

Holger Jakob

**Untersuchung des warmen und
dichten Interstellaren Mediums in
drei massereichen
Sternentstehungsregionen
in der Milchstraße**

Untersuchung des warmen und dichten
Interstellaren Mediums in drei massereichen
Sternentstehungsregionen in der Milchstraße

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Universität zu Köln

vorgelegt von

Holger Jakob

aus Jena

Köln, 2007

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2008

Zugl.: Köln, Univ., Diss., 2007

978-3-86727-736-5

Berichterstatter : Prof. Dr. J. Stutzki
Prof. Dr. P. Reiter

Tag der letzten mündlichen Prüfung : 03.07.2007

Titelbild:

Die Sternentstehungsregion DR21 beobachtet mit dem Spitzer Weltraumteleskop. Die Aufnahme der InfraRed Array Camera (IRAC) zeigt die Wellenlängen bei 3.6 (blau), 4.5 (grün), 5.8 (orange) und 8 Mikrometer (rot).

Quelle: NASA/JPL-Caltech/A. Marston (ESTEC/ESA)

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2008

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2008

Gedruckt auf säurefreiem Papier

978-3-86727-736-5

Kurzzusammenfassung

Kontext: Massereiche Sterne liefern mit ihrer Strahlung einen großen Beitrag zur Energie im interstellaren Strahlungsfeld. Sie beeinflussen den kosmischen Materiekreislauf durch ihre stellaren Winde und der ausgesandten UV-Strahlung. Als Folge dieser Wechselwirkung bilden sich letztendlich wieder neue Sterne. Leider sind massereiche Sterne sehr kurzlebig und die Beobachtung ihrer Entstehung ist schwierig, da der überwiegende Teil ihrer Strahlung von der sie umgebenden dichten Molekülwolke verschluckt wird. Nur Kontinuumstrahlung und Linienemission im Ferninfrarotbereich kann diese Regionen beinahe ungehindert verlassen und dient daher als wichtiges Diagnoseinstrument mit dem die physikalischen und chemischen Bedingungen im interstellaren Medium untersucht werden können.

Ziele: Es wurden die physikalischen Eigenschaften der drei galaktischen Regionen W 3, DR 21 und ON 1 mit massereicher Sternentstehung untersucht. Sie alle zeigen typische Zeichen von kürzlicher massereicher Sternentstehung, d. h. eine hohe bolometrische Leuchtkraft, starke Linienemission im Ferninfrarot und eine H II-Region. Im molekularen Gas hat sich in diesen Regionen eine warme und dichte Komponente entwickelt, welche die Linienemission dominiert. Daneben gibt es eine massive kalte Komponente mit großen H_2 -Säulendichten, welche durch den kalten Staub identifizierbar ist. Die Energiebilanz der Wolken (und damit indirekt auch chemische und mikrophysikalische Prozesse) kann mit der Linien- und Kontinuumstrahlung bestimmt werden.

Methoden: In dieser Arbeit werden mehrkomponentige Modelle einer Molekülwolke erstellt, an denen durch Strahlungstransportrechnung die Eigenschaften des Gases (d. h. Temperatur, Dichte, Häufigkeit und die Geschwindigkeitsverteilung) abgeleitet werden können. Wenn diese Eigenschaften gut bekannt sind, kann mit chemischen Modellen der Energieinput des Strahlungsfeldes in die Wolke abgeleitet werden.

Ergebnisse: CO wurde als zweitwichtigste Kühleispezies nach O I, dem häufigsten Element nach H und He identifiziert. C II und C I haben ebenfalls wichtige Kühllinien, welche aus verschiedenen Tiefen der Molekülwolke stammen, wo die UV-Strahlung unterschiedlich stark absorbiert wird. High- J CO Linien sind besonders hilfreich, um die Dichte, die Temperatur und den Anteil des UV-geheizten Gases zu bestimmen. Die nachgewiesene Präsenz dieser Linien deutet auf eine starke Klumpung des Gases hin.

Schlussfolgerungen: Strahlungstransportmodelle sind eine wichtige Stütze, um physikalische Eigenschaften in einer Molekülwolke abzuschätzen, falls die modellierten Linien unterschiedliche Anregungsbedingungen aufweisen. PDR-Modelle können der-

zeit nicht die integrierten Linienintensitäten aus einer Wolke mit massereicher Sternentstehung erklären, selbst wenn eine Klumpung des Gases mit gleichförmigen Klumpen angenommen wird. Dennoch können Modelle, in denen CO- und ^{13}CO -Linien bzw. C II und O I getrennt modelliert werden, besser mit den Beobachtungen in Übereinstimmung gebracht werden. In zukünftigen Studien muss das Verständnis des Energiegleichgewichts des Gases aus Heizung und Kühlung verbessert werden, z. B. durch Beantwortung der wichtigen Frage, ob neben den Hauptkühlspezies O I, CO, C II und C I noch weitere Spezies signifikant an der Gaskühlung beteiligt sind.

Abstract

Context: Massive stars provide a major fraction of the energy in the interstellar radiation field. Their role in the cosmic matter circuit is important because they feed back energy into the natal cloud through stellar winds and UV radiation leading to the formation of new stars. Unfortunately, massive stars are short-lived and their formation cannot be observed easily. Most of the radiation from these stars is blocked by the surrounding dense cloud. Only continuum and line emission in the FIR & Submm can escape those regions unobscured and hence provide an unique diagnostic tool that allows an accurate determination of the physical and chemical conditions of the interstellar medium.

Aims: The physical properties of the three galactic high-mass star-formation sources W 3, DR 21 and ON 1 are studied in detail. All of them show typical signs of massive star formation, such as a high bolometric luminosity, strong FIR line emission and a H II-Region. The molecular gas in these regions develop a warm and dense gas component that dominates the observed line emission and thus the energy balance of the gas. It resides beside a massive colder component of large H₂ column densities that corresponds to the cold dust. The relation between these two components is studied.

Methods: The approach presented here uses multi-component models of the molecular gas by calculating the full radiative transfer to deduce the temperature, density, species abundances and the velocity field. Only if these properties are known well enough, chemical models may be used to study the energy input coming from the stellar radiation field of the nearby massive stars.

Results: CO was found to be the second most important line coolant after O I, the most abundant element after H and He. C II and C I also provide major cooling lines covering different depths of a molecular cloud where radiation from an exciting star is sub-sequentially absorbed. High-*J* CO lines are especially useful to determine the densities, temperatures and mass fraction of the uv-processed gas. The found presence of these lines indicate a clumpy composition of the gas.

Conclusions: Radiative transfer models are a reasonable way to deduce physical properties of a molecular cloud if different excitation conditions are covered by the modeled lines. The state-of-the-art PDR models fail to explain the full set of observed line intensities from the different parts of a cloud showing massive star-formation, even if assuming a clumpy medium of uniform clumps. However, if the line selection is limited to only CO and ¹³CO lines, a better agreement between model and observation can be reached. Future observational studies will have to better understand the energy balance of the gas, e.g. if other cooling channels of the gas besides the main cooling lines [O I], CO, [C II], and [C I] are significant.

Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung	i
Abstract	iii
1 Einleitung	1
1.1 Die Entstehung und Entwicklung massereicher Sterne	1
1.1.1 Photonen Dominierte Regionen	2
1.2 Inhalt und Ziele	5
2 Methoden	7
2.1 Die astronomische Beobachtung	7
2.1.1 Instrumentierung	7
2.1.2 Beobachtungssoftware	10
2.2 Analyse und Modellierung: Anregungsbedingungen und Strahlungs- transport	10
2.2.1 Die Bedeutung der unterschiedlichen Linientracer	11
2.2.2 LTE - Lokales Thermischen Gleichgewicht	11
2.2.3 Entweichwahrscheinlichkeitsnäherungen	12
2.2.4 Simulationen	12
2.2.5 Anwendungsfall: Eine kollabierende Wolke	13
3 Das kühlende Gas in der DR21-Region	15
3.1 Einleitung	16
3.1.1 Die Cygnus X-Region	17
3.2 Beobachtungen	25
3.2.1 ... mit KOSMA	25
3.2.2 ... am FCRAO	26
3.2.3 ... und mit ISO/LWS	27
3.3 Ergebnisse	27
3.3.1 Karten der integrierten Intensität	30
3.3.2 Linienprofile und Geschwindigkeitsstruktur	33
3.3.3 ISO-Archivdaten	35
3.4 Die physikalische Struktur von DR 21	39
3.4.1 Vergleich der CO, C und C ⁺ Säulendichte	39

3.4.2	Modellierung des Strahlungstransports	41
3.4.3	Sauerstoff und Stickstoff	53
3.5	Effizienz der Linienkühlung	55
3.6	Zusammenfassung	56
4	Physikalische Eigenschaften der Molekülwolke von Onsala-1	59
4.1	Einleitung	59
4.2	Beobachtungen	61
4.3	Ergebnisse	64
4.3.1	Das 850 μm Kontinuum	64
4.3.2	Molekulare Linien	64
4.3.3	Die Geschwindigkeitsstruktur	75
4.4	Modellierung der Staub- und Linienemission	76
4.4.1	Einschränkungen der physikalischen Bedingungen durch die verfügbaren Linien	76
4.4.2	Escape-Probability Rechnung der Linienstrahlung	77
4.4.3	Rechnung mit vollem Strahlungstransport	79
4.4.4	Modell 1: <i>Das Säulendichtemodell</i>	80
4.4.5	Modell 1b: <i>Ein expandierendes Modell</i>	84
4.4.6	Weitere Spezies	87
4.4.7	Modell 2: <i>Ein expandierendes Modell II</i>	90
4.4.8	Modell 3: <i>Ein rotierendes Wolkenmodell</i>	91
4.5	Die physikalische Struktur des Kerns und der Umgebung	92
4.5.1	Die Geschwindigkeitsstruktur	93
5	CO, C I und C II in der Sternentstehungsregion W3 Main	95
5.1	Einleitung	96
5.1.1	W3	96
5.2	Beobachtungen	97
5.2.1	[C I] und mid- J CO	98
5.2.2	CO & ^{13}CO $J = 3 \rightarrow 2$	99
5.2.3	ISO/LWS Daten	102
5.3	Ergebnisse	102
5.3.1	Karten der integrierten Intensität	102
5.3.2	Spektren an ausgewählten Positionen	105
5.3.3	Temperaturen und Kohlenstoffvorkommen an vier ausgewählten Positionen	107
5.3.4	Warmes Gas um IRS 5?	111
5.3.5	Säulendichte und Masse des molekularen Wasserstoffs	112
5.4	W3 Main: Die physikalische Struktur	112
5.4.1	Modellierung des FUV-Feldes und der Fern-IR Leuchtkraft	112
5.4.2	Kartierung der [C II] Emission	113
5.4.3	[C II]-Emission aus dem ionisierten Medium	114
5.4.4	IRS 5/W3 Main ISO/LWS Daten	115
5.4.5	PDR Modellierung der submillimeter und ferninfrarot Emission	122
5.5	Zusammenfassung	129

