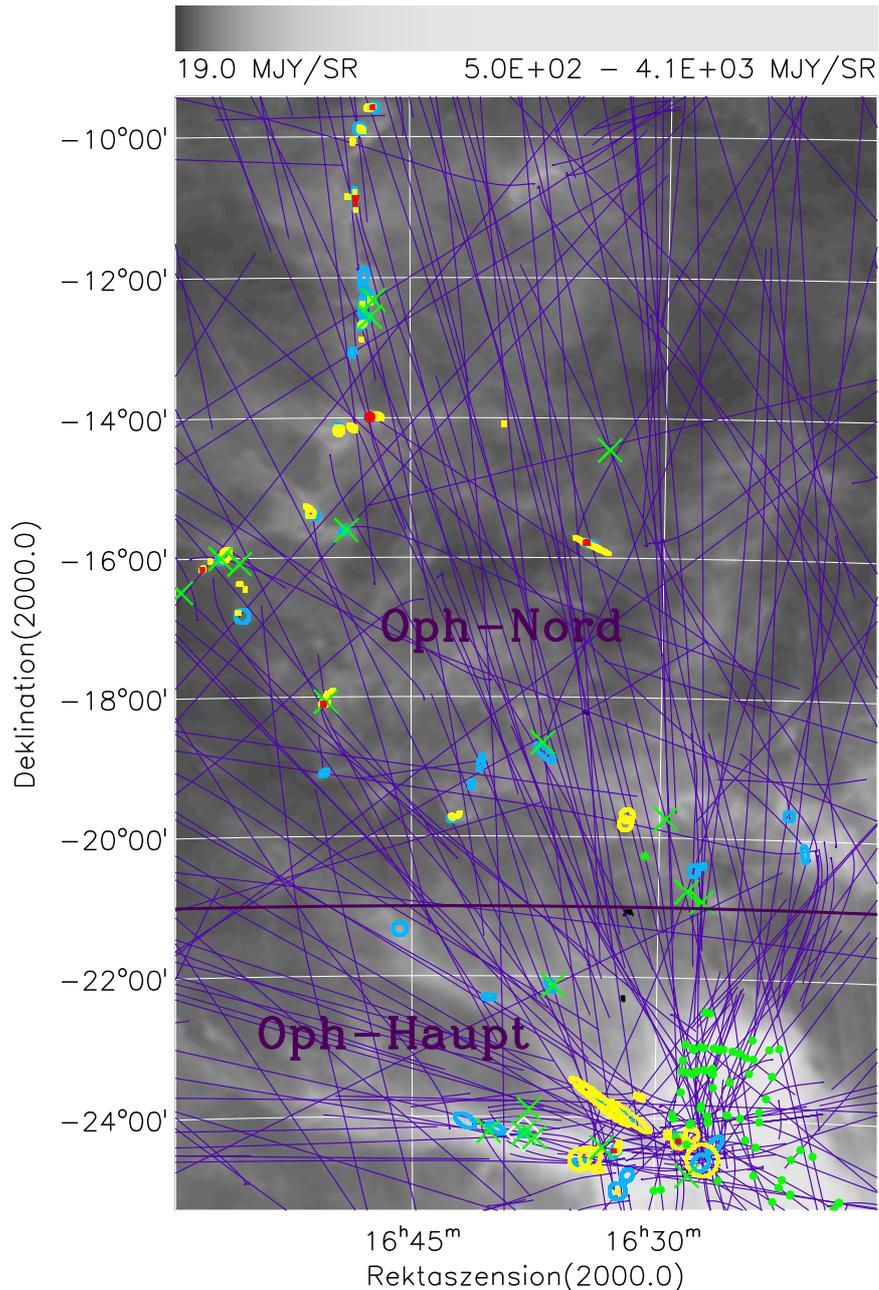


Abbildung 6.4: Ophiuchus-Karte mit dichten Kernen und kalten Knoten. Die Karte ist ein Mosaik aus IRAS/ISSA-Karten bei $100 \mu\text{m}$. In Form kleiner Ellipsen oder Kreise sind C^{18}O -Kerne (blau; Tachihara et al. 2000), kompakte Dunkelwolken (gelb; Lee & Myers 1999) und dichte NH_3 -Kerne (rot; Jijina et al. 1999) eingezeichnet. Der einzige sehr kalte Knoten des Feldes ist mit einer weißen Raute markiert. Hier sind zusätzlich die nächstwärmeren Quellenkandidaten ($5 < \text{FP} < 7$) mit grünen Kreuzchen und die helleren der warmen Knoten ($\text{FP} < 1$, $I_{170}^{\text{max}} > 10 \text{ MJy sr}^{-1}$) mit grünen Punkten gekennzeichnet. Um die Überdeckung einzelner Objekte abschätzen zu können, sind die Schwenkwege der Zufallsdurchmusterung als schmale violette Linien dargestellt. Bei einer Entfernung von 160 pc gilt $1 \text{ cm} \cong 1.1^\circ \cong 3.0 \text{ pc}$, die Karte besitzt demnach einen Maßstab von $1 : 9.3 \cdot 10^{18}$.

Das dargestellte Gebiet umfaßt den filamentartigen Wolkenkomplex Oph-Nord und den zentralen Komplex Oph-Haupt mit sehr aktiver Sternentstehung. Die Abgrenzung geschieht bei $\delta = -21^\circ$ (violette Trennlinie). Die Karte beinhaltet insgesamt 40 C^{18}O -Kerne, 50 Dunkelwolken und 9 NH_3 -Kerne. Der sehr kalte Knoten befindet sich bemerkenswerterweise in Oph-Haupt. Die sehr hohe Sternentstehungs-Effizienz (20 %) sowie die geometrische Struktur von Oph-Haupt werden mit der Schockfront der nahegelegenen OB-Assoziation Scorpius-Nord erklärt (de Geus 1992).

6.2.4 Vergleichende Interpretation

Abbildung 6.5 zeigt die Temperaturverteilung des Staubes in den untersuchten Regionen. In Taurus sind die Staub-Knoten am kältesten. Die Temperatur, die dem Zentralwert der Farb-Parameter-Verteilung entspricht (kurz: *mittlere Temperatur*), beträgt 14.5 K. Die Knoten in Chamaeleon sind mit einer mittleren Temperatur von 14.9 K fast gleich kalt, während Ophiuchus deutlich wärmer ist (Oph-Nord: $T_F = 17.5$ K, Oph-Haupt: $T_F = 19$ K). Die unterschiedlichen Temperaturen der Staub-Knoten sind ein Spiegelbild der Häufigkeit der sehr kalten Knoten. Allerdings bedeutet die Existenz warmer Knoten nicht, daß in solchen Regionen gar keine sehr kalten Knoten auftreten.

Sowohl die Sternentstehungs-Effizienz als auch die Säulendichte der $C^{18}O$ -Kerne (und damit zusammenhängende Parameter wie z. B. die Masse) nehmen von Oph-Haupt über Cha I und Cha II nach Cha III ab. Oph-Nord liegt in dieser Sequenz zwischen Cha II und Cha III, Taurus zwischen Cha I und Cha II. Es gibt keinen offensichtlichen Parameter des Staubes, der denselben Verlauf zeigt. Eine enge Verknüpfung zwischen Gas und Staub wird dann deutlich, wenn Oph-Haupt zunächst als Sonderfall angesehen und beim Vergleich nicht berücksichtigt wird: Die Anzahl der sehr kalten Knoten nimmt mit der Säulendichte (Masse, etc.) der $C^{18}O$ -Kerne von Cha I und Taurus über Cha II nach Cha III und Oph-Nord ab. Zwischen Cha I und Taurus wären mit der einfachen Korrelation (Säulendichte – Anzahl sehr kalter Knoten) allerdings größere Unterschiede zu erwarten, denn Cha I übertrifft Taurus in der Säulendichte seiner $C^{18}O$ -Kerne deutlich um 64 %. Die sehr kalten Knoten liegen in Cha I aber nicht dichter als in Taurus, d. h. der projizierte Abstand zwischen den Knoten ist ähnlich. Der Befund, daß in Taurus besonders viele sehr kalte Staub-Knoten liegen, ist nicht nur damit zu erklären, daß der Taurus-Komplex größer ist als Cha I und das molekulare Gas eine größere Säulendichte hat als in Oph-Nord. Vielmehr zeigt die Taurus-Region noch weitere *Besonderheiten* gegenüber Chamaeleon und Ophiuchus: Zum einen sind die physikalischen Bedingungen im ganzen Gebiet recht einheitlich (während Cha I – Cha III sowie Oph-Haupt – Oph-Nord große Unterschiede zeigen). Zum anderen ist die durchschnittliche Linienbreite in den $C^{18}O$ -Kernen (0.49 km/s) deutlich niedriger als in den anderen Regionen ($\gtrsim 0.8$ km/s).