6	Analyse der physikalischen Bedingungen mit Hilfe von PDR-Modellen	133
6.1	Das Fern-UV Feld	134
6.1.1	Welche Eigenschaften haben die möglichen Heizquellen? . . .	134
6.2	Die PDR als Ursprung der high- <i>J</i> CO-Emission?	136
6.2.1	Warum CO?	136
6.2.2	Das PDR-Modell	136
6.2.3	Ein klumpiges CO-Modell: DR21 C	137
6.2.4	Andere Positionen in DR 21	146
6.2.5	Kühleffizienz	148
6.2.6	Ein klumpiges CO-Modell: ON-1	154
6.2.7	Diskussion	157
6.2.8	Vergleich zu plan-parallelen PDR-Modellen	160
6.3	Zusammenfassung	161
A	Neue Softwarekonzepte am KOSMA-3m-Teleskop	163
A.1	Die neue Kontrollsoftware: Kosma-Control	164
A.1.1	Die Sub-Systeme	167
A.2	Kalibration	169
A.2.1	Rohdatenaufbereitung	169
A.2.2	Kalibrationsschemata	170
A.2.3	Graphische Darstellung der Messdaten	170
A.3	Graphische Beobachterunterstützung	170
A.3.1	Konzept	171
A.3.2	Umsetzung	172
A.3.3	Projekte	175
A.3.4	Queue – Warteschlange	176
A.4	Datenbank	177
A.4.1	Datenbank-Struktur	177
A.4.2	Datenabgleich	178
A.4.3	Webinterface	179
A.5	Ausblick	180
B	Die stellare UV-Strahlung	181
C	LTE-Methoden	185
D	Theorie des Strahlungstransports	189
E	Korrekturverfahren zur Minimierung der Referenz-Beam-Emission	193
	Literaturverzeichnis	197
	Danksagung	207
	Erklärung	209
	Lebenslauf	211

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Die Entstehung und Entwicklung massereicher Sterne

Massereiche Sterne produzieren einen großen Teil der Energie im interstellaren Strahlungsfeld der Milchstraße und greifen tief in die Abläufe des kosmischen Kreislaufs der Materie¹ ein. Während ihrer kosmologisch kurzen Lebenszeit ($\sim 10^6$ Jahre) senden sie sehr intensive ultraviolette Strahlung aus und geben einen erheblichen Teil ihrer Masse durch Sternenwinde oder am Ende durch eine Supernova-Explosion an die Wolke zurück, in der sie sich gebildet haben. Sie beeinflussen die weitere Sternentstehung in den Überresten der Wolke und bereiten die Grundlage für einen neuen Zyklus.

Im Interstellaren Medium (ISM) spiegelt sich die Vergangenheit der galaktischen Entwicklung wieder. Als Beispiele seien Dichtewellen im neutralen Medium innerhalb der galaktischen Scheibe oder lokale Phänomene wie Sternentstehung oder Supernova-Explosionen erwähnt (z. B. de Jong et al. 1980; Blitz & Shu 1980; Hunter et al. 1986; Wolfire et al. 2003; Mac Low & Klessen 2004; Ballesteros-Paredes 2006). Im neutralen Medium stellt sich ein Gleichgewicht zu etwa gleichen Teilen aus atomarem und molekularem Gas (den H_2 -Molekülwolken) ein. Etwa 1 % der Masse einer H_2 -Molekülwolke steckt in Staubteilchen. Mit dem Staub sind Kühlprozesse verbunden, die den Gasdruck der Wolke verringern und eine langsame (fragmentierte) Kontraktion und Abkühlung der Wolke ermöglichen (siehe z. B. Simulationen von Koyama & Inutsuka 2002; Vázquez-Semadeni et al. 2006). Unterhalb von ~ 50 K wird das Medium überwiegend neutral und liegt, wie spätestens seit Absorptionmessungen von Caruthers (1970) bekannt ist, durch die Bildung von H_2 auf Stauboberflächen praktisch vollständig in molekularer Form vor. Die atomare Form des Wasserstoffs kann hingegen nur in Anwesenheit von UV-Strahlung gebildet werden. Der quantitative Nachweis des molekularen Gases gelingt wegen der hohen Energie im ersten angeregten Niveau und des fehlenden Dipolmoments von H_2 nur indirekt: Durch das CO-Molekül. Seit den ersten Messungen des $J = 1 \rightarrow 0$ -Rotationsübergangs von Wilson et al. (1970) hat sich CO zum meist verwendeten Molekül zur Untersuchung des molekularen Gases

¹Zyklischer Prozess, bei dem die Materie abwechselnd im Zustand eines heißen Plasmas in den Sternen oder als kaltes Gas im Interstellaren Medium vorliegt.

entwickelt (siehe z. B. Review von Combes 1991) und ergänzt Staub-Kontinuum-Messungen für den Nachweis des sehr kalten Staubes. Aus all diesen Messungen ist, dank immer besserer Winkelauflösung und neuer Beobachtungstechniken, ein gutes Verständnis über die verschiedenen Phasen bei der Bildung *normaler* Sterne (Kollaps, Protostern, Ausbildung einer Scheibe, Übergang zum Hauptreihestern) hervorgegangen (Review Shu et al. 1987). In unserer solaren Nachbarschaft gibt es zahlreiche Regionen, wo die normalen Sterne anscheinend ohne massereiche Sterne entstehen (z. B. in ρ Ophiuchus, Perseus, Serpens, Taurus, Lupus oder Chameleon).

Deutlich weiter entfernt liegen die weniger gut verstandenen Sternentstehungsregionen mit *massereichen* OB-Sternen (z. B. Garay & Lizano 1999; Beuther et al. 2007). In der Milchstraße sind die massereichen Sterne nicht überall anzutreffen, sondern treten hauptsächlich in Sternhaufen (Clustern) auf. Entsprechend der Masseverteilung aller Sterne in einem Sternhaufen nach der *Initial Mass Function* (IMF) ($dN \sim M^{-\alpha} dM$, Salpeter 1955, siehe auch Review von Corbelli et al. 2005) haben einige der Sterne eine besonders große Masse ($M \geq 10 M_{\odot}$). Ihr Einfluss auf die Umgebung ist schon während der Bildungsphase nachweisbar. Die UV Strahlung dieser Sterne ist so stark, dass sie das molekulare Gas in der Gashülle um den Stern zerstören kann. Reine Scheibenakkretion von Gas, wie sie bei normalen Sternen auftritt, wird dadurch vermutlich frühzeitig unterbunden, so dass ihre Massezunahme und damit ihre Gesamtmasse nach oben hin begrenzt sein sollte. Eine weitere Massezunahme kann durch Interaktion und Verschmelzung von Sternen geschehen. Gleichzeitig können sie in ihrer kurzen Lebensdauer Gas in benachbarten Wolken über die stellaren Winde und die UV-Strahlung verdichten und eine sukzessive Sternentstehung auslösen. Beobachtbare Indizien auf massereiche Sternentstehung sind: Eine dichte Molekülwolke mit mehreren $100 M_{\odot}$ und hoher visueller Extinktion, eine hohe Infrarotleuchtkraft ($10^3 - 10^6 L_{\odot}$), eine vom Stern ionisierte Region (sichtbar als H II-Region im Radiokontinuum) und möglicherweise auch CH_3OH - und H_2O -Maser in der Umgebung.

Neben umfangreichen Untersuchungen mit bis zu 150 *high-mass star-forming* Regionen aus unserer Galaxie (z. B. Plume et al. 1997; Hunter et al. 2000; Peeters et al. 2002; Mueller et al. 2002; Shirley et al. 2003) gibt es zahlreiche genauere Fallstudien einzelner Regionen, von denen hier nur wenige genannt sein sollen, wie z. B. Ori IRC 2 (Lerate et al. 2006), W 3 (OH), W 75 N, S 106 (Schneider et al. 2002, 2003), S 140 (Poelman & Spaans 2005, 2006), Cep A (van den Ancker et al. 2000; Froebrich et al. 2002), NGC 2024 (Giannini et al. 2000). Eine wichtige Bedeutung kommt in diesen Untersuchungen den Photonen-Dominierten-Regionen zu (siehe nächster Abschnitt), welche die Grenzschichten zwischen der H II-Region eines OB-Sterns und der Molekülwolke bilden. Sie sind ein weiteres Indiz auf massereiche Sternentstehung, da das Interstellare Medium aus Gas und Staub in den benachbarten Molekülwolken vorwiegend durch UV-Photonen geheizt wird und sich eine warme und dichte Komponente im Interstellaren Medium mit leicht beobachtbarer Linienemission ausbildet (Peeters et al. 2005).

1.1.1 Photonen Dominierte Regionen

In frühen chemischen Modellen (z. B. Glassgold & Langer 1974; Black & Dalgarno 1976) und H_2 -Photodissoziationsmodellen (siehe Review von van Dishoeck 1987)

wurde erkannt, dass in den Oberflächen von Molekülwolken durch UV-Strahlung in der Gasphase und auf den Stauboberflächen viele (photo)chemische Reaktionen ablaufen. Verschiedene Mechanismen in diesen Photonen Dominierten Regionen (PDRen) bewirken dabei eine Heizung des Gases (de Jong et al. 1980; Tielens & Hollenbach 1985; Sternberg & Dalgarno 1989; Bourlot et al. 1993, siehe Zusammenfassungen von Sternberg & Dalgarno 1995; Hollenbach & Tielens 1997; Hollenbach & Tielens 1999). Ab ~ 6 eV liegt die Energie der Photonen hoch genug, um einzelne Elektronen aus den Oberflächen von Staubteilchen zu lösen, die ihre kinetische Energie an das Gas abgeben (photoelektrisches Heizen), oder um molekularen Wasserstoff in einen angeregten Zustand zu versetzen, bei dem H_2 entweder zerstört werden kann oder seine kinetische Energie an das Gas abgeben kann (Photodissoziation bzw. UV-Pumpen). Auch die Temperatur des Staubes steigt durch UV-Absorption in einem geringeren Maße an. An der Lyman-Kante, oberhalb der Ionisierungsenergie von atomarem Wasserstoff H I von 13.6 eV, verursacht die Absorption durch H I eine rapide Abnahme der Anzahl der höherenergetischen Photonen, noch bevor diese die PDR erreichen können. Zudem wirkt die stark erhöhte Temperatur des molekularen Gases aktivierend auf viele chemische Reaktionen in der Gasphase. Kohlenstoff spielt in der Chemie der PDR eine wichtige Rolle. Seine am häufigsten vorkommende Form ändert sich mit fortschreitender Absorption der UV-Strahlung in die Wolke hinein von ionisiertem Kohlenstoff (C II), zu atomarem Kohlenstoff (C I, Ionisationsenergie 11.26 eV) und weiter zu Kohlenmonoxid (CO, Dissoziationsenergie 11.09 eV). Die drei Spezies eignen sich damit als Tracer für einen großen Teil des molekularen Gases. Andere Atome, wie der atomare Sauerstoff oder Stickstoff (Ionisierungsenergie 13.62 eV bzw. 14.53 eV), sind auch in der H II-Region stabil oder rekombinieren, wie z. B. Schwefel, erst tief in der Wolke.

Die Heizung des Gases und des Staubes durch UV-Photonen steht in einem Gleichgewicht mit der Kühlung im Fern-Infrarotbereich. Die Kühlung läuft über zwei getrennte Wege ab: Für den Staub durch die Kontinuumstrahlung der Staubteilchen und für das Gas durch Emission einiger starker Linien wie [O I], [C II], mid- und high- J CO sowie durch [C I], OH, H_2O , [Si II] und einiger weiterer Linien, die nicht im Fern-IR liegen. Die Linienkühlung kann einige Prozent der Staubkühlung ausmachen. Die Gas- und Staubtemperaturen können bei hohen Dichten aneinander gekoppelt sein.

Ein reges Interesse an PDRen belegen mehr als 230 Publikationen² in den letzten 10 Jahren, allein zum Begriff *PDR*. Aktuelle Untersuchungen umfassen PDRen in den Kernen von aktiven Galaxien, in den Akkretionsscheiben von Protosternen, in Supernovaüberresten oder in Planetarischen Nebeln, d. h. auch da wo Sternentstehung nicht unmittelbar beteiligt ist. Ein Spezialfall sind XDREn, in denen die Röntgenstrahlung einer Röntgenquelle nicht nur an der Oberfläche heizt (z. B. Maloney et al. 1996; Meijerink & Spaans 2005; Meijerink et al. 2006). Auch sind neben den Kohlenstoffspezies C II, C I und CO auch Hydride untersucht worden, um die Lücken in den chemischen Reaktionsnetzwerken der Modelle durch Beobachtungen schließen zu können (z. B. CH, CH^+ , OH, H_2O oder HCO^+). Zeitabhängige chemische Modelle (z. B. von Störzer et al. 1997; Bertoldi & Draine 1996; Gorti & Hollenbach 2002) simulieren eine wandernde Ionisationsfront oder einen verdampfenden Wolkenklumpen. Umgekehrt sehen Kamegai et al. (2003) in der [C I]-Verteilung in ρ Oph Anzeichen für eine evo-

²Ergebnis einer Suchanfrage in der *Astrophysics Data System*-Publikationsdatenbank (ADS).

lutionäre Entwicklung von C I hin zu CO, nachdem die Anregung durch das UV-Feld und einer Supernova-Stoßfront abgeklungen ist. Auch im Rahmen des SFB 494³ wurde in den letzten Jahren intensiv an PDR-Modellen gearbeitet und mit PDR-Modellen die Linienemission von PDRen untersucht, u. a. Kramer et al. (2005, M 83 und M 51), Röllig et al. (2006, zur Rolle der Metallizität), Bensch (2006, B 5) und Mookerjea et al. (2006, Cep B). Die Untersuchungen der letzten Jahre zeigen allerdings auch, dass die von verschiedenen Gruppen publizierten PDR-Modelle sich etwas divergent entwickelt haben und sich widersprechende Aussagen abgeleitet werden konnten. Vor dem Hintergrund der in naher Zukunft verfügbaren Sub-mm- und Fern-IR-Observatorien wurden deshalb in einem *PDR-Benchmark* (Roellig et al. 2007) alle derzeit genutzten Modelle verglichen und auf Unterschiede untersucht.

Auch wenn die Theorie überprüfbare Aussagen macht, ist die direkte Beobachtung der Zonen einer PDR eine nicht einfache Aufgabe. Denn nur im mm-, Sub-mm- und Fern-IR-Bereich kann die Strahlung diese Gebiete weitgehend ungehindert verlassen und erlaubt Rückschlüsse auf die physikalischen und chemischen Bedingungen in diesen Grenzschichten. Oft steht die gewünschte Winkel- oder die spektrale Auflösung in diesem Wellenlängenbereich nicht zur Verfügung. Selbst im am besten untersuchten Fall, im nahegelegenen *Orion Bar* (z. B. Tielens et al. 1993; Herrmann et al. 1997; Le Petit et al. 2002; Gorti & Hollenbach 2002; Ikeda et al. 2002; Fuente et al. 2003; Marrone et al. 2004; Pardo et al. 2005), ist die geschichtete Struktur nicht klar als PDR-Schichtung (d. h. C II/C I/CO) identifizierbar. Zudem ist die Situation nicht immer so eindeutig, dass die PDR weder nur von einer Seite beschienen wird und daher im Querschnitt beobachtbar ist, noch dürfte die Molekülwolke so homogen wie im Modell strukturiert sein. Statt dessen sind die Wolken fraktal strukturiert, d. h. auf großen und kleinen Skalen selbstähnlich und fragmentiert, und bieten dank eines stark erhöhten Verhältnisses von Oberfläche zu Volumen eine große Angriffsfläche für die UV-Strahlung (z. B. Modelle von Meixner & Tielens 1993). Die UV-Strahlung kann somit durch Streuung sehr *tief* in die Wolke vordringen und dort, im Gegensatz zum homogenen Fall, mehr Gas anregen. Die Schlussfolgerung von Hollenbach & Tielens (1997), dass *praktisch das gesamte atomare und ein Großteil des molekularen Gases in der Milchstraße durch die allgegenwärtige UV-Strahlung prozessiert wird* liegt dann nicht mehr fern (vgl. auch Einleitung zu Zielinsky 1999, „PDRen sind überall“).

Trotz der genannten Einschränkungen bei der Beobachtung können die an der Heizung und Kühlung der Wolke beteiligten Spezies mittels der Linienstrahlung untersucht werden. Insbesondere eignen sich bestimmte Verhältnisse zwischen zwei Linienflüssen als gute *Thermometer* für die vorherrschenden Temperaturen, wenn die Anregungsenergien der Linienniveaus unterschiedlich sind und die notwendigen Dichten erreicht werden, um diese Niveaus thermisch zu besetzen. Ein Beispiel ist das Verhältnis $[C I] \ ^3P_2 \rightarrow \ ^3P_1 / \ ^3P_1 \rightarrow \ ^3P_0$, welches für Temperaturen bis ~ 100 K und Dichten ab 10^3 cm^{-3} besonders empfindlich ist. $CO \ J = 7 \rightarrow 6 / [C I] \ ^3P_2 \rightarrow \ ^3P_1$ dagegen eignet sich als *Dichteindikator* des warmen Gases ab 10^5 cm^{-3} . Diese drei Linien lassen sich mit dem SMART-Empfänger am KOSMA⁴ 3m-Teleskop, welcher in Hinblick auf bo-

³Sonderforschungsbereich 494: Die Entwicklung der Interstellaren Materie: Terahertz-Spektroskopie in Weltall und Labor. Die vorliegende Arbeit wurde durch diese Förderung unterstützt.

⁴KOSMA – Kölner Observatorium für SubMillimeter Astronomie

dengebundene PDR-Beobachtungen entwickelt wurde, gleichzeitig detektieren (siehe nächstes Kapitel). Die Bedeutung von mid- J ^{13}CO wurde bereits von Graf (1991) erkannt. Die $^{13}\text{CO } J = 8 \rightarrow 7$ Linie, ebenfalls im Abstimmbereich von SMART, erweist sich als nützlich, um eine obere Grenze für Dichte und Temperatur zu erhalten. Die Daten von anderen Observatorien wie dem *Kuiper Airborne Observatory* (KAO), dem ISO-Satelliten, dem *Five College Radio Astronomy Observatory* (FCRAO) oder dem *James Clerk Maxwell Telescope* (JCMT) ergänzen die anders nicht beobachtbaren Wellenlängen – oder die mangelnde Winkelauflösung. So existiert bereits eine Vielzahl an PDR-Linienbeobachtungen von massereichen Sternentstehungsregionen. Insbesondere wurden mit dem LWS-Instrument von ISO eine Fülle an (wenn auch spektral nicht aufgelösten) Linien gemessen, welche eine vergleichbare räumliche Auflösung wie die KOSMA-Daten haben und deshalb zu einer Multilinen-PDR-Analyse kombiniert werden können, die in diesem Umfang bisher nicht möglich war.

1.2 Inhalt und Ziele

Diese Arbeit verfolgt zwei grundlegende Ziele:

1. Untersuchung der Wechselwirkung bei der Entstehung massereicher Sterne mit dem molekularen Gas in einer Phase, in der die Sterne noch in die Wolke eingebettet sind und nur indirekt nachweisbar sind. Dazu sollen drei unterschiedlich komplexe massereiche Sternentstehungsregionen untersucht werden. Ein wichtiges Anliegen dieser Arbeit ist der Vergleich der PDR-Linienemission in diesen aktiven Regionen mit Modellen. Hierzu finden im Detail verschiedene Analysemethoden Anwendung, welche im folgenden **Kapitel 2** kurz vorgestellt werden. Ausserdem wird auf die verwendete Instrumentierung eingegangen, zu der auch die Beobachtungssoftware gehört.

Kapitel 3 widmet sich der DR 21/DR 21 (OH)-Sternentstehungsregion, in der von Lane et al. (1990) starke PDR-Linienemission im atomaren und molekularen Gas gefunden wurde. Die neuen Beobachtungen von CO-Rotationslinien von KOSMA, FCRAO und ISO werden mit Strahlungstransportrechnungen für zwei klumpige Gaskomponenten, eine dicht und kalt und die andere dicht und warm, modelliert. Da auch die integrierten Intensitäten von [C II], [C I] und [O I] bekannt sind, kann die Kühleffizienz des Gases abgeschätzt werden.