In der Theorie der Entstehung von Sternen niedriger Masse (Shu et al. 1987) führt die Dissipation von inneren Turbulenzen während der sog. *ambipolaren Diffusionsphase* zur langsamen Kontraktion des Wolkenkerns und schließlich zum Kollaps. Die Untersuchungen in Chamaeleon (Kap. 4.2) legen es nahe, das Auftreten der sehr kalten Knoten als Erscheinung einer Phase unmittelbar vor einsetzender Sternentstehung anzusehen. Die vielen sehr kalten Knoten und die durchgehend schmalen Moleküllinien lassen die Interpretation zu, daß die gesamte Region in naher Zukunft eine große Anzahl (wahrscheinlich massearmer) Sterne bilden wird. Die Sternentstehungs-Effizienz von 2 % besagt, daß Sternentstehung bereits in substantiellem Maße stattfindet. Da diese aber weder auf eine Teil-Region begrenzt ist (wie in Chamaeleon/Cha I) noch mit einer durch einen äußeren Schock

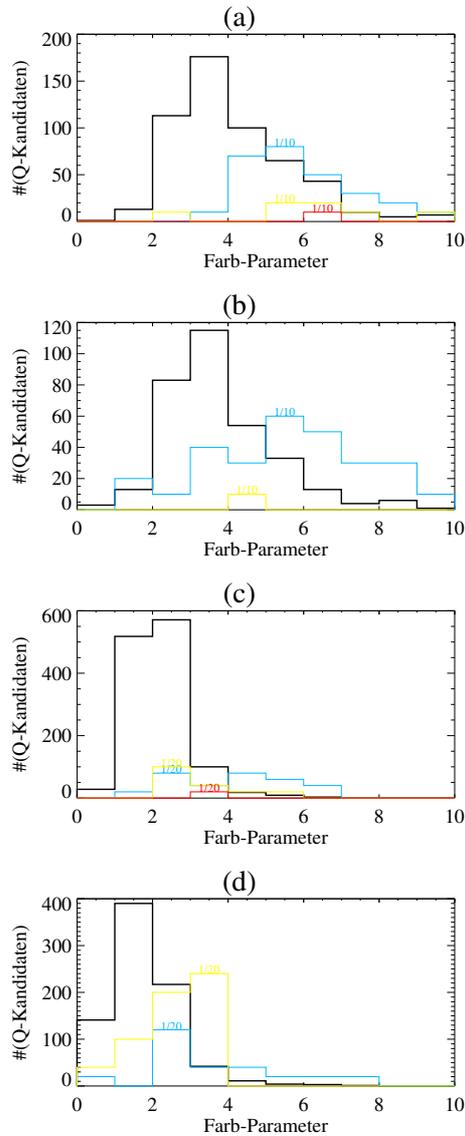


Abbildung 6.5: Histogramme der Farb-Parameter in den nahen Sternentstehungsregionen in Taurus, Chamaeleon und Ophiuchus. In Farbe und zur besseren Sichtbarkeit überhöht sind die FP-Verteilungen derjenigen Quellenkandidaten eingezeichnet, die mit $C^{18}O$ -Kernen (blau), kompakten Dunkelwolken (gelb) bzw. dichten NH_3 -Kernen (rot) assoziiert sind.

(a) Taurus. Die Knoten mit $FP > 10$ sind im Intervall $9 < FP < 10$ mit aufgenommen. Die Farb-Parameter haben einen Zentralwert von 3.8 ($T_F = 14.5$ K). Insgesamt 22 Quellenkandidaten fallen mit $C^{18}O$ -Kernen zusammen. Diese sind signifikant kälter als der Durchschnitt; ihr zentraler Farb-Parameter ist 5.6 ($T_F = 13.1$ K). Auch die mit kompakten Dunkelwolken assoziierten Knoten sind kälter als der Durchschnitt.

(b) Chamaeleon. Der Zentralwert der Farb-Parameter liegt bei 3.5 ($T_F = 14.9$ K). Ebenso wie in Taurus sind die mit $C^{18}O$ -Kernen assoziierten Quellenkandidaten kälter; sie haben einen zentralen Farb-Parameter von 5.9 ($T_F = 12.9$ K).

(c) Ophiuchus-Nord: Generell ist das interstellare Medium in Ophiuchus wärmer als in Taurus oder Chamaeleon. In Oph-Nord entspricht der Zentralwert der Farb-Parameter einer Farbtemperatur von 17.5 K. Die Sternentstehungs-Effizienz beträgt lediglich 0.3 %.

(d) Ophiuchus-Haupt: In der sehr aktiven Sternentstehungsregion um ρ Ophiuchi liegen zahlreiche warme Knoten (siehe auch Abb. 6.2). Die Sternentstehungs-Effizienz ist mit 20 % außergewöhnlich hoch.

ausgelöst extrem hohen Sternentstehungsrate einhergeht (wie in Oph-Haupt), ist das dichte Gas weitgehend ungestört und kann deshalb auf einem großen Gebiet im Zustand der „gerade noch nicht stattfindenden Sternentstehung“ (S. 63) beobachtet werden.

Nur 1 sehr kalter Knoten ist in Oph-Haupt zu finden, obwohl die gegenwärtig gemessene Sternentstehungs-Effizienz sehr hoch ist. Drei Ursachen können für das weitgehende Fehlen der sehr kalten Knoten verantwortlich sein: 1.) Die jüngst entstandene große Zahl von Sternen auch mittlere Masse führt zu großen Mengen (bei der verwendeten Winkelauflösung: omnipräsenten) zirkumstellaren Staubes,

so daß aus beobachtungstechnischen Gründen sehr kalte Knoten nicht nachgewiesen werden können. 2.) Die auslösende Schockwelle (falls diese Erklärung zutrifft) könnte zum Kollaps von dichtem Gas geführt haben, das sich (noch) nicht im Zustand unmittelbar vor einsetzender Sternentstehung befunden hat und befindet. 3.) Die Sternentstehung könnte derart plötzlich stattgefunden haben (deshalb möglicherweise auch die große Sternentstehungs-Effizienz), daß gegenwärtig die dichten Wolkenkerne – gewissermaßen der Brennstoff zur Sternentstehung – bereits aufgebraucht sind. Der Befund in Oph-Haupt steht somit nicht im Widerspruch zur Interpretation in Taurus und Chamaeleon, sondern kann im Gegenteil aus dem bisher Gesagten verstanden werden, wenn die qualitativ unterschiedlichen physikalischen Bedingungen dieser Region berücksichtigt werden.

6.2.5 Weitere Regionen

Neben den bisher vorgestellten nahen Sternentstehungsregionen von Taurus, Chamaeleon und Ophiuchus fallen in Abbildung 6.1 weitere Gebiete mit besonders vielen sehr kalten oder warmen Staub-Knoten auf (Cygnus, Cepheus, Cepheus Flare, Orion, Magellansche Wolken). Die Liste dieser Regionen ist zu heterogen für einen direkten Vergleich untereinander, und die einzelnen Gebiete sind zu komplex, um im Rahmen dieser Arbeit angemessen untersucht werden zu können. Einige Aspekte, die mit den beobachteten Auffälligkeiten von Abbildung 6.1 in Zusammenhang stehen, seien hier jedoch kurz angesprochen.

Die Riesen-Molekülwolke in Orion ist mit 400 pc–500 pc Entfernung das sonnennächste Entstehungsgebiet massereicher Sterne (Genzel & Stutzki 1989). Die Wolken Orion A und Orion B erstrecken sich jeweils über ~ 50 pc und enthalten $\sim 10^5 M_{\odot}$ an molekularem Gas. Beide Wolken beinhalten prominente HII-Regionen, darunter die ursprünglich namensgebenden NGC 1976 und NGC 2024. Abbildung 6.6 zeigt Orion bei 100 μm mit eingezeichneten Schwenkwegen und Staub-Knoten. Es gibt nur wenige Quellenkandidaten mit $\text{FP} > 5$ ($T_{\text{F}} < 13.5$ K) und keinen sehr kalten Knoten. Dafür befinden sich vor allem in den großen Wolken Orion A und Orion B zahlreiche warme und helle Knoten ($\text{FP} < 1$, $I_{170}^{\text{max}} > 10 \text{ MJy sr}^{-1}$). Wahrscheinlich liegt die relativ hohe Staubtemperatur (siehe auch Abb. 6.7(a)) an der intensiven UV-Strahlung der zahlreichen O- und B-Sterne. Für das völlige Fehlen sehr kalter Knoten könnte jedoch auch die dreimal größere Entfernung von Orion, verglichen mit Chamaeleon, Taurus und Ophiuchus, eine Rolle spielen. Gerade in einer aktiven Region wie Orion könnte sich in 0.5 pc Abstand von jedem hypothetischen sehr kalten Knoten eine warme Quelle befinden; dann wären die kalten Objekte mit dem Extraktionsprogramm nicht nachweisbar.

Der Cepheus Flare erhielt seinen Namen von Hubble (1934), dem das weitgehende Fehlen von Galaxien in dieser Region auffiel. Bei 170 μm tritt die Region durch eine erhöhte Intensität hervor (siehe Abb. 1.1). Lebrun (1986) beobachtete die Riesen-Molekülwolke in CO ($J = 1 \rightarrow 0$, $\nu_0 = 110$ GHz) und wies auf die Ähnlichkeit in Größe und Masse zu den Orion-Wolken hin, mit dem wichtigen

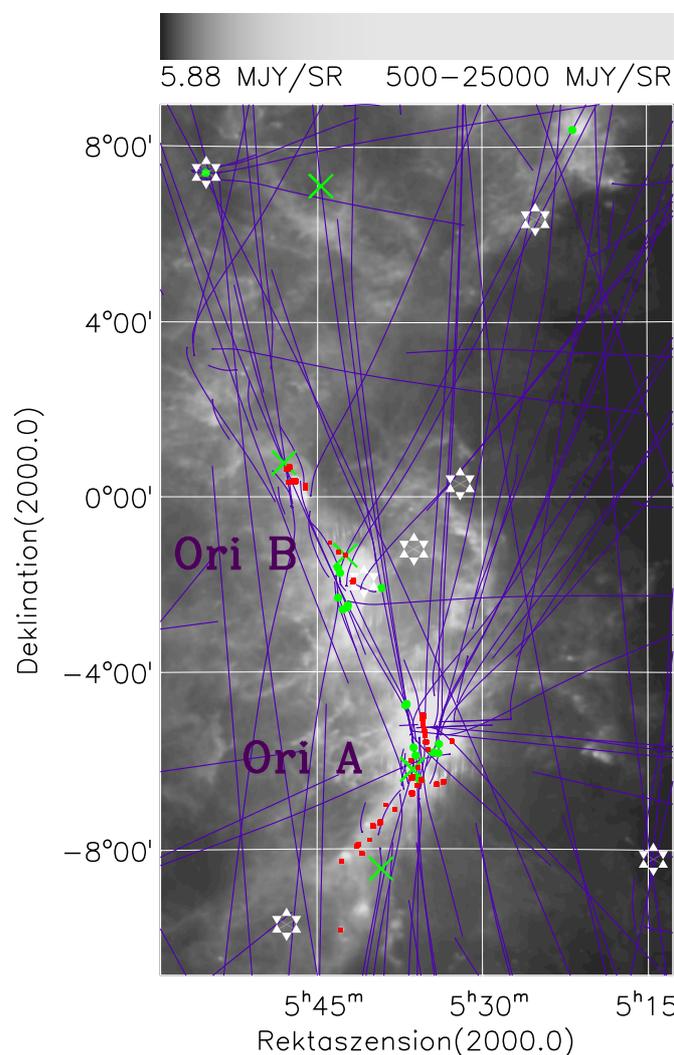


Abbildung 6.6: Orion-100- μm -Karte mit NH_3 -Kernen und Staub-Knoten. Rote Punkte kennzeichnen dichte NH_3 -Kerne (Jijina et al. 1999). Es gibt keinen sehr kalten Knoten in Orion. Wie in Abb. 6.4 sind die nächstwärmsten Quellenkandidaten ($5 < \text{FP} < 7$) mit grünen Kreuzchen und die helleren der warmen Knoten ($\text{FP} < 1$, $I_{170}^{\text{max}} > 10 \text{ MJy sr}^{-1}$) mit grünen Punkten gekennzeichnet. Die Karte enthält 73 NH_3 -Kerne und 20 warme, helle Staub-Knoten. Das dargestellte Gebiet umfaßt die mit Sternsymbolen angedeutete zentrale Region des Sternbildes. Hier befinden sich die Molekülwolken Orion A und Orion B, jeweils mit eingebetteten HII-Regionen. Bei einer Entfernung von 500 pc gilt $1 \text{ cm} \cong 1.7^\circ \cong 15 \text{ pc}$.