Die Region Onsala 1 (Israel & Wootten 1983; Kumar et al. 2004) wird in **Kapitel 4** mit einer Vielzahl von Spektrallinien, beobachtet am JCMT, untersucht. Aufgrund der höheren Winkelauflösung der Daten kann die Quellstruktur genauer als bei DR 21 analysiert werden. Verschiedene Strahlungstransport-Simulationen werden durchgeführt, um die Temperaturen und Dichten einzugrenzen, sowie um die kinematischen Eigenschaften des Gases besser zu verstehen.

Die Molekülwolke und H II-Region W3 Main (z. B. Tieftrunk et al. 1997; Ruch et al. 2007) in **Kapitel 5** bietet dank der über die Region verteilten und gut untersuchten OB-Sterne die Möglichkeit, das Fern-UV-Feld in der Molekülwolke zu studieren. Insbesondere wird die Korrelation vom FUV-Feld zum UV-Tracer

[C II] und zum FIR-Kontinuum untersucht und mit einem plan-parallelen PDR-Modell verglichen. Aus den [C II]- und [O I]-Linienintensitäten lässt sich die Gaskühleffizienz berechnen, mit der, wenn sie sich durch ein Modell reproduzieren lässt, indirekt etwas über die PDR-Physik hinzugelehrt werden kann. Angesichts der erwarteten hohen Dichten wird die Klumpigkeit des Medium abgeschätzt.

In **Kapitel 6** werden die Eigenschaften des molekularen Gases (Masse und Dichte der Klumpen, das äußere UV-Feld und die Klumpenanzahl) in DR 21 und in Onsala 1 mit Ensembles aus gleichförmigen sphärischen PDR-Klumpen untersucht. Die Verteilung des CO-Gesamtflusses auf die low- J , mid- J und high- J Übergänge wird als diagnostisches Mittel vorgestellt und die Bedeutung für die Gaskühlung diskutiert.

In naher Zukunft werden mit SOFIA⁵, mit ALMA⁶ und mit Herschel⁷ äußerst effektive Observatorien zur Verfügung stehen, für die die hier vorgestellten Analysemethoden sehr nützlich sein werden.

2. Die Neu- und Weiterentwicklung einer Observatoriums-Steuersoftware. Dank neuer Empfänger mit vielen simultan messenden Pixeln, neuen hochauflösenden Spektrometern und neuen Beobachtungsmodi mit hohen Datenraten muss die Software an einem Observatorium immer neuen Anforderungen genügen. Zudem erzwingt die rasante Entwicklung der Rechner- und Betriebssystemarchitekturen eine regelmäßige Überarbeitung. So entstand aus der Notwendigkeit das Ziel, eine auf die Bedürfnisse eines modernen Submillimeter-Radioteleskops zugeschnittene Kontrollsoftware zu entwickeln mit dem Schwerpunkt auf der Gestaltung einer Benutzerschnittstelle.

Idealerweise fließen die mit den vorherigen Systemen gesammelten Erfahrungen in die Entwicklung eines neuen Konzepts ein. Da an einem Observatorium viele hochspezialisierte Systeme vorhanden sind, ist eine Modularisierung in unabhängige Komponenten mit genau spezifizierten Schnittstellen gegenüber eigenen Softwarelösungen an anderen Observatorien von Vorteil. Das KOSMA-Teleskop bietet sich als Testumgebung an und vereinfacht die Anpassung an andere Observatorien wie NANTEN2⁸ und SOFIA. Aus der Perspektive der Beobachter vereinfacht sich die Bedienung dank Automatisierung und reduziert die Fehlerquellen, wenn eine vertraute Software zum Einsatz kommt. Deshalb wird in **Anhang A** ein Einblick gegeben, der etwas zum Verständnis und zur Klärung der grundlegenden Fragen beitragen soll und die Arbeiten dokumentiert.

In den weiteren Anhängen werden zudem noch vertiefende Erläuterungen zum UV-Strahlungsfeld von OB-Sternen (**Anhang B**), zur LTE-Methode (**Anhang C**), sowie zum Strahlungstransport (**Anhang D**) im molekularen Gas gegeben. **Anhang E** beschreibt schließlich das Korrekturverfahren, mit dem die Spektren des SMART-Empfängers in dieser Arbeit bearbeitet wurden.

⁵SOFIA – *Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy* (z. B. Review Krabbe & Röser 1999)

⁶ALMA – *Atacama Large Millimeter Array*

⁷Herschel – *Herschel Space Observatory*

⁸NANTEN2 – Submillimeter-Teleskop in der Atacama-Wüste in Chile.

Kapitel 2

Methoden

Für die praktische Untersuchung der Emission aus interstellaren Molekülwolken werden eine Reihe von Beobachtungs- und Analysetechniken benötigt, die während der Beobachtung bis zur Herleitungen von physikalischen Erklärungsmodellen angewendet werden.

2.1 Die astronomische Beobachtung

Beginnend mit spektroskopischen Beobachtungen in den frühen 80er Jahren des 20. Jahrhunderts wurde die *Terahertz-Lücke*, ein Bereich im elektromagnetischen Spektrum oberhalb der klassischen Radio- und Mikrowellen, erstmals erschlossen. Seit mehr als einem Jahrzehnt kann dieser Teil des Spektrums (fortan FIR-Bereich) beinahe lückenlos mit bodengebundenen, mit Ballon-, Flugzeug- und Satelliten-Teleskopen untersucht werden. Insbesondere die Instrumente des KAO (bis 1995) und von ISO (Flugdauer von 1995 bis 1998) waren auf die Bereiche, die von innerhalb der Erdatmosphäre nicht zugänglich sind, spezialisiert. Der benachbarte Submm-Bereich kann noch in verschiedenen atmosphärischen Fenstern (siehe Abb. 2.1) vom Erdboden aus genutzt werden, die Messdaten müssen dann um die atmosphärische Transmission korrigiert werden.

2.1.1 Instrumentierung

Die Fortschritte bei den Beobachtungen gehen mit einer stetigen Weiterentwicklung der Instrumentierung einher. Im Rahmen dieser Arbeit werden Daten von verschiedenen Observatorien ausgewertet. Von den hierzu verwendeten Empfängern sollen an dieser Stelle zwei näher vorgestellt werden (die anderen Empfänger, u.a. DualSIS/KOSMA und SCUBA/JCMT sind natürlich nicht minder wichtig für die gemeinsame Datenanalyse!).

2.1.1.1 SMART

SMART¹ (Graf et al. 2002) ist ein Heterodyn-Zweikanal-Arrayempfänger und ausgestattet mit acht SIS-Mischern für die atmosphärischen Fenster bei 650 und 350 μm (siehe Abb. 2.1). Dabei werden die beiden Frequenzbereiche (455 – 495 GHz, bzw. 795 – 882 GHz) von jeweils einem Array aus jeweils 4 Pixeln abgedeckt. Die Zwischenfrequenz-Signale werden in zwei Akusto-Optischen Array-Spektrometern (AOS) mit jeweils 4 Kanälen analysiert. Jeder Kanal besitzt eine Frequenzauflösung von 1.5 MHz (Horn et al. 1999). Die Zwischen-Frequenz (ZF) beträgt 1.5 GHz und wurde so gewählt, dass die C I] 2 \rightarrow 1 Linie bei 810 GHz im Signal-Seitenband und die CO 7 \rightarrow 6 Linie bei 806 GHz im Image-Seitenband gleichzeitig beobachtet werden können. Die linear angeordneten Pixel der Arrays der beiden Frequenzbereiche überlappen sich am Himmel und haben einen Abstand von jeweils ca. 115". Viele der im Verlauf der Arbeit vorgestellten [C I] 1 \rightarrow 0, 2 \rightarrow 1 und CO 7 \rightarrow 6 Beobachtungen wurden daher gleichzeitig ausgeführt und erlauben ein sehr genaues relatives Pointing. Auch die Kalibrationsfehler können deutlich reduziert werden, was sehr präzise Messungen von Linienverhältnissen ermöglicht (wie z. B. an den [C I]-Linien in Stutzki et al. (1997) an M 82 demonstriert wurde). Die Empfängerrauschtemperatur in der Bandmitte liegt bei 150 K bei 492 GHz und zwischen 500 und 600 K bei 810 GHz. Die Empfängeroptik enthält einen Bildfeldrotator in K-Konfiguration sowie zwei Martin-Puplett Diplexer und Lokaloszillatoren (Gunnioden), deren Ausgangsleistung durch Fourier-Gitter auf die Pixel verteilt wird (Heyminck 2003). Der Rotator de-rotiert das Sichtfeld des Empfängers während der Messung, sodass das Array in jeder beliebigen Orientierung genutzt werden kann. Bis Mitte 2007 wird SMART in der Endausbaustufe mit 2×8 Pixeln für den Einsatz an NANTEN2 modifiziert.

2.1.1.1.1 Atmosphärische Transmission Auch bei Messungen mit den rauschärmsten Empfängern kann das Rauschen der Erdatmosphäre nicht unterdrückt werden. Das Signal der astronomischen Quelle wird zum Teil absorbiert und von der Eigenemission der Atmosphäre überlagert. Messungen im submm-Bereich sind von bodengebundenen Teleskopen daher nur unter guten Wetterbedingungen und in sehr trockenen Gebieten in großen Höhen möglich. Die mittlere atmosphärische Transmission kann bei bekannter Temperatur der Atmosphäre direkt durch eine Kalibration korrigiert werden. Das Eigenrauschen der Atmosphäre und das, aufgrund des konstant gebliebenen Empfängerrauschens, geringere Signal-zu-Rausch Verhältnis muss dagegen durch eine längere Integrationszeit kompensiert werden. Üblicherweise wird die ausfällbare Wasserdampfmenge in Millimetern in Zenitrichtung angegeben. 1 mm Wasser entspricht in etwa einer Zenittransmission von 20 % bei 492 GHz. Da die Atmosphäre lokal nahezu eine planparallele Schichtung hat, kann die Transmission entlang des Sehstrahles sehr genau über den Blickwinkel (der Elevation) in eine Zenittransmission umgerechnet werden. Ein Atmosphärenmodell (z. B. ATM von Pardo et al. 2001) hilft bei der genauen Bestimmung des Seitenbandfaktors und der ausfällbaren Wasserdampfmenge. Bei breitbandigen Messungen lässt sich außerdem die Variation der Transmission innerhalb des Signal-Bandes korrigieren. Werden mehrere Frequenzen gleichzeitig be-

¹SMART – SubMillimeter Array Receiver for Two frequencies.

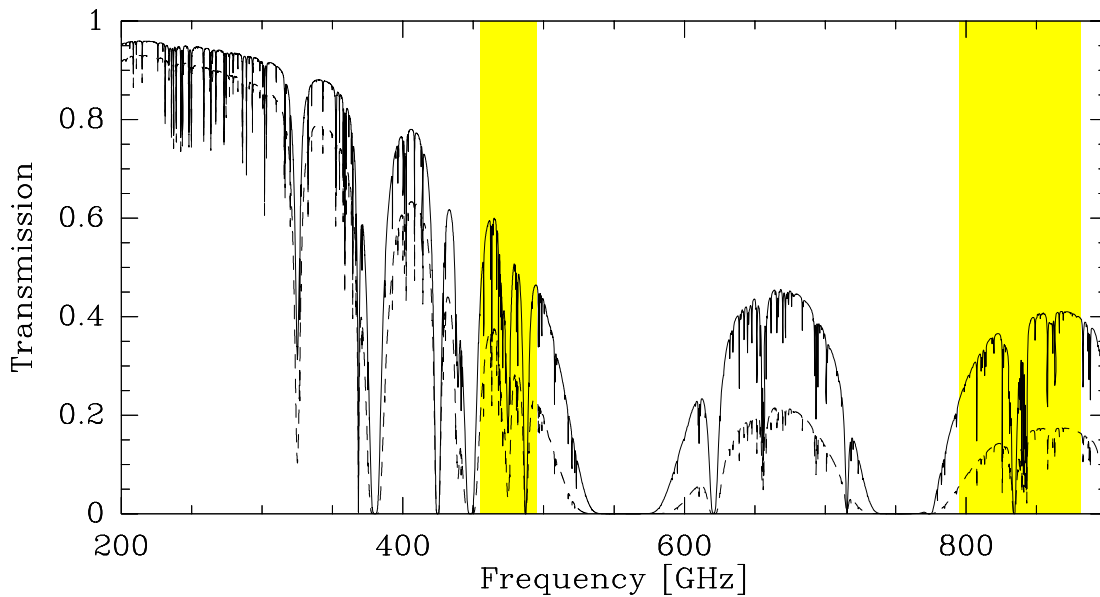


Abbildung 2.1: Atmosphärische Transmission für 1 mm (gestrichelt) und 0.5 mm (durchgezogen) Wasserdampf am KOSMA-Standort (ATM-Modell, Pardo et al. 2001). Die Frequenzbänder des SMART-Empfängers sind hervorgehoben.

obachtet, so können zur Erhöhung der Messgenauigkeit die frequenzabhängigen Transmissionen über einen gemeinsamen Wasserdampfwert gekoppelt werden. In Abb. 2.1 ist ein Beispiel für die Transmission im sub-mm Band bei verschiedenen Wasserdampf-werten dargestellt.

2.1.1.2 Das ISO/LWS-Instrument

In dieser Arbeit werden Daten von DR21 und W3 in Kapiteln 3 und 5 des *Long Wavelength Spectrometer* (ISO/LWS Clegg et al. 1996) vorgestellt. ISO (The Infra-red Space Observatory mission, Kessler et al. 1996) war als Satellit im Erdorbit nicht durch die Atmosphäre beeinträchtigt und konnte den mittleren und fernen IR-Bereich (kurz MIR bzw. FIR) erstmals mit hoher spektraler und räumlicher Auflösung erkunden. Das Spektrometer deckte den Wellenlängenbereich zwischen 43 bis 197 μm ab, bei spektralen Auflösungen zwischen $\Delta\lambda/\lambda = 150 - 9700$. Ausgestattet war es mit einem Gitterspektrometer und zwei Fabry-Pérot Spektrometern für die höheren Auflösungen. Als Detektoren kamen Halbleiterdetektorelemente aus Ge:Be und Ge:Ga zum Einsatz.

Die Aufbereitung der Rohdaten geschieht weitgehend automatisch in einer Pipeline². Im Endprodukt können jedoch noch Artefakte aus der Datenbearbeitung vorhanden sein. Zu den wichtigsten gehören *Fringes* und *Glitches*. Fringes sind systematische Wellen in den kalibrierten Daten, welche von Interferenz innerhalb des LWS-Instruments herrühren. Da deren Wellenlänge recht gut bekannt ist, lassen sich diese nachträglich fast vollständig herausrechnen. Glitches werden durch hochenergetische

²Die Messdaten von ISO sind frei im Internet im *ISO Data Archive* (IDA) abrufbar unter: <http://www.iso.vilspa.esa.es/>.

Parikel verursacht, die auf den Detektor treffen und sich als Spikes bemerkbar machen. Am besten lassen sich Glitches von echter Emission trennen, wenn mehrere Scans hintereinander gemessen wurden, weil sie dann als vereinzelte Ausreißer auffallen und aussortiert werden können. Für eine ausführliche Beschreibung dieser und anderer Effekte sei auf das ISO/LWS Handbuch Vol. III (Gry et al. 2003) verwiesen.

2.1.2 Beobachtungssoftware

Ein Teil der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden am KOSMA 3m-Teleskop auf dem Gornergrat bei Zermatt durchgeführt. Eine wichtige Aufgabe bei den radioastronomischen Beobachtungen hatte dabei der SMART-Empfänger, da ein Großteil der hier vorgestellten Daten auf Beobachtungen mit diesem Empfänger beruhen. Aus diesem Grund ist einer der Schwerpunkte in dieser Arbeit, ein Beobachtungssoftwarepaket für Submm-Teleskope wie KOSMA zu gestalten, welches speziell für den Einsatz mit Mehrkanal-Empfängern konzipiert ist. Die Software wurde zusammen mit SMART im Zeitraum dieser Arbeit installiert und hat wesentlich zum Gelingen der Beobachtungen beigetragen. Die Aufgaben der Software erstrecken sich von der Ansteuerung der Hardware, über die automatische Abarbeitung verschiedener Beobachtungsmodi, zur Datenaufnahme und -kalibration und einem übersichtlichen Statusdisplay. Wegen des modularen Aufbaus ist sie weitgehend flexibel auch an die Subsysteme anderer Observatorien anpassbar. Darum werden zukünftige Beobachtungen an verschiedenen Teleskopen hiervon profitieren, wie z. B. bereits geschehen mit NANTEN2 im Jahr 2006, oder später auf dem Stratosphären-Flugzeug SOFIA.

Es sei an dieser Stelle auf den Anhang A verwiesen, der die neue Kontroll-Software am KOSMA-Teleskop vorstellt und nebenbei einen Einblick in die Systeme an einem Radio-Observatorium gewährt.

2.2 Analyse und Modellierung: Anregungsbedingungen und Strahlungstransport

Mit der Kontinuum- und Linienstrahlung im Infrarot können die physikalischen Eigenschaften des ISMs gemessen werden. Mit der thermischen Emission des Staubs kann unter Zuhilfenahme von Staubmodellen auf die Temperatur und die Säulendichte geschlossen werden (siehe in 3.3.3.1, 4.4.4.1 und 5.4.4.1). Die Linienstrahlung gibt Auskunft über den Zustand des Gases (Temperatur und Teilchendichte) und dessen Geschwindigkeit. Die Modellierung der Emission von Atomen und Molekülen ist daher ein wichtiger Bestandteil in allen Analysemethoden. Mit den hier vorgestellten Modellen lassen sich – je nach der Genauigkeit, mit der die physikalischen Bedingungen einer Wolke berücksichtigt werden sollen – Vergleiche mit beobachteten integrierten Linienintensitäten bis hin zur Modellierung von vollständigen Linienprofilen mit unterschiedlichen Gaskomponenten anstellen.

2.2.1 Die Bedeutung der unterschiedlichen Linientracer

Die zu untersuchenden Linientracer stammen aus verschiedenen Regionen der Molekülwolke und liefern indirekt Auskunft über die physikalischen Eigenschaften des Gases dort. Anregung von Linienstrahlung erfolgt hauptsächlich durch Stöße mit H_2 -Molekülen (oder anderen häufig vorkommenden Spezies, z. B. H-Atomen, Helium oder auch freien Elektronen). Zusätzlich wechselwirkt das umgebene Strahlungsfeld mit den Teilchen, sei es in Form von Kontinuum- oder Linienstrahlung. Die Teilchendichte des Stoßpartners in der Wolke und die relative Häufigkeit des Moleküls sind also entscheidend. Erst oberhalb einer kritischen Dichte kann von einem thermisch angeregten Übergang gesprochen werden. Die Anregung hängt von der Energie des oberen Niveaus ab.

Im Falle von CO ist die kritische Dichte des $J \rightarrow J - 1$ Übergangs proportional zu $4 \cdot J_{\text{up}}^3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ und der obere Energiezustand entspricht $E_{\text{up}}/k = 2.8 \cdot J_{\text{up}}(J_{\text{up}} + 1)$ Kelvin. Die mid- J Übergänge von CO sind damit besonders empfindlich auf Temperaturen von 30 bis 200 K, bei Dichten zwischen $n_{\text{Kr}} = 10^5$ und 10^6 cm^{-3} (siehe Tabelle D.1 im Anhang). Die high- J Linien, die mit dem ISO/LWS-Instrument gemessen wurden, gehen sogar bis $n_{\text{Kr}} \simeq 10^7 \text{ cm}^{-3}$ und 650 K. Ganz ähnlich verhält sich die Anregung der [O I] Linien bei $145 \mu\text{m}$ und $63 \mu\text{m}$ mit Dichten von $n_{\text{Kr}} > 10^5 \text{ cm}^{-3}$ bei hohen Temperaturen von $> 200 \text{ K}$. Die Übergänge von atomarem Kohlenstoff sind bei $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ bei 24 K für [C I] $1 \rightarrow 0$ und $1.4 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ mit 62 K für $2 \rightarrow 1$ angeregt. Ionisierter Kohlenstoff ist dagegen schon bei geringen Dichten von $3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ thermalisiert und benötigt Temperaturen von knapp weniger als 100 K.

2.2.2 LTE - Lokales Thermisches Gleichgewicht

Im einfachsten Fall, dem Lokalen Thermischen Gleichgewicht (LTE), wird die Anregung als gegeben betrachtet, d. h. die Energiezustände der stossenden Teilchen folgen einer Besetzung nach der Boltzmann-Verteilung mit einer Anregungstemperatur T_{ex} (vgl. Gleichung (C.4) im Anhang). Die Zustände sind dann thermisch besetzt.