Unterschied, daß die spektakulären Merkmale massiver Sternentstehung fehlten. Bei $100^\circ < l < 120^\circ$, $13^\circ < b < 22^\circ$ befindet sich in $\sim 300 \text{ pc}$ Entfernung ein großer Molekülwolken-Komplex von $6 \cdot 10^4 M_\odot$ Masse (Grenier et al. 1989). Diese Region ist von Schwanks der Zufallsdurchmusterung zu über 43 % überdeckt und enthält 28 sehr kalte Knoten. Abbildung 6.7(b) zeigt die Häufigkeitsverteilung der Farb-Parameter. Bezüglich der obigen Argumentation für Orion ist zu betonen, daß in doppelter Entfernung von Taurus und Chamaeleon sehr kalte Knoten offensichtlich noch nachgewiesen werden können. Entscheidend ist wahrscheinlich die große Menge an molekularem Gas bei gleichzeitigem Fehlen junger massereicher Sterne.

Schließlich sei noch die Große Magellansche Wolke (LMC, Large Magellanic Cloud) erwähnt, die ebenso wie die Kleine Magellansche Wolke viele helle warme

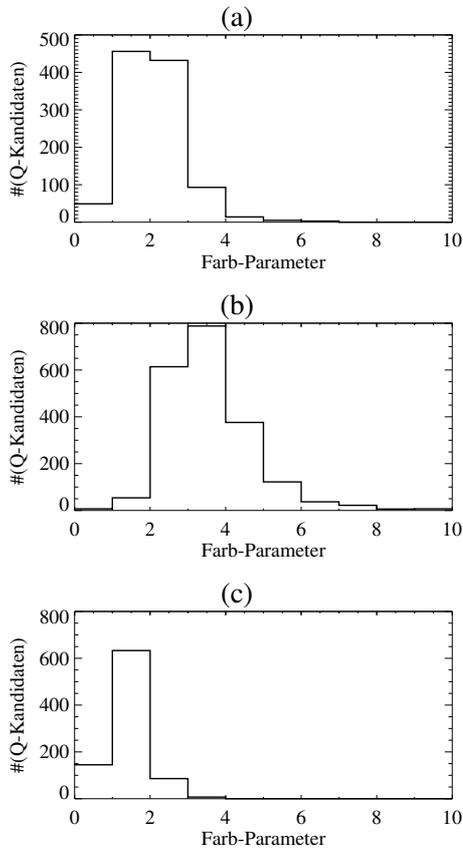


Abbildung 6.7: Histogramme der Farb-Parameter in Orion, im Cepheus Flare und in der Großen Magellanschen Wolke (LMC).

(a) Orion, eine warme Region. Der Zentralwert der Farb-Parameter liegt bei 2.0 ($T_F = 17.7$) und damit ähnlich niedrig wie in Ophiuchus (Abb. 6.5(c,d)). Orion ist reich an O- und B-Sternen, die den Staub, auch großräumig, erwärmen können.

(b) Cepheus Flare, eine kalte Region. Die Verteilung ähnelt denen von Chamaeleon und Taurus und hat einen Zentralwert von 3.4. Der Cepheus Flare enthält Molekülwolken großer Masse, aber keine massereichen Sterne.

(c) LMC, Begleitgalaxie der Milchstraße in 50 kpc Entfernung. Die Quellenkandidaten sind nicht mehr als Kondensationen in Wolken zu interpretieren, sondern repräsentieren ganze Wolkenkomplexe. Der zentrale Farb-Parameter beträgt 1.4 ($T_F = 20.4$).

Knoten, aber keinen sehr kalten Knoten besitzt. Mit 50 kpc sind die Begleitgalaxien der Milchstraße 100-mal weiter entfernt als die Orion-Wolken und das effektive Auflösungsvermögen der verwendeten Daten entspricht ~ 70 pc. Folglich sind die gefundenen Quellenkandidaten, die fast alle eine Halbwertsbreite von $4'$ – $5'$ haben, nicht als Kondensationen in interstellaren Wolken, sondern als ganze Wolkenkomplexe zu interpretieren. Die Orion-Region würde aus 50 kpc Entfernung betrachtet (wegen der dominierenden HII-Regionen) das Bild *eines* hellen warmen Knotens abgeben, während in der gesamten Milchstraße (bei derselben Entfernung) kein Quellenkandidat mit $FP > 7$ zu erwarten wäre. Die extreme Häufung warmer Knoten in LMC, die auch in dem Histogramm in Abbildung 6.7(c) zum Ausdruck kommt, hat neben dem Entfernungseffekt noch eine zweite Ursache: In LMC gibt es gravitativ gebundene Sternhaufen von $\sim 10^4$ Sternen, deren Strukturen denen der Kugelhaufen der Milchstraße ähneln, deren Strahlung aber von jungen, massereichen Sternen dominiert wird (Hodge 1961). Nach van den Bergh (1998) befindet sich LMC seit wenigen Gigajahren in ihrer aktivsten Phase der Entstehung dieser Sternhaufen. Mit der CO-Durchmusterung von Fukui et al. (1999) konnte gezeigt werden, daß das interstellare Medium Riesen-Molekülwolken von $\sim 6 \cdot 10^4 M_\odot$ bis $2 \cdot 10^6 M_\odot$ bildet, und daß diese Wolkenkomplexe räumlich eng mit den jü-

sten (Alter $\lesssim 10^7$ Jahre) der o. g. Sternhaufen korreliert sind. Die Konstellation von jungen, massereichen Sternhaufen in großen Wolkenkomplexen trägt zu der besonderen Häufung warmer, heller Knoten in LMC bei.

6.3 Staub- und Gastemperaturen in dichten Kernen

Wie in Kapitel 5 gezeigt, kann durch Radiobeobachtungen des NH_3 -Moleküls die kinetische Gastemperatur in dichten Wolkenkernen bestimmt werden.¹ Obwohl die Schwerpunkte der NH_3 -Emission und der Staub-Emission in unterschiedlichen Regionen eines Wolkenkerns liegen, und obwohl in den Außenbereichen kein Temperatureausgleich zwischen Gas und Staub zu erwarten ist, sind in B 217 die Gas- und Staubtemperaturen sehr ähnlich. Die Staub-Knoten der Zufallsdurchmusterung bieten erstmals die Möglichkeit, den Temperaturvergleich zwischen Staub und Gas an einer großen Zahl von Wolkenkernen vorzunehmen.

Jijina et al. (1999) veröffentlichte einen Katalog der bisher detektierten NH_3 -Kerne, mit dessen Hilfe hier ein statistischer Vergleich durchgeführt wird. Der NH_3 -Katalog führt 264 dichte Kerne auf, wenn aus Konsistenzgründen die VLA-Beobachtungen (Very Large Array, New Mexico, USA) mit Bogensekunden-Auflösung nicht gezählt werden. Von diesen erfüllen exakt die Hälfte die Bedingung, weder in dem Teil der galaktischen Ebene zu liegen, wo der C200-Detektor in Sättigung gerät, noch in einem der relevanten Gasparameter als „unsicher“ gekennzeichnet zu sein. Von 132 dichten Kernen sind 43 mit der Zufallsdurchmusterung beobachtet und 25 (58 %) als Staub-Knoten detektiert worden. Dabei gilt eine Detektion nur dann als gesichert, wenn die Standardkriterien der Quellenkandidaten (S. 37) erfüllt sind – d. h. insbesondere Detektion auch bei 100 μm , und wenn die Position des Knotens (170- μm -Intensitätsmaximum) innerhalb des NH_3 -Kerns liegt (d. h. weniger als einen halben Kern-Durchmesser vom Kern-Maximum entfernt). Viele der Kerne liegen bei sehr hellen HII-Regionen, so daß bei einem hohen Anteil (44 %) der detektierten Kerne die Ausgangssignale der C200-Kamera in Sättigung geraten und zuverlässige Staub-Parameter nicht bestimmt werden können. Für die verbleibenden 14 detektierten dichten Kerne zeigt Abbildung 6.8 den Vergleich zwischen Staub und Gas in den Parametern Temperatur und Säulendichte.

Die dichten Kerne haben Temperaturen im Bereich $10 \text{ K} < T_{\text{Staub}} < 21 \text{ K}$ bzw. $9 \text{ K} < T_{\text{Gas}} < 19 \text{ K}$. Staub- und Gastemperaturen sind eng miteinander korreliert. Die Quelle mit der niedrigsten Staubtemperatur (L1172A) hat eine Gastemperatur von 14 K und fällt damit aus dem allgemeinen Trend heraus. Die anderen

¹Zur Temperaturbestimmung ist CO weniger geeignet als NH_3 , weil mit CO nur die Anregungstemperatur des Übergangs bestimmt werden kann und weil ein $\text{C}^{18}\text{O}/^{13}\text{CO}$ -Isotopenverhältnis angenommen werden muß (der niedrigste ^{12}CO -Rotationsübergang ist in den hier interessanten Regionen optisch dick). Die Stärken von CO-Beobachtungen liegen in dem vergleichsweise niedrigen Zeitaufwand, große Gebiete zu kartieren, und in dem relativ stabilen $N(\text{CO})/N(\text{H}_2)$ -Verhältnis (solange CO nicht ausfriert), so daß die Kombination $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ zur Bestimmung von H_2 -Säulendichten und Massen besonders geeignet ist.

6.3. STAUB- UND GASTEMPERATUREN IN DICHTEN KERNEN

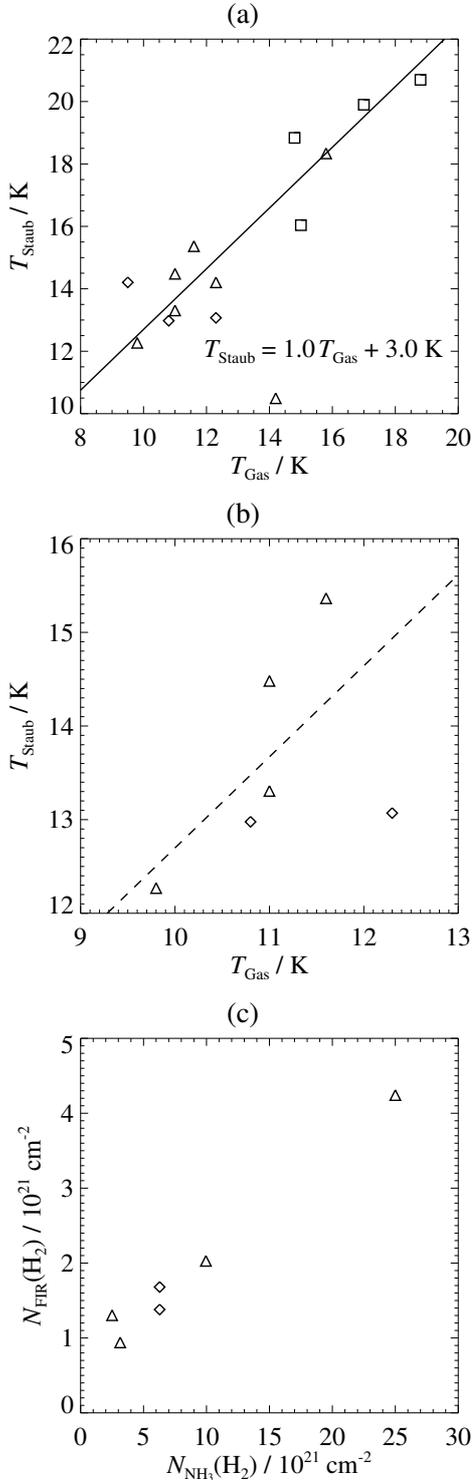


Abbildung 6.8: Vergleich von Gas- und Staubparametern in 14 NH_3 -Kernen. Die Gasparameter der NH_3 -Kerne stammen von Jijina et al. (1999). Die Parameter der Staub-Knoten sind gemittelt, wenn mehrere Quellenkandidaten in ihrer Position mit dem NH_3 -Kern übereinstimmen. Die Symbole stehen für unterschiedliche Sternentstehungsaktivitäten, die mit dem NH_3 -Kern assoziiert werden (Jijina et al. 1999): Quadrate: Kerne mit assoziierten Sternhaufen, Dreiecke: Kerne ohne assoziierte Sternhaufen, aber mit assoziierten jungen stellaren Objekten (IRAS-Punktquellen mit Rötungskriterium), Rauten: Kerne ohne assoziierte IRAS-Quellen.

(a) Temperaturvergleich von Staub und Gas. Die Gastemperaturen sind meistens die Temperaturen an der NH_3 -Maximum-Position, manchmal wurden sie über den NH_3 -Kern gemittelt. Die gezeichnete Regressionsgerade berücksichtigt nicht die vom Trend abweichende Quelle (L1172A). (b) Wie (a), aber nur nahe Kerne ($D < 400 \text{ pc}$). Bei diesen machen sich die unterschiedlichen Winkelauflösungen von Radio- und FIR-Beobachtungen weniger stark bemerkbar (wichtig für (c)). Daß die nahen Kerne den untersten Temperaturbereich einnehmen, ist wahrscheinlich ein Auswahleffekt bei der Suche nach NH_3 -Kernen. Die gestrichelte Gerade ist die Regressionsgerade von (a).

(c) Vergleich der Säulendichten von Staub und Gas für die nahen Kerne, jeweils normiert auf die H_2 -Säulendichte. Die Säulendichte $N_{\text{FIR}}(\text{H}_2)$ wird aus I_{170}^{max} und T_{Staub} unter Verwendung von $\sigma_{\text{H}}^{170} = 3.5 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ bestimmt (siehe Kap. 5.3.2). $N_{\text{NH}_3}(\text{H}_2)$ wird aus $N(\text{NH}_3)^{\text{max}}$ bei Annahme von $\chi(\text{NH}_3) = 4 \cdot 10^{-8}$ berechnet (siehe Kap. 5.2.2). Aus beobachtungstechnischen Gründen ist eine 1:1-Korrelation nicht zu erwarten (siehe Diskussion in Kap. 5.4). Die hier gezeigte Korrelation kann als Konsistenzprüfung für die Quellenidentifikation und die Temperaturbestimmung angesehen werden.

Kerne streuen um die Linie $T_{\text{Staub}} = 1.0 T_{\text{Gas}} + 3 \text{ K}$ (siehe Abb. 6.8(a)). Die Kerne, die mit Sternhaufen assoziiert sind (Kriterium: Anzahl der Sterne eines auf den NH_3 -Kern projizierten und in derselben Entfernung wie dieser stehenden Sternhaufens ≥ 30), haben im Mittel eine Temperatur von $T_{\text{Staub}} = (18.9 \pm 1.1) \text{ K}$, während die Durchschnittstemperatur der Kerne ohne assoziierten Sternhaufen $T_{\text{Staub}} = (13.9 \pm 0.7) \text{ K}$ beträgt. Die Kerne ohne assoziierte IRAS-Quelle („Rötungs“-Kriterium: S_{25}/S_{12} oder S_{60}/S_{25} oder $S_{100}/S_{60} > 1$) sind im Durchschnitt 0.7 K kälter als die sternlosen Kerne, allerdings ist die Auswahlmenge zu klein für eine zuverlässige Statistik.

In Abbildung 6.8(b) ist die Untergruppe der Kerne mit Abstand $D < 400 \text{ pc}$ dargestellt. Die Größe der Staub-Knoten von $\sim 5'$ entspricht hier $\lesssim 0.5 \text{ pc}$ und übersteigt die typische Größe der NH_3 -Kerne weniger stark als bei den teils aufgelösten weiter entfernten Kernen. Dies ist eine notwendige Bedingung für den anschließenden Vergleich der Säulendichten. Es ist auffällig, daß die nahen Kerne den untersten Temperaturbereich einnehmen. Hier wird ein Auswahleffekt deutlich, weil die entfernteren NH_3 -Kerne vorzugsweise in der Umgebung heller IRAS-Quellen und in Sternentstehungsgebieten massereicherer Sterne gesucht werden, während in sonnennahen Sternentstehungsgebieten keine massereichen Sterne entstehen. Ob die sehr kalten NH_3 -Kerne in Sternentstehungsgebieten massereicherer Sterne tatsächlich seltener sind als in anderen Gebieten, oder ob sie nur schwieriger zu finden sind, ist anhand von NH_3 -Beobachtungen allein kaum zu sagen, weil NH_3 -Durchmusterungen großer Gebiete wegen ihres extrem hohen Zeitbedarfs praktisch undurchführbar sind. Ein Hinweis auf eine generell höhere Gastemperatur kommt von den Staub-Knoten, denn diese haben in den Sternentstehungsgebieten massereicherer Sterne eine deutlich höhere Temperatur (siehe Abb. 6.1), und die Staubtemperatur ist statistisch mit der Gastemperatur korreliert.

Auch zwischen den Säulendichten von Staub und Gas gibt es eine Korrelation (siehe Abb. 6.8(c)). Physikalisch ist das im Gegensatz zu den Temperaturen auch insofern zu erwarten, als daß das Gas/Staub-Massenverhältnis nicht von den Wolkenparametern abhängig ist. Es ist allerdings deshalb nicht trivial, weil die Zufallsdurchmusterung nicht für die innerste Region des dichten Kerns empfindlich ist, wo die Säulendichte des Gases ein spitzes Maximum hat (siehe Kap. 5.4). In B217SW beträgt die aus den Ammoniak-Beobachtungen bestimmte H_2 -Säulendichte das 10fache des aus den Fern-Infrarot-Daten bestimmten Wertes. Das hier bestimmte Verhältnis ist trotz schlechterer effektiver Winkelauflösung der Fern-Infrarot-Daten (hier IRAS-Auflösung) kleiner. Aus Abbildung 6.8(c) liest man $N_{\text{NH}_3(\text{H}_2)}/N_{\text{FIR}(\text{H}_2)} \sim 2\text{--}6$ ab. Das kleinere Verhältnis kann auf eine allgemein niedrigere relative Ammoniak-Häufigkeit schließen lassen. Allerdings kann das umgekehrt besonders große Verhältnis $N_{\text{NH}_3(\text{H}_2)}/N_{\text{FIR}(\text{H}_2)}$, das B217SW mit einigen anderen dichten Wolkenkernen gemeinsam ist, auch auf einen besonders steilen Temperaturverlauf (zum Zentrum abnehmend) oder Dichteverlauf (zum Zentrum zunehmend) hindeuten.