Die LTE-Annahme erweist sich als äußerst nützliche Näherung, denn mit ihr lassen sich zwei wichtige Eigenschaften des molekularen Gases abschätzen: Die *Gesamtsäulendichte* N , d. h. die Anzahl der Gasteilchen im Teleskopbeam, und die kinetische Temperatur des Gases T_{kin} . Letztere ist bei LTE gleich der Anregungstemperatur T_{ex} für alle Übergänge. Trägt man die Säulendichten von zwei (oder mehr) optisch dünnen Linien des gleichen Moleküls logarithmisch gegen die Energie auf, so verhält sich die Steigung dieses sog. *Boltzmann-Diagramms* proportional zum Inversen der Anregungstemperatur (vgl. Kapitel 4 und Anhang C für die Behandlung des einfachsten Falls mit zwei Übergängen). Die Gesamtsäulendichte ist proportional zur integrierten Linienintensität eines optisch dünnen Übergangs ($\tau \ll 1$) und abhängig von dessen Anregungstemperatur. Linien mit hoher optischer Tiefe ($\tau \gg 1$) eignen sich ebenfalls zur Abschätzung der kinetischen Temperatur, da die beobachtete *Linienpeaktemperatur* sich dieser – nach Rayleigh-Jeans-Korrektur – annähert. Die Emission muss dazu homogen über den Beam verteilt sein.

Die LTE-Näherung hat klare Grenzen. Ist die Anregung nicht thermisch, kann N und T_{ex} unter- bzw. überschätzt werden. Im ISM gibt es neben Stößen mit Molekülen

verschiedene lokale Prozesse, die einen Zustand an- und abregen können und damit seine Besetzungszahl verändern können. Hierfür wurden andere non-LTE Methoden entwickelt. LTE ist dennoch als Standardverfahren in vielen Fällen ausreichend.

2.2.3 Entweichwahrscheinlichkeitsnäherungen

In Situationen wo die LTE-Annahme die physikalischen Bedingungen im ISM zu ungenau beschreibt, kann ein vereinfachter Strahlungstransport verwendet werden. Hier ist die Annahme einer konstanten Anregungstemperatur zwar noch räumlich gegeben, aber T_{ex} kann für jeden Übergang verschieden sein. Jedes Energieniveau kann mit dem lokalen Strahlungsfeld wechselwirken, eine Kopplung mit der Strahlung von weit entfernten Gebieten der Wolke wird dagegen ausgeschlossen. Üblicherweise haben sich in der Literatur Näherungsmethoden zur Modellierung der Anregung als praktisch erwiesen (*Large Velocity Gradient* und *Escape Probability Approximation*, z. B. Sobolev 1958; Scoville & Solomon 1974; Deguchi & Fukui 1977; Stutzki 1984), welche nicht auf die Extremfälle $\tau \ll 1$ bzw. $\tau \gg 1$ beschränkt sind, aber eine plan-parallele oder sphärische Geometrie voraussetzen. Diese Methoden definieren eine Entweichwahrscheinlichkeit β als Funktion von τ , mit der ein Photon die Wolke verlassen kann. Diese Methoden unterscheiden sich in den gemachten Annahmen und Ergebnissen nur geringfügig. Mit ihnen lassen sich ausser der kinetischen Temperatur T_{kin} und der optischen Tiefe bzw. Säulendichte über Linienbreite $N/\Delta\nu$ nun auch die Gasdichte $n(\text{H}_2)$ in einer homogenen Wolke ableiten. Viele PDR-Modelle nutzen diesen Formalismus zur Berechnung mikrophysikalischer Prozesse, wie zum Beispiel für die Bestimmung der Abschirmung der CO-Linienstrahlung innerhalb der PDR.

2.2.4 Simulationen

Auch nicht-lokale numerische Simulationen für das Strahlungstransport- und Anregungsproblem wurden entwickelt (z. B. Leung 1975; Bernes 1979; Gierens et al. 1992; Hogerheijde & van der Tak 2000; Ossenkopf et al. 2001, siehe auch Benchmark in van Zadelhoff et al. 2002). Der Einfachheit halber wird eine sphärische Geometrie der Quelle gewählt und die Anregung durch Stöße und durch das Strahlungsfeld entlang der radialen Achse berechnet. Dabei wird das Problem diskretisiert, d. h. an den lokalen Gitterpunkten wird mit konstanten Parametern für Dichte, Temperatur, Molekülhäufigkeit, Turbulenz- und Radialgeschwindigkeit gerechnet. Beobachtungen zeigen für viele dieser Parameter, dass diese einem Potenzgesetz folgen. Deshalb wird beispielsweise für die Dichte eine Verteilung nach $n(r) = n_0(r/r_0)^{-p}$ angesetzt.

Nach einer iterativen Annäherung der Levelbesetzung an jedem Gitterpunkt aufgrund der vorgegebenen Stoßraten und des lokalen Strahlungsfeldes lassen sich die nun bekannten Besetzungszahlen der Energiezustände einer Spezies nutzen, um die Linienemission der Gesamtwolke zu berechnen. Hierbei geht der Abstand vom Beobachter sowie die Größe des Teleskopbeams in die Berechnung ein. Das Ergebnis, ein Linienprofil, kann so direkt mit den Beobachtungsdaten verglichen werden und erlaubt die Eingrenzung der eingangs erwähnten Parameter.

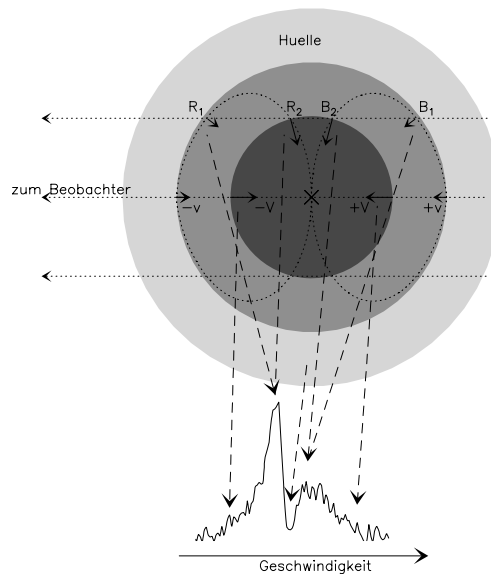


Abbildung 2.2: Ursprung der Asymmetrie in Linienprofilen (nach Evans 1999, siehe auch Dickel & Auer 1994). Das Zentrum der Linie stammt aus der kalten Hülle. Entlang des Sehstrahls liegen die Punkte R_1 und B_1 bei niedrigen Geschwindigkeiten und (weiter Innen) die Punkte R_2 und B_2 bei höheren Geschwindigkeiten. Die näher am Beobachter liegenden Punkte R_1 bzw. B_2 überdecken die jeweils dahinter liegenden Punkte R_2 bzw. B_1 .

2.2.5 Anwendungsfall: Eine kollabierende Wolke

In Abbildung 2.2 ist als Beispiel eine von innen nach außen kollabierende Wolke dargestellt (nach einem Sternentstehungsmodell von Shu 1977). Der *Infall* geht um so schneller, je näher das Gas an das wärmere und dichtere Zentrum heran kommt. Ein für solche Wolken typisches Spektrum einer optisch dicken Linie (z. B. CO $3 \rightarrow 2$) ist darunter dargestellt. Die Linienform entsteht durch das Zusammenspiel von Dichte-, Temperatur- und Geschwindigkeitsgradienten innerhalb der Wolke. Aus der Form des Profils lassen sich Aussagen ableiten, die weit über die Annahmen des Standardverfahrens und der Entweichwahrscheinlichkeitsnäherung hinausgehen. Die Asymmetrie des Profils entsteht dadurch, dass die Photonen auf der *blauverschobenen* Seite des Profils von der Rückseite der Wolke stammen und diese erst durchqueren müssen und die Photonen aus der Vorderseite einen direkteren Weg nehmen können. Dies allein reicht aber nicht, da sich die Energien der Photonen aufgrund der Dopplerverschiebung unterscheiden und sich nicht gegenseitig beeinflussen. Statt dessen gibt es entlang der Sichtlinie jeweils immer *zwei* Regionen wo die Geschwindigkeitskomponenten in Richtung Beobachter gleich sind (R_1 bzw. R_2 und B_1 bzw. B_2 in der Abbildung). Da R_1 näher am Beobachter liegt als R_2 , ist im optisch dicken Fall nur das Gas in R_1 sichtbar, welches kälter ist als das Gas bei R_2 . Bei B_2 ist es genau umgekehrt: Die wärmere dichtere Seite B_2 verdeckt die kältere und weniger dichte Seite bei B_1 . Deshalb ist der blauverschobene Peak stärker. In den optisch dünnen Linienflügeln ist der Unterschied nicht zu erkennen, obwohl die Emission in den Linienflügeln vorwiegend aus dem wärmeren Zentralbereich stammt. Auch das Linienprofil einer optisch dünnen Linie wäre nahezu

symmetrisch.

Asymmetrische Linien erhöhen die Komplexität der Linienmodellierung, erlauben aber tiefere Einblicke in die Wolkenstruktur und lassen sich mit vollständigen Strahlungstransportmodellen am besten beschreiben. Aus einer guten Übereinstimmung von Beobachtung und der modellierten Linienemission kann jedoch nicht der generelle Schluss gezogen werden, dass die physikalischen Bedingungen in einer Wolke verstanden wurden. So gibt es mehrere Möglichkeiten ähnliche Linienprofile zu modellieren, z. B., wenn die Wolke auf Vorder- und Rückseite nicht symmetrisch ist, wenn die Wolke innen kälter ist als außen oder wenn die Wolke expandiert oder rotiert. Erst mit einer Vielzahl von Linien mit unterschiedlichen Anregungsbedingungen können solche Aussagen untermauert werden. Als Beispiel seien Linienprofile aus Kapitel 4 genannt, welche das Intensitätsmaximum auf der rotverschobenen Seite haben.