Kapitel 7

Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Verfahren entwickelt, mit der Zufalls-durchmusterung dichte Staub-Knoten aufzufinden und den kalten Staub der Milchstraße zu charakterisieren. Es konnte gezeigt werden, daß sehr kalter Staub ($T_F \lesssim 12$ K) eng mit kaltem ($T_{\text{ex}}^{\text{C}^{18}\text{O}} \approx 8$ K, $T_{\text{kin}} \approx 10$ K) und dichtem ($N(\text{H}_2) > 8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) molekularen Gas korreliert ist, und es ist naheliegend, sehr kalte Staub-Knoten als Anfangsstadium im Entstehungsprozess massearmer Sterne anzusehen. Insgesamt wurden 116 sehr kalte Knoten detektiert, viele davon erstmals. In dichten Kernen liegen Staub- und Gastemperaturen unerwartet eng beieinander, meistens ist T_{Gas} etwas niedriger als T_{Staub} .

Die Möglichkeiten der vorgestellten Methode reichen jedoch noch weiter. Die Liste der sehr kalten Knoten kann genutzt werden, um die Natur jedes einzelnen Objektes zu untersuchen. Unter Hinzuziehung der Punktquellen-Datenbasis und weiterer Datensätze (IRAS-Kataloge, 2MASS, DSS, SIMBAD) könnten die sehr kalten Knoten in bereits bekannte und bislang unbekannte Objekte eingeteilt werden. Bei den bekannten Objekten sollte überprüft werden, inwieweit das bisherige Modell der Quelle mit den Staubparametern im Einklang steht. Die bislang unbekanntes Knoten könnten durch Analyse etwaiger früherer Detektionen und ggf. durch Nachbeobachtungen genauer untersucht werden. Die Wahl des geeignetsten Wellenlängenbereichs für Nachbeobachtungen hängt von den Ergebnissen der Voruntersuchungen ab. Wenn bereits junge stellare Objekte zu sehen sind, könnte mit Nah- und Mittel-Infrarot-Beobachtungen die stellare Komponente untersucht werden. Radio-Beobachtungen (sub-mm bis cm, Staub-Kontinuum und Moleküllinien) sind erforderlich, um den Zustand der dichten interstellaren Materie genauer zu analysieren. Hier wird der Schwerpunkt liegen, weil bei den kältesten Staub-Knoten der stellare Anteil meistens eine untergeordnete Rolle spielt.

Neben den sehr kalten Knoten können auch andere Objektklassen untersucht werden. Zum Beispiel sind bereits in der Chamaeleon-Untersuchung leuchtkräftige Staub-Knoten mit eingebetteten Proto-Sternen aufgefallen. Nicht nur bei hohen sondern auch bei mittleren Farbtemperaturen (~ 20 K) könnte der warme, zirkumstellare Staub einen substantiellen Anteil an der Emission haben. Um diese

Situation besser zu erfassen, können die ISSA-Karten bei 60 μm in das Extraktionsprogramm mit aufgenommen werden. Wenngleich die drei Wellenlängen nicht ausreichen, mehrere Staubkomponenten (räumlich oder aufgrund der Körneigenschaften) zu trennen, könnte die dritte Wellenlänge evtl. eine hilfreiche Klassifikation ermöglichen.

Eine wichtige Gruppe von Objekten bilden die „Nur-170- μm -Quellen“ (siehe Standardkriterien auf S. 37), die bisher noch gar nicht untersucht wurden, weil wegen der fehlenden IRAS-Detektion keine Farbtemperatur angegeben werden kann. Allerdings können sich auch hinter diesen Quellenkandidaten interessante Phänomene verbergen, z. B. extrem kalter Staub mit $T_{\text{F}} < 11$ K. Fehlt eine dominierende wärmere Hülle, wäre dies ein Hinweis auf die Existenz sehr großer Staubkörner. Auch hier würden Nachbeobachtungen in Moleküllinien, die hohe Dichten nachweisen können (C^{18}O , NH_3 , H^{13}CO^+), hilfreich sein. Ward-Thompson & André (2000) detektierten einige prästellare Kerne mit ISOPHOT bei 170 μm , während die Kerne bei 100 μm unbeobachtbar blieben. Aus phänomenologischer Sicht sind die Nur-170- μm -Quellen der Zufallsdurchmusterung somit potentielle prästellare Kerne und könnten einen wichtigen neuen Ausgangskatalog für weitere Beobachtungen liefern. Bisher basiert die Suche nach prästellaren Kernen letztendlich fast ausschließlich auf Positionen von Dunkelwolken oder IRAS-Punktquellen. Dasselbe gilt für die Suche nach NH_3 -Kernen. Jijina et al. (1999) wiesen auf deren zu geringe Anzahl in Bezug auf Erwartungen hin, die aus Abschätzungen des Sternentstehungs-Prozesses gezogen wurden. Wenn in einigen der Staub-Knoten mit Ammoniak-Nachbeobachtungen dichte Kerne gefunden werden, könnten derartige Häufigkeits-Studien verfeinert werden. Die alternative Interpretation der fehlenden IRAS-Detektion der Nur-170- μm -Quellen ist nicht minder interessant: eine zeitliche Variabilität innerhalb von 12–15 Jahren. Eine wesentliche Positionsverschiebung in dieser Zeitspanne ist bei Objekten außerhalb des Sonnensystems unmöglich.

Sowohl die dichten NH_3 -Kerne als auch die prästellaren Kerne liegen mit ihren Winkeldurchmessern im unteren Teil des hier noch erfaßten Bereichs. Der Übergang zu Punktquellen ist aufgrund des Entfernungseffektes fließend. Deshalb sollte die o. g. Kombination des hier vorgestellten Extraktionsprogramms mit der Punktquellen-Datenbasis generell eingeführt werden. Auf diese Weise könnte die Zufallsdurchmusterung vollständig nach Quellenkandidaten für prästellare Kerne durchsucht werden. Es hat sich bereits gezeigt, daß in der Punktquellen-Datenbasis viele galaktische Quellen enthalten sind. In der Nähe des galaktischen Äquators, wo sich der Vergleich mit MSX-Daten (Midcourse Space Experiment; Egan et al. 1997) als fruchtbar erwiesen hat, finden sich sogar zahlreiche relativ kalte ($S_{170}/S_{100} > 2$) Punktquellen galaktischen Ursprungs (Krause 2001). Welche Ähnlichkeiten und Unterschiede zu den Objekten der in Kapitel 6.2 vorgestellten Sternentstehungsgebiete bestehen, kann zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht gesagt werden. Eine Verbindung von Punktquellen-Extraktion und Analyse ausgedehnter Strukturen erscheint aber unumgänglich für ein umfassendes Bild von den galaktischen Quellen der Zufallsdurchmusterung.

Literaturverzeichnis

- N. Ageorges, O. Fischer, B. Stecklum, A. Eckart, T. Henning: The Chamaeleon Infrared Nebula: A Polarization Study with High Angular Resolution, *ApJ Lett.* 463, L101, 1996.
- H. H. Aumann, C. M. Gillespie, F. J. Low: The Internal Powers and Effective Temperatures of Jupiter and Saturn, *ApJ Lett.* 157, L69, 1969.
- H. H. Aumann, J. W. Fowler, M. Melnyk: A maximum correlation method for image construction of IRAS survey data, *AJ* 99, 1674, 1990.
- C. A. Beichman, G. Neugebauer, H. J. Habing, P. E. Clegg, T. J. Chester (Hg.): *IRAS Catalogs and Atlases: Explanatory Supplement*, NASA RP-1190, Washington, DC, 1988.
- P. J. Benson, P. C. Myers: Dense cores in dark clouds. IV - HC₅N observations, *ApJ* 270, 589, 1983.
- J. P. Bernard, F. Boulanger, F. X. Désert, J. L. Puget: Modelling of IR emission of interstellar clouds. I - Emission of isolated clouds and dust abundance variations, *A&A* 263, 258, 1992.
- J. P. Bernard, A. Abergel, I. Ristorcelli, F. Pajot, J. P. Torre, F. Boulanger, M. Giard, G. Lagache, G. Serra, J. M. Lamarre, J. L. Puget, F. Lepeintre, L. Cambrésy: PRONAOS observations of MCLD 123.5 + 24.9: cold dust in the Polaris cirrus cloud, *A&A* 347, 640, 1999.
- S. Bogun: *Vorbereitung der Zufalls-Durchmusterung des Himmels im fernen Infraroten mit dem ISO-Satelliten*, Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1995.
- S. Bogun, U. Klaas: Serendipity Mode Requirements, *Techn. Ber. Version 2.0, RS-PHT-0000MP/02*, Max-Planck-Institut für Astronomie, 1994.
- R. C. Bohlin, B. D. Savage, J. F. Drake: A survey of interstellar HI from L α absorption measurements. II, *ApJ* 224, 132, 1978.
- F. Boulanger, L. Bronfman, T. M. Dame, P. Thaddeus: CO and IRAS observations of the Chamaeleon molecular clouds, *A&A* 332, 273, 1998.

- R. L. Bowers, T. Deeming: *Interstellar Matter and Galaxies*, Bd. 2 von *Astrophysics*, Jones and Bartlett Publishers, Inc., 1984.
- L. Cambrésy: Mapping of the extinction in giant molecular clouds using optical star counts, *A&A* 345, 965, 1999a.
- L. Cambrésy: *Étude de l'extinction et de la formation stellaire dans les nuages moléculaires à l'aide des données des domaines infrarouges (DENIS) et optique (USNO)*, Dissertation, Université Paris 7, 1999b.
- L. Cambrésy, N. Epchtein, E. Copet, B. De Batz, S. Kimeswenger, T. Le Bertre, D. Rouan, D. Tiphène: Extinction map of Chamaeleon I molecular cloud with DENIS star counts, *A&A* 324, L5, 1997.
- R. M. Cameron: NASA's 91-cm. airborne telescope, *Sky & Telesc.* 52, 327, 1976.
- Y. Cao, S. Terebey, T. A. Prince, C. A. Beichman: The High-Resolution IRAS Galaxy Atlas, *ApJS* 111, 387, 1997.
- J. A. Cardelli, G. C. Clayton, J. S. Mathis: The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction, *ApJ* 345, 245, 1989.
- P. Caselli, C. M. Walmsley, M. Tafalla, L. Dore, P. C. Myers: CO Depletion in the Starless Cloud Core L1544, *ApJ Lett.* 523, L165, 1999.
- S. Cederblad: Studies of bright diffuse galactic nebulae with special regard to their spatial distribution, *Meddelanden fran Lunds Astronomiska Observatorium Serie II* 119, 1, 1946.
- C. J. Cesarsky, A. Abergel, P. Agnèse, B. Altieri, J. L. Auguères, H. Aussel, A. Biviano, J. Blommaert, J. F. Bonnal, F. Bortoletto, O. Boulade, F. Boulanger, S. Cazés, D. A. Cesarsky, A. Chedin, A. Claret, M. Combes, J. Crétolle, J. K. Davies, F. X. Désert, D. Elbaz, J. J. Engelmann, G. Epstein, A. Franceschini, P. Gallais, R. Gastaud, M. Gorisse, S. Guest, T. Hawarden, D. Imbault, M. Kleczewski, F. Lacombe, D. Landriu, J. Lapègue, P. Léna, M. S. Longair, R. Mandolesi, L. Metcalfe, N. Mosquet, L. Nordh, K. Okumura, S. Ott, M. Pérault, F. Perrier, P. Persi, P. Puget, T. Purkins, Y. Rio, T. Robert, D. Rouan, A. Roy, O. Saint-Pé, J. Sam Lone, A. Sargent, M. Sauvage, F. Sibille, R. Siebenmorgen, F. Sirou, A. Soufflot, J. L. Starck, D. Tiphène, D. Tran, G. Ventura, L. Vigroux, F. Vivares, R. Wade: ISOCAM in flight, *A&A* 315, L32, 1996.
- H. Chen, P. C. Myers, E. F. Ladd, D. O. S. Wood: Bolometric temperature and young stars in the Taurus and Ophiuchus complexes, *ApJ* 445, 377, 1995.
- T. Chester: Private Mitteilung, 2001.
- J. E. Chiar, A. J. Adamson, T. H. Kerr, D. C. B. Whittet: High-Resolution Studies of Solid CO in the Taurus Dark Cloud: Characterizing the Ices in Quiescent Clouds, *ApJ* 455, 234, 1995.

- C. J. Clarke, J. E. Pringle: Thermal and dynamical balance in dense molecular cloud cores, *MNRAS* 288, 674, 1997.
- P. E. Clegg, P. A. R. Ade, C. Armand, J.-. Baluteau, M. J. Barlow, M. A. Buckley, J.-. Berges, M. Burgdorf, E. Caux, C. Ceccarelli, R. Cerulli, S. E. Church, F. Cotin, P. Cox, P. Cruvellier, J. L. Culhane, G. R. Davis, A. di Giorgio, B. R. Diplock, D. L. Drummond, R. J. Emery, J. D. Ewart, J. Fischer, I. Furniss, W. M. Glen-cross, M. A. Greenhouse, M. J. Griffin, C. Gry, A. S. Harwood, A. S. Hazell, M. Joubert, K. J. King, T. Lim, R. Liseau, J. A. Long, D. Lorenzetti, S. Molinari, A. G. Murray, D. A. Naylor, B. Nisini, K. Norman, A. Omont, R. Orfei, T. J. Patrick, D. Péquignot, D. Pouliquen, M. C. Price, Nguyen-Q-Rieu, A. J. Rogers, F. D. Robinson, M. Saisse, P. Saraceno, G. Serra, S. D. Sidher, A. F. Smith, H. A. Smith, L. Spinoglio, B. M. Swinyard, D. Texier, W. A. Towlson, N. R. Trams, S. J. Unger, G. J. White: The ISO Long-Wavelength Spectrometer, *A&A* 315, L38, 1996.
- M. Cohen, R. D. Schwartz: The geometry of 'the infrared nebula' in Cha-I, *AJ* 89, 277, 1984.
- W. J. B. Corradi, G. A. P. Franco, J. Knude: Physical association between the Southern Coalsack and the Chamaeleon-Musca dark clouds, *A&A* 326, 1215, 1997.
- R. M. Cutri: The 2MASS Point Source Processing Pipeline: Design and Prototype Results, in *The Impact of Large Scale Near-IR Sky Surveys* (F. Garzon, N. Epchtein, A. Omont, Hg.), Bd. 210 von *ASSL*, S. 187, 1997.
- G. Danby, D. R. Flower, P. Valiron, P. Schilke, C. M. Walmsley: A recalibration of the interstellar ammonia thermometer, *MNRAS* 235, 229, 1988.
- R. R. Daniel, S. K. Ghosh, K. V. K. Iyengar, D. M. Patkar, T. N. Rengarajan, K. S. Srinivasan, S. N. Tandon, R. P. Verma: A 750 MM balloon-borne telescope for far-infrared astronomical observations, *Journal of Physics E Scientific Instruments* 17, 160, 1984.
- E. J. de Geus: Interactions of stars and interstellar matter in Scorpio Centaurus, *A&A* 262, 258, 1992.
- T. de Graauw, L. N. Haser, D. A. Beintema, P. R. Roelfsema, H. van Agthoven, L. Barl, O. H. Bauer, H. E. G. Bekenkamp, A.-. Boonstra, D. R. Boxhoorn, J. Coté, P. de Groene, C. van Dijkhuizen, S. Drapatz, J. Evers, H. Feuchtgruber, M. Frericks, R. Genzel, G. Haerendel, A. M. Heras, K. A. van der Hucht, T. van der Hulst, R. Huygen, H. Jacobs, G. Jakob, T. Kamperman, R. O. Katterloher, D. J. M. Kester, D. Kunze, D. Kussendrager, F. Lahuis, H. J. G. L. M. Lamers, K. Leech, S. van der Lei, R. van der Linden, W. Luinge, D. Lutz, F. Melzner, P. W. Morris, D. van Nguyen, G. Ploeger, S. Price, A. Salama, S. G. Schaeidt, N. Sijm, C. Smoorenburg, J. Spakman, H. Spoon, M. Steinmayer, J. Stoecker,

- E. A. Valentijn, B. Vandenbussche, H. Visser, C. Waelkens, L. B. F. M. Waters, J. Wensink, P. R. Wesselius, E. Wiezorrek, E. Wieprecht, J. J. Wijnbergen, K. J. Wildeman, E. Young: Observing with the ISO Short-Wavelength Spectrometer, *A&A* 315, L49, 1996.
- F.-X. Désert, F. Boulanger, J. L. Puget: Interstellar dust models for extinction and emission, *A&A* 237, 215, 1990.
- B. T. Draine, H. M. Lee: Optical properties of interstellar graphite and silicate grains, *ApJ* 285, 89, 1984.
- E. Dwek, R. G. Arendt, D. J. Fixsen, T. J. Sodroski, N. Odegard, J. L. Weiland, W. T. Reach, M. G. Hauser, T. Kelsall, S. H. Moseley, R. F. Silverberg, R. A. Shafer, J. Ballester, D. Bazell, R. Isaacman: Detection and Characterization of Cold Interstellar Dust and Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission, from COBE Observations, *ApJ* 475, 565, 1997.
- M. P. Egan, S. D. Price, R. F. Shipman, E. Tedesco: The MSX Infrared Point Source Catalog, in *American Astronomical Society Meeting*, Bd. 191, S. 5008, 1997.
- J. H. Elias: A study of the Taurus dark cloud complex, *ApJ* 224, 857, 1978.
- M. Feldt, T. Henning, P. O. Lagage, V. Manske, K. Schreyer, B. Stecklum: The Chamaeleon infrared nebula revisited. Infrared imaging and spectroscopy of a young stellar object, *A&A* 332, 849, 1998.
- A. Flaig, G. R. Arce, K. E. Barner: Affine Order Statistic Filters: A Data-adaptive Filtering Framework for Nonstationary Signals, in *Proc. International Conference in Acoustics, Speech, and Signal processing*, 1997.
- Y. Fukui, N. Mizuno, R. Yamaguchi, A. Mizuno, T. Onishi, H. Ogawa, Y. Yonekura, A. Kawamura, K. Tachihara, K. Xiao, N. Yamaguchi, A. Hara, T. Hayakawa, S. Kato, R. Abe, H. Saito, S. Mano, K. Matsunaga, Y. Mine, Y. Moriguchi, H. Aoyama, S. Asayama, N. Yoshikawa, M. Rubio: First Results of a CO Survey of the Large Magellanic Cloud with NANTEN; Giant Molecular Clouds as Formation Sites of Populous Clusters, *PASJ* 51, 745, 1999.
- C. Gabriel, J. Acosta-Pulido, I. Heinrichsen, D. Skaley, H. Morris, W.-M. Tai: The ISOPHOT Interactive Analysis PIA, a Calibration and Scientific Analysis Tool, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI* (G. Hunt, H. E. Payne, Hg.), Bd. 125 von *ASP Conf. Ser.*, S. 108, 1997.
- R. Genzel, J. Stutzki: The Orion Molecular Cloud and star-forming region, *ARA&A* 27, 41, 1989.
- F. C. Gillett, W. J. Forrest: Spectra of the Becklin-Neugebauer point source and the Kleinmann-low nebula from 2.8 to 13.5 microns, *ApJ* 179, 483, 1973.