Kapitel 3

Das kühlende Gas in der DR21-Region

Teile dieses Kapitels wurden veröffentlicht in

- H. Jakob, C. Kramer, R. Simon, N. Schneider, V. Ossenkopf, S. Bontemps, U. U. Graf und J. Stutzki, 2007, A&A, 461, 999-1012
- H. Jakob, C. Kramer, R. Simon, J. Stutzki, N. Schneider, S. Bontemps, 2005, Poster, IAU Symposium 227, Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics

Eine Beschreibung der Cygnus-X Region, in die DR 21 eingebettet ist, wird in

- N. Schneider, S. Bontemps, R. Simon, H. Jakob, F. Motte, M. Miller, C. Kramer und J. Stutzki, 2006, A&A, 458, 855

gegeben.

Kapitelzusammenfassung

Ziele: Dieses Kapitel beschreibt die Emission der wichtigsten Kühllinien im (sub-)mm- und im Ferninfrarot-Bereich aus einer Region mit massereicher Sternentstehung. Es werden anhand dieser Emission die physikalischen Eigenschaften untersucht und ferner der Energiehaushalt in der Molekülwolke analysiert.

Methoden: Die Beobachtungen am KOSMA 3m-Teleskop lieferten mehrere Karten eines $10' \times 14'$ großen Gebiets der galaktischen Sternentstehungsregion DR 21/ DR 21 (OH) in der Cygnus X Region. Es entstanden Karten der beiden Feinstrukturlinien von atomarem Kohlenstoff ($\text{C I } ^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{P}_0$ und $^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{P}_1$), vier Karten der mid- J Rotationsübergänge von CO und ^{13}CO , sowie eine Karte von CS $J = 7 \rightarrow 6$. Diese Daten werden mit FCRAO-Beobachtungen der $J = 1 \rightarrow 0$ -Übergänge von ^{13}CO und C^{18}O kombiniert. An fünf Positionen, darunter DR21, DR21 (OH) und DR21 FIR1, werden Daten des ISO/LWS Gitterspektrometers mit einbezogen, welche die wichtigen Linien [O I] bei 63 und 145 μm , die [C II]-Linie bei 158 μm und vier high- J CO Linien

enthalten. Es werden die Linienintensitäten und Linienverhältnisse diskutiert und mit verschiedenen Methoden (LTE und nicht-LTE) analysiert. Es werden physikalische Eigenschaften wie die Masse, die Dichte und die Temperatur des Gases abgeleitet. Die CO Linienemission der 20 unteren Rotationsübergänge wird modelliert.

Ergebnisse: Mit den Berechnungen des vollen Strahlungstransports der unteren, mittleren und hohen J -Übergänge von CO können zwei Gaskomponenten identifiziert werden: Eine kälter bei etwa $T_{\text{kin}} \sim 30 - 40$ K und eine warm mit $T_{\text{kin}} \sim 80 - 150$ K. Die Dichten liegen bei etwa $n(\text{H}_2) \sim 10^4 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Während, mit mehr als 94 %, die Masse des ruhigen und kalten Gas am größten ist, liefert das warme und dichte Gas den Hauptteil der mid- und high- J CO Linienemission, u. a. aufgrund der größeren Linienbreite. Das Gas muss aufgrund der hohen Dichte stark geklumpt sein und kann nur wenige Prozent des Raumvolumens einnehmen. Die CO-Linien sind insbesondere bei DR 21 (OH) sehr wichtige Kühllinien des molekularen Gases. Nahe dem Ausfluss der durch UV-Strahlung geheizten Quelle DR 21 ist die Gaskühlung zu etwa gleichen Teilen auf atomaren Sauerstoff und CO verteilt. Atomarer und ionisierter Kohlenstoff spielen nur eine zweitrangige Rolle in der Energiebilanz.

3.1 Einleitung

Die Linienemission von C II, C I und CO aus Molekülwolken zählt zu den wichtigsten diagnostischen Mitteln, um den Einfluss des UV-Feldes von massiven Sternen auf ihre Umgebung untersuchen zu können. Häufig werden nur einfache (aber grundlegende) Annahmen über die Strahlung und deren Transport durch die Wolken gemacht, um hieraus auf die weitgehend unbekanntes physikalischen Bedingungen in diesen Regionen zu schließen. Dazu zählen die LTE und *Large Velocity Gradient* (LVG) Methoden, welche gute Aussagen über das kalte Gas machen können (siehe z. B. Black 2000). Dennoch, mit der Annahme eines gleichmäßigen Mediums lassen sich die typischerweise in massereichen Sternentstehungsregionen vorliegenden Bedingungen nur schwer beschreiben. Stattdessen enthalten die Beobachtungen innerhalb des Beams mehrere mehr oder minder stark ausgedehnte Gaskomponenten, in denen ganz unterschiedliche Anregungsbedingungen herrschen können. Die beobachteten Atome und Moleküle reagieren ganz unterschiedlich auf die in verschiedenen Tiefen einer Wolke vorherrschenden Dichten und Temperaturen. Durch die gezielte Wahl von Linien, welche für ganz bestimmte Bedingungen charakteristisch sind, lassen sich die Bedingungen in den unterschiedlichen Regionen abdecken und allgemeinere Aussagen über physikalische und chemische Prozesse machen. Allerdings sind dafür dann detailliertere Modelle notwendig, welche den Strahlungstransport unter Berücksichtigung von Temperatur- und Dichtegradienten und Klumpung des Gases berechnen können. van Zadelhoff et al. (2002) zeigt eine Übersicht über solche Modelle und die Anwendung auf Beobachtungsdaten demonstrieren u. a. Ossenkopf et al. (2001) oder Williams et al. (2004).

Die Ergebnisse einer solchen Analyse bieten die Möglichkeit zu einer selbst-konsistenten Betrachtung der Prozesse, die für die massive Sternentstehung verantwortlich sind oder durch diese angetrieben werden (Beispiele sind die Turbulenz und die Chemie in der Gasphase). Dies führt zur Betrachtungsweise der Wolken in der Um-

gebung von jungen Sternen als Photon Dominierte Regionen (fortan PDRen). PDRen sind die Übergangsgebiete in denen die UV-Strahlung der massiven Sterne das chemische Gleichgewicht von der Häufigkeit an ionisierten Gas über die atomare Phase hin zum molekularen Gas verschiebt. Die Prozesse, welche an der Heizung und Kühlung der Wolken beteiligt sind, wurden bereits qualitativ verstanden (siehe z. B. Tielens & Hollenbach 1985; Sternberg & Dalgarno 1989) und ergeben eine ganz passable Übereinstimmung der theoretischen Vorhersagen mit den Beobachtungen der stärksten Kühllinien. Unklarheit besteht weiterhin über die Details der an der Heizung beteiligten Mechanismen. Als wichtigste beteiligte Energieformen kommen das FUV-Feld der Sterne, die kinetische Energie aus Schockfronten von Ausflüssen und Supernovae oder eine erhöhte kosmische Strahlung in Betracht. Offen ist die Frage, in wie weit nicht-Gleichgewichtszustände die Chemie beeinflussen können. Zum Beispiel enthalten *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon* als Makromoleküle (PAH-Moleküle) eine beträchtliche Menge an Kohlenstoff und könnten diesen kontinuierlich an die Gasphase abgeben (siehe zum Beispiel Oka et al. 2004 oder Habart et al. 2005).

Die Emission von warmen Kohlenstoffspezies, sei es als Ion, als Atom oder als Molekül (und hier hauptsächlich von CO) liefert einen signifikanten Beitrag zur Gaskühlung im Sub-mm und Ferninfrarot. Beispiele werden u. a. in Giannini et al. (2000, 2001), Schneider et al. (2003), Kramer et al. (2004) oder Bradford et al. (2003, 2005) gegeben. Eine wichtige offene Frage ist, welche dieser Spezies (aber auch [O I], H₂O, OH) den vorherrschenden Transportweg für Strahlung aus der Wolke bietet. Hierüber können wertvolle Einsichten in die chemische Zusammensetzung der Wolke und das Energiegleichgewicht in PDRen gewonnen werden. Da die Messdaten im Sub-mm und Ferninfrarot zum Testen der Modellvorhersagen noch immer eher spärlich sind, müssen viele Fragen zur Chemie und Energiebilanz (vorerst) aufgeschoben werden. Im Folgenden soll anhand einer Region mit aktiver Sternentstehung der Sichthorizont etwas erweitert werden.

3.1.1 Die Cygnus X-Region

Die Cygnus X Region¹ ist eine der aktivsten Sternentstehungsgebiete in unserer Galaxie. Röntgenbeobachtungen (z. B. von Cash et al. (1980)) zeigen Cygnus X als sog. *Superbubble* – das Ergebnis einer ganzen Serie von Supernova-Explosionen. Cygnus X beherbergt eine große Zahl von H II-Regionen² (Downes & Rinehart 1966; Wendker 1984) welche mit Molekülwolken assoziiert sind. Die molekulare Materie in der Region (kartiert im ¹²CO 1→0-Survey von Leung & Thaddeus 1992) hat eine Masse von insgesamt etwa $4 \times 10^6 M_{\odot}$. Im Optischen wird die Region durch eine dunkle Wolke im Vordergrund verdeckt (der *Great Cygnus Rift*), welche die Sicht auf die OB Assoziationen behindert und eine genaue Entfernungsbestimmung erschwert. In Cygnus X gibt es mehrere dieser OB Cluster und OB 2 ist mit etwa 100 O-Sternen einer der massivsten seiner Klasse in unserer Galaxie. In Abbildung 3.1 ist ein Ausschnitt der galaktischen Ebene in einer MIR Aufnahme von MSX mit diesem Cluster im Zentrum

¹Der Name *Cygnus X* stammt von Piddington & Minnet (1952).

²Diese wurden zuerst durch Downes & Rinehart (1966) bei 5 GHz als Kontinuumquellen identifiziert und fortan mit DR 4 bis 23 bezeichnet.