- A. A. Goodman, P. J. Benson, G. A. Fuller, P. C. Myers: Dense cores in dark clouds. VIII - Velocity gradients, *ApJ* 406, 528, 1993.
- I. A. Grenier, F. Lebrun, M. Arnaud, T. M. Dame, P. Thaddeus: CO observations of the Cepheus flare. I - Molecular clouds associated with a nearby bubble, *ApJ* 347, 231, 1989.
- J. Gürtler, T. Henning, C. Kömpe, W. Pfau, W. Krätschmer, D. Lemke: Detection of an absorption feature at the position of the 4.27- μm band of solid CO₂, *A&A* 315, L189, 1996.
- L. K. Haikala, K. Mattila, K. Lehtinen, D. Lemke: ISOPHOT FIR and SEST Molecular Line Mapping of Chameleon I, in *Star Formation with the Infrared Space Observatory* (J. L. Yun, R. Liseau, Hg.), Bd. 132 von *ASP Conf. Ser.*, S. 147, 1998.
- J. Harju: Private Mitteilung, 2000.
- J. Harju, C. M. Walmsley: Private Mitteilung, 1988.
- J. Harju, C. M. Walmsley, J. G. A. Wouterloot: Ammonia clumps in the Orion and Cepheus clouds, *A&AS* 98, 51, 1993.
- P. Harjunpää, K. Mattila: The ratio N(CO)/E(J-K) in local molecular clouds, *A&A* 305, 920, 1996.
- M. Hartley, R. N. Manchester, R. M. Smith, S. B. Tritton, W. M. Goss: A catalogue of southern dark clouds, *A&AS* 63, 27, 1986.
- M. G. Hauser, T. Kelsall, S. H. Moseley (Jr.), R. F. Silverberg, T. Murdock, G. Toller, W. Spiesman, J. Weiland: The Diffuse Infrared Background – COBE and Other Observations, in *After the first three minutes* (S. S. Holt, C. L. Bennett, V. Trimble, Hg.), Bd. 222 von *AIP Conf. Proc.*, S. 161, 1991.
- P. W. Hodge: Studies of the Large Magellanic Cloud. V. The Young Populous Clusters, *ApJ* 133, 413, 1961.
- S. Hotzel, D. Lemke, O. Krause, M. Stickel, L. V. Tóth: Chamaeleon's Cold Cloud Cores, in *ISO Surveys of a Dusty Universe* (D. Lemke, M. Stickel, K. Wilke, Hg.), Bd. 548 von *Lecture Notes in Physics*, S. 259, Springer, 2000.
- S. Hotzel, J. Harju, D. Lemke, K. Mattila, C. M. Walmsley: Dense gas and cold dust in the dark core B217, *A&A* Im Druck, 2001.
- E. Hubble: The Distribution of Extra-Galactic Nebulae, *ApJ* 79, 8, 1934.
- M. Imme: A noise peak elimination filter, *CVGIP – Graphical Models and Image Processing* 53, 204, 1991.

- T. Isobe, E. D. Feigelson, M. G. Akritas, G. J. Babu: Linear regression in astronomy, *ApJ* 364, 104, 1990.
- J. Jijina, P. C. Myers, F. C. Adams: Dense Cores Mapped in Ammonia: A Database, *ApJS* 125, 161, 1999.
- J. Keene, J. A. Davidson, D. A. Harper, R. H. Hildebrand, D. T. Jaffe, R. F. Loewenstein, F. J. Low, R. Pernic: Far-infrared detection of low-luminosity star formation in the BOK globule B335, *ApJ Lett.* 274, L43, 1983.
- M. F. Kessler, J. A. Steinz, M. E. Anderegg, J. Clavel, G. Drechsel, P. Estaria, J. Faelker, J. R. Riedinger, A. Robson, B. G. Taylor, S. Ximénez De Ferrán: The Infrared Space Observatory (ISO) mission, *A&A* 315, L27, 1996.
- D. J. King: *Interstellar Matter in the Region of the South Celestial Pole*, Dissertation, University of New South Wales, 1981.
- T. Kranz: *Messung des Streulichts von Sonne, Mond und Erde mit dem ISO-Weltraumteleskop*, Diplomarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 1998.
- O. Krause: Private Mitteilung, 2001.
- O. Krause, L. V. Tóth, M. Stickel: Private Mitteilung, 1998.
- O. Krause, L. V. Tóth, M. Stickel, S. Hotzel, D. Lemke: A Fast Restoration Method for Astronomical Sparse Image Data, *A&AS* In Vorbereitung, 2001.
- E. Krügel, C. M. Walmsley: Dust and gas temperatures in dense molecular clouds, *A&A* 130, 5, 1984.
- T. B. H. Kuiper, W. D. Langer, T. Velusamy: Evolutionary Status of the Pre-protostellar Core L1498, *ApJ* 468, 761, 1996.
- G. Lagache, A. Abergel, F. Boulanger, J.-L. Puget: The interstellar cold dust observed by COBE, *A&A* 333, 709, 1998.
- R. Laureijs, U. Klaas, P. J. Richards, B. Schulz, P. Ábrahám: *PHT – The Imaging Photo-Polarimeter*, SAI-99-069/Dc, Version 1.1, ESA, 2000.
- R. J. Laureijs: Point spread function fractions related to the ISOPHOT C100 and C200 arrays, *Techn. Ber. Version 1.0*, ISO Data Centre, ESA, 1999.
- F. Lebrun: Nearby molecular clouds. II - The Cepheus flare and the effect of field stars on galaxy counts, *ApJ* 306, 16, 1986.
- C. W. Lee, P. C. Myers: A Catalog of Optically Selected Cores, *ApJS* 123, 233, 1999.
- K. Leech, A. M. T. Pollock: *ISO – The Satellite and its Data*, SAI-99-082/Dc, Version 1.0, ESA, 2000.

- K. Lehtinen, K. Mattila: Near-infrared surface brightness observations of the Thumbprint Nebula and determination of the albedo of interstellar grains, *A&A* 309, 570, 1996.
- K. Lehtinen, D. Lemke, K. Mattila, L. K. Haikala: Far-infrared ISOPHOT observations and the energy balance of a quiescent globule, *A&A* 333, 702, 1998.
- K. Lehtinen, K. Mattila, D. Lemke, L. Haikala, A. Heikkilä: ISOPHOT Far-Infrared Survey of Nearby Molecular Clouds, in *ISO Surveys of a Dusty Universe* (D. Lemke, M. Stickel, K. Wilke, Hg.), Bd. 548 von *Lecture Notes in Physics*, S. 317, Springer, 2000.
- D. Lemke, U. Klaas, J. Abolins, P. Ábrahám, J. Acosta-Pulido, S. Bogun, H. Castañeda, L. Cornwall, L. Drury, C. Gabriel, F. Garzón, H. P. Gemünd, U. Grözinger, E. Grün, M. Haas, C. Hajduk, G. Hall, I. Heinrichsen, U. Herbstmeier, G. Hirth, R. Joseph, U. Kinkel, S. Kirches, C. Kömpe, W. Krätschmer, E. Kreysa, H. Krüger, M. Kunkel, R. Laureijs, P. Lützow-Wentzky, K. Mattila, T. Müller, T. Pacher, G. Pelz, E. Popow, I. Rasmussen, J. Rodríguez Espinosa, P. Richards, S. Russell, H. Schnopper, J. Schubert, B. Schulz, C. Telesco, C. Tilgner, R. Tuffs, H. Völk, H. Walker, M. Wells, J. Wolf: ISOPHOT - capabilities and performance, *A&A* 315, L64, 1996.
- C. M. Leung: Radiation transport in dense interstellar dust clouds. I - Grain temperature, *ApJ* 199, 340, 1975.
- J. S. Mathis, G. Whiffen: Composite interstellar grains, *ApJ* 341, 808, 1989.
- J. S. Mathis, W. Rumpl, K. H. Nordsieck: The size distribution of interstellar grains, *ApJ* 217, 425, 1977.
- K. Mattila, T. Liljeström, M. Toriseva: Recent Observations with SEST of the Star-forming Cloud ϵ Cha I, in *Low Mass Star Formation and Pre-Main-Sequence Objects* (B. Reipurth, Hg.), Bd. 33 von *ESO Conf. and Workshop Proc.*, S. 153, ESO, 1989.
- L. Metcalfe, M. F. Kessler: *Scientific Capabilities of the ISO Payload*, ISO-SSD-8805, Issue 1.0, ESA, 1991.
- P. G. Mezger: The Interstellar radiation Field and Its Interaction with the Interstellar Matter, in *The Galactic and Extragalactic Background Radiation* (S. Bowyer, C. Leinert, Hg.), Bd. 139 von *Proc. IAU Symp.*, S. 63, Kluwer Academic Publishers, 1990.
- A. Mizuno, T. Onishi, Y. Yonekura, T. Nagahama, H. Ogawa, Y. Fukui: Overall distribution of dense molecular gas and star formation in the the Taurus cloud complex, *ApJ Lett.* 445, L161, 1995.

- A. Mizuno, T. Hayakawa, N. Yamaguchi, S. Kato, A. Hara, N. Mizuno, Y. Yonekura, T. Onishi, A. Kawamura, K. Tachihara, A. Obayashi, K. Xiao, H. Ogawa, Y. Fukui: A ^{13}CO ($J = 1-0$) Search for Small Molecular Clouds toward the Chamaeleon-Musca Dark Cloud Complex, *ApJ Lett.* 507, L83, 1998.
- A. Mizuno, T. Hayakawa, K. Tachihara, T. Onishi, Y. Yonekura, N. Yamaguchi, S. Kato, A. Hara, N. Mizuno, A. Kawamura, R. Abe, H. Saito, R. Yamaguchi, H. Ogawa, Y. Fukui: Dense Cores and Star-Formation Activities in the Chamaeleon Dark-Cloud Complex, *PASJ* 51, 859, 1999.
- B. Mookerjee, S. K. Ghosh, A. D. Karnik, T. N. Rengarajan, S. N. Tandon, R. P. Verma: Far-Infrared Observations of the Galactic Star-forming Regions Associated with IRAS 00338+6312 and RAFGL 5111, *ApJ* 522, 285, 1999.
- T. G. Müller, S. Hotzel, M. Stickel: Solar System Objects in the ISOPHOT 170 μm Serendipity Survey, *A&A In Vorbereitung*, 2001.
- P. C. Myers, P. J. Benson: Dense cores in dark clouds. II - NH_3 observations and star formation, *ApJ* 266, 309, 1983.
- G. Neugebauer, H. J. Habing, R. van Duinen, H. H. Aumann, B. Baud, C. A. Beichman, D. A. Beintema, N. Boggess, P. E. Clegg, T. de Jong, J. P. Emerson, T. N. Gautier, F. C. Gillett, S. Harris, M. G. Hauser, J. R. Houck, R. E. Jennings, F. J. Low, P. L. Marsden, G. Miley, F. M. Olmon, S. R. Pottasch, E. Raimond, M. Rowan-Robinson, B. T. Soifer, R. G. Walker, P. R. Wesselius, E. Young: The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission, *ApJ Lett.* 278, L1, 1984.
- S. Nozawa, A. Mizuno, Y. Teshima, H. Ogawa, Y. Fukui: A study of ^{13}CO cloud cores in Ophiuchus, *ApJS* 77, 647, 1991.
- T. Onishi, A. Mizuno, A. Kawamura, H. Ogawa, Y. Fukui: A C^{18}O Survey of Dense Cloud Cores in Taurus: Core Properties, *ApJ* 465, 815, 1996.
- T. Onishi, A. Mizuno, A. Kawamura, H. Ogawa, Y. Fukui: A C^{18}O Survey of Dense Cloud Cores in Taurus: Star Formation, *ApJ* 502, 296, 1998.
- V. Ossenkopf: Dust coagulation in dense molecular clouds: The formation of fluffy aggregates, *A&A* 280, 617, 1993.
- V. Ossenkopf, T. Henning: Dust opacities for protostellar cores, *A&A* 291, 943, 1994.
- P. Persi, A. R. Marenzi, G. Olofsson, A. A. Kaas, L. Nordh, M. Hultgren, A. Abergel, P. André, S. Bontemps, F. Boulanger, M. Burgdorf, M. M. Casali, C. J. Cesarsky, E. Copet, J. Davies, E. Falgarone, T. Montmerle, M. Pérault, T. Prusti, J. L. Puget, F. Sibille: ISOCAM observations of the Chamaeleon I dark cloud, *A&A* 357, 219, 2000.

- J. L. Puget, A. Léger: A new component of the interstellar matter - Small grains and large aromatic molecules, *ARA&A* 27, 161, 1989.
- B. Reipurth, R. Chini, E. Krügel, E. Kreysa, A. Sievers: Cold Dust around Herbig-Haro Energy Sources - a 1300 μm Survey, *A&A* 273, 221, 1993.
- I. Ristorcelli, G. Serra, J. M. Lamarre, M. Giard, F. Pajot, J. P. Bernard, J. P. Torre, A. De Luca, J. L. Puget: Discovery of a Cold Extended Condensation in the Orion A Complex, *ApJ* 496, 267, 1998.
- B. D. Savage, J. S. Mathis: Observed properties of interstellar dust, *ARA&A* 17, 73, 1979.
- H. Scheffler, H. Elsässer: *Bau und Physik der Galaxis*, 2. Aufl., BI-Wissenschaftsverlag, 1992.
- F. H. Shu, F. C. Adams, S. Lizano: Star formation in molecular clouds - Observation and theory, *ARA&A* 25, 23, 1987.
- L. Spitzer: *Physical Processes in the Interstellar Medium*, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1978.
- W. A. Stein, F. C. Gillett: Spectral Distribution of Infrared Radiation from the Trapezium Region of the Orion Nebula, *ApJ Lett.* 155, L197, 1969.
- S. R. Sternberg: Grayscale Morphology, *CVGIP* 35, 333, 1986.
- M. Stickel, S. Bogun, D. Lemke, U. Klaas, L. V. Tóth, U. Herbstmeier, G. Richter, R. Assendorp, R. Laureijs, M. F. Kessler, M. Burgdorf, C. A. Beichman, M. Rowan-Robinson, A. Efstathiou: The ISOPHOT far-infrared serendipity north ecliptic pole minisurvey, *A&A* 336, 116, 1998a.
- M. Stickel, D. Lemke, S. Bogun, U. Klaas, M. Kunkel, L. V. Tóth, S. Hotzel, U. Herbstmeier, M. F. Kessler, R. J. Laureijs, M. J. Burgdorf, C. A. Beichman, M. Rowan-Robinson, A. Efstathiou, G. Richter, M. Braun: ISOPHOT far-infrared serendipity sky survey, *Proceedings of SPIE* 3349, 115, 1998b.
- M. Stickel, D. Lemke, U. Klaas, C. A. Beichman, M. Rowan-Robinson, A. Efstathiou, S. Bogun, M. F. Kessler, G. Richter: The ISOPHOT 170 μm serendipity survey. I. Compact sources with galaxy associations, *A&A* 359, 865, 2000.
- H. Suzuki, S. Yamamoto, M. Ohishi, N. Kaifu, S. Ishikawa, Y. Hirahara, S. Takano: A survey of CCS, HC₃N, HC₅N, and NH₃ toward dark cloud cores and their production chemistry, *ApJ* 392, 551, 1992.
- K. Tachihara, A. Mizuno, Y. Fukui: C¹⁸O Observations of the Dense Cloud Cores and Star Formation in Ophiuchus, *ApJ* 528, 817, 2000.

LITERATURVERZEICHNIS

- M. Tamura, I. Gatley, W. Waller, M. W. Werner: Two micron morphology of candidate protostars, *ApJ Lett.* 374, L25, 1991.
- L. V. Tóth, S. Hotzel, O. Krause, K. Lehtinen, D. Lemke, K. Mattila, M. Stickel, R. J. Laureijs: ISOPHOT Serendipity Survey observations of interstellar clouds I. Detection of the Coldest Cores in Chamaeleon, *A&A* 364, 769, 2000.
- S. van den Bergh: Star and Cluster Formation in the Large Magellanic Cloud, *ApJ Lett.* 507, L39, 1998.
- E. F. van Dishoeck, G. A. Blake: Chemical Evolution of Star-Forming Regions, *ARA&A* 36, 317, 1998.
- C. M. Walmsley, H. Ungerechts: Ammonia as a molecular cloud thermometer, *A&A* 122, 164, 1983.
- D. Ward-Thompson, P. André: An ISOPHOT Survey of Pre-stellar Cores, in *ISO Surveys of a Dusty Universe* (D. Lemke, M. Stickel, K. Wilke, Hg.), Bd. 548 von *Lecture Notes in Physics*, S. 309, Springer, 2000.
- D. Ward-Thompson, P. F. Scott, R. E. Hills, P. Andre: A Submillimetre Continuum Survey of Pre Protostellar Cores, *MNRAS* 268, 276, 1994.
- S. Warin, J. J. Benayoun, Y. P. Viala: Photodissociation and rotational excitation of interstellar CO, *A&A* 308, 535, 1996.
- S. L. Wheelock, T. N. Gautier, J. Chillemi, D. Kester, H. Mccallan, C. Oken, J. White, D. Gregorich, F. Boulanger, J. Good, T. Chester: *IRAS sky survey atlas: Explanatory supplement*, Bd. 94-11 von *JPL Publikation*, IPAC, JPL, 1994.
- D. C. B. Whittet, T. Prusti, G. A. P. Franco, P. A. Gerakines, D. Kilkenny, K. A. Larson, P. R. Wesselius: On the distance to the Chamaeleon I and II associations, *A&A* 327, 1194, 1997.
- B. A. Wilking, M. J. McCaughrean, M. G. Burton, T. Giblin, J. T. Rayner, H. Zinnecker: Deep Infrared Imaging of the R Coronae Australis Cloud Core, *AJ* 114, 2029, 1997.
- K. Willacy, W. D. Langer, T. Velusamy: Dust Emission and Molecular Depletion in L1498, *ApJ Lett.* 507, L171, 1998.
- J. L. Yun, D. P. Clemens: Discovery of outflows from young stellar objects in BOK globules, *ApJ Lett.* 385, L21, 1992.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mir bei der Durchführung dieser Arbeit geholfen haben.

Zunächst gilt mein besonderer Dank Prof. Dr. Dietrich Lemke für die Stellung des Themas und die Betreuung der Arbeit während der vergangenen Jahre. Vielen Dank insbesondere auch für die Unterstützung meines 6-wöchigen Arbeitsaufenthaltes an der Sternwarte Helsinki.

Herzlich bedanke ich mich bei Prof. Dr. Immo Appenzeller für das Interesse an dem Thema und die Begutachtung der Arbeit.

Dem Max-Planck-Institut für Astronomie (MPIA) und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e. V. (DLR) danke ich für die finanzielle Vergütung der Doktorarbeit.

Ein großes Dankeschön möchte ich Dr. Manfred Stickel sagen, der mir stets mit gutem Rat zur Seite stand, bei technischen Problemen in kürzester Zeit Abhilfe schaffte und alle Manuskripte in Rekordzeit mit hilfreichen Kommentaren versah. Die Überlassung des Rauschspitzen-Filters und des Glättungsfilters zur Verwendung im Extraktionsprogramm hat die Ausarbeitung des Programmes erleichtert.

Ebenso sehr bedanke ich mich bei Dr. L. Viktor Tóth für die fachliche Einarbeitung im ersten Jahr und die fortlaufende moralische Unterstützung nach seinem Weggang aus Heidelberg, die für die Fertigstellung dieser Arbeit sehr wichtig war.

Oliver Krause danke ich für sein Programm zur Erzeugung von Schwenk-Karten und für die Bereicherung der Arbeitsatmosphäre durch seine Anwesenheit im letzten Jahr, oft auch zu unüblichen Arbeitszeiten.

Allen gegenwärtigen und ehemaligen Kollegen des ISOPHOT-Datenzentrums gebührt Dank für die freundliche Aufnahme und Unterstützung bei vielen Fragen. Insbesondere bedanke ich mich bei Dr. Ulrich Klaas und Dr. Péter Ábrahám für ihre ständige Bereitschaft zu teilweise ausführlichen Diskussionen im instrumentellen und astrophysikalischen Bereich und bei Dr. Stefan Bogun für sein stets freundliches und schnelles Antworten per E-Mail auf Fragen zur Zufallsdurchmusterung.

Besonders herzlich möchte ich mich bei Prof. Dr. Kalevi Mattila und Dr. Jorma Harju für die finanzielle Unterstützung und die fachliche Betreuung meines Helsinki-Aufenthaltes im vergangenen Jahr bedanken, der meine Arbeit insgesamt sehr bereichert hat.

Stellvertretend für viele aus dem privaten Bereich, die direkt oder indirekt zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich neben meinen Eltern, die mich während des gesamten Studiums unterstützt haben, meine Freundin Doro Spahn nennen. Sie hat mit einem bewundernswerten Verständnis für meine Arbeit und guten Ratschlägen nicht nur im sprachlichen Bereich die Fertigstellung der Dissertation sehr erleichtert. Vielen herzlichen Dank.