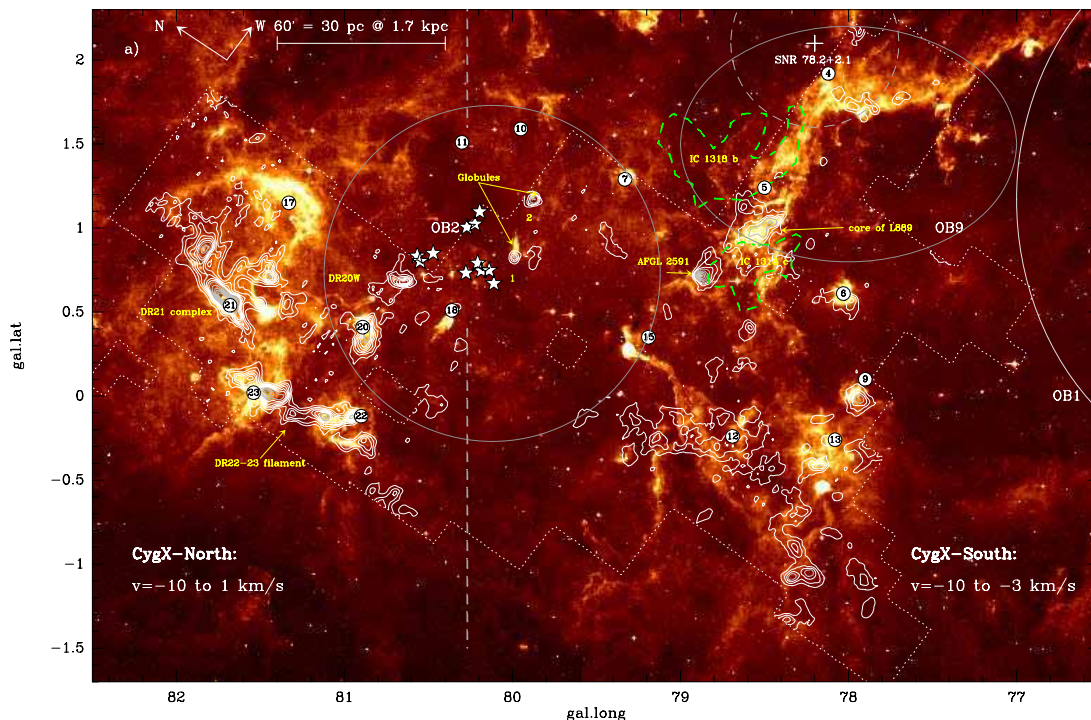


Abbildung 3.1: Aus Schneider et al. (2006): Darstellung der ^{13}CO 2 \rightarrow 1-Emission (als Konturen) hinterlegt durch $8\mu\text{m}$ -Kontinuemission (Midcourse Space Experiment, MSX, Egan et al. 1998). Die Farbskala reicht von 0 bis $1.5(0.7) \times 10^{-5} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Das Geschwindigkeitsintervall ist für die CygX-North-Region (links) und CygX-South (rechts) leicht verschieden (-10 bis 1 km s^{-1} bzw. -10 bis -3 km s^{-1}). Die gestrichelte Linie markiert die Grenze. Die Konturen verlaufen zwischen 2.5 bis 15 K km s^{-1} im Abstand von 2.5 K km s^{-1} (kurz $2.5/15/2.5 \text{ K km s}^{-1}$) und $17.5/42.5/5 \text{ K km s}^{-1}$ für CygX-North und $1.5/4.5/1.5 \text{ K km s}^{-1}$ und $6/24/3 \text{ K km s}^{-1}$ für CygX-South. Das umrandete Gebiet ist die mit KOSMA kartierte Region. Die Ellipsen deuten grob die Ausdehnung der OB-Cluster OB 2 und OB 9 an. Einige der massivsten Sterne in OB 2 wurden mit Sternen hervorgehoben. An den Positionen der kleinen umkreisten Zahlen liegen die H II-Regionen DR 4 bis DR 23. Ein gestrichelter Kreis markiert den Supernovaüberrest SNR 78.2+2.1 und die Polygone umranden IC 1318 b und c.

dargestellt. Östlich und westlich von OB 2 befinden sich jeweils Molekülwolkenkomplexe und die weitgehende Abwesenheit von molekularem Gas innerhalb des Clusters deutet auf dessen beherrschenden Einfluss auf die gesamte Region hin.

Angefangen mit einer ausgedehnten Kartierung am KOSMA 3m-Teleskop entstand in den letzten Jahren ein umfassende Sammlung an Linien und Kontinuumsdaten. In Schneider et al. (2006) (von nun an SBS2006) wird ein 10.8 deg^2 großes Gebiet in Cygnus X in der ^{13}CO 2 \rightarrow 1 Linie, sowie kleinere Karten in ^{12}CO und ^{13}CO 3 \rightarrow 2 vorgestellt (siehe Abb. 3.1). Mit MAMBO wurde am IRAM-30m Teleskop eine 1.3 mm Kontinuumskarte erstellt, in der viele bislang unbekannte protostellare Objekte identifiziert werden konnten (Motte et al. 2005). Schließlich wurde am FCRAO³ 14m-Teleskop eine komplette Kartierung der Linien ^{13}CO und C^{18}O 1 \rightarrow 0, N_2H^+ 1 \rightarrow 0 und CS 2 \rightarrow 1

³Five College Radio Astronomy Observatory (FCRAO)

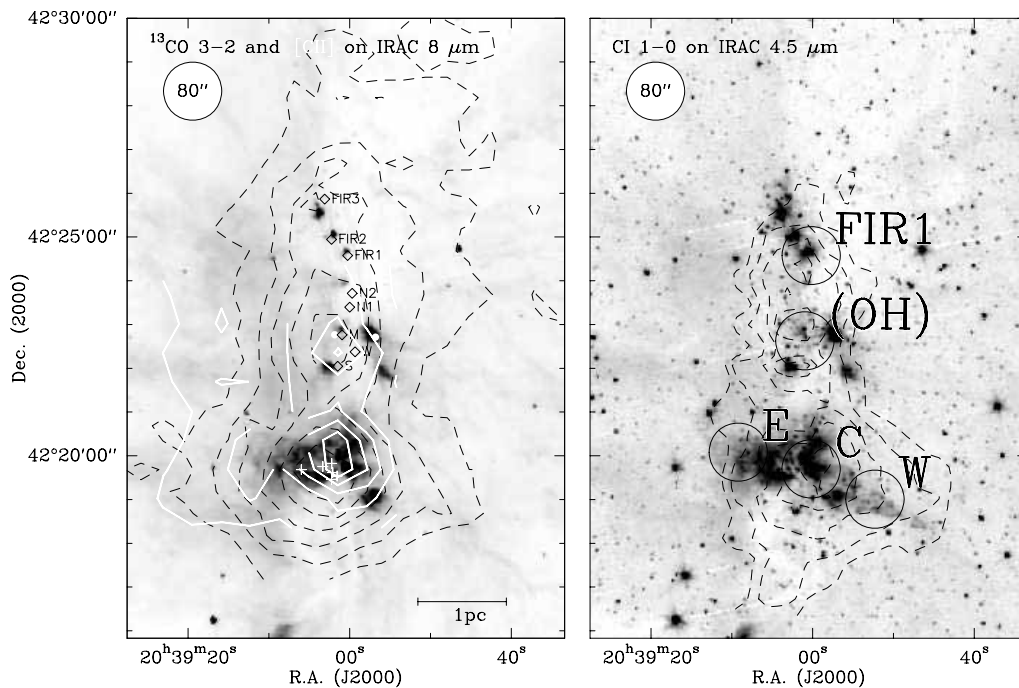


Abbildung 3.2: Ansicht der Sternentstehungsregion DR21/DR21 (OH). Die linke Seite zeigt eine KOSMA ^{13}CO 3→2 Karte (gestrichelte Konturen, siehe auch Schneider et al. 2006), die Verteilung der [C II]-Emission (Köster 1998, weiße Konturen) und in Graustufen ein $8\ \mu\text{m}$ -Bild der IRAC-Kamera von Spitzer (Marston et al. 2004). Weiterhin zeigt die Karte die Positionen von sechs Radiokontinuumquellen (kleine weiße Kreuze), an denen Roelfsema et al. (1989) OB-Sterne identifizierten. Die gefüllten Kreise zeigen zwei Infrarotquellen und einige Maserpositionen von Garden et al. (1986). Die Rauten sind 1.3-mm Quellen mit Staubemission (Chandler et al. 1993). Rechts ist ein Spitzer Bild des gleichen Ausschnitts bei $4.5\ \mu\text{m}$ mit Konturen der KOSMA ^{12}CO 3→2 Karte dargestellt. Die beschrifteten Kreise deuten fünf Positionen mit ISO/LWS-Daten an. Der LWS-Beam hat annähernd die gleiche Größe wie der KOSMA-Beam bei 345 GHz.

durchgeführt (Simon et al. in prep., Schneider et al. in prep.). Eine Strukturanalyse der FCRAO-Daten mit der Delta-Varianz-Methode (Stutzki et al. 1998) wurde von Loch (2006) angefertigt. Die DR 21 H II-Region/Molekülwolke, eine der stärksten Quellen im Cygnus X Molekülwolkenkomplex, wird als Teil des Projektes im Rahmen dieses Kapitels untersucht.

3.1.1.1 Die DR 21-Molekülwolke/H II-Region

Die DR 21-Region ist schon lange das Ziel von zahlreichen Studien bei verschiedenen Wellenlängen. Dickel et al. (1983) (und kürzlich Cyganowski et al. (2003)) identifizierten in Radiokontinuumkarten kometenförmige H II-Regionen – deutliche Anzeichen für aktive Sternentstehungsstätten. Größere Mengen an Ammoniak wurde von Mauersberger et al. (1985) als Hinweis auf lokal hohe Dichten interpretiert, welche wiederum am besten mit einem hochgradig geklumpten Medium erklärt werden können. H_2O -Masermessungen (Genzel & Downes 1977) und die kürzlich beobachtete Karte der

Tabelle 3.1: Positionen der ISO/LWS Beobachtungsdaten in absoluten Koordinaten. DR21 C entspricht der Position der H II-Region. Die projizierten Abstände zu DR21 E (bzw. DR21 W) sind, bei einer Entfernung von $D = 1.7$ kpc, 0.77 pc (bzw. 0.89 pc). Die eindeutige TDT-Referenznummer der ISO-Daten steht in Spalte 2.

Name	TDT-Nr.	R.A. [J2000]	Dec. [J2000]
DR 21 E/East	15200785	20 ^h 39 ^m 09 ^s .14	42°20′05″.0
DR 21 C/Center	15200786	20 ^h 39 ^m 00 ^s .93	42°19′42″.0
DR 21 W/West	15200787	20 ^h 38 ^m 52 ^s .23	42°19′00″.5
DR 21 (OH)	34700439	20 ^h 39 ^m 00 ^s .95	42°22′37″.6
DR 21 FIR1	35500317	20 ^h 39 ^m 00 ^s .2	42°24′34″.6

1.3-mm Kontinuumstrahlung (Motte et al. 2005) zeigen, dass DR 21 zu einer von Nord nach Süd verlaufenden Kette von massiven Sternentstehungskomplexen zählt. Die aktiven Zentren zeigen sich auch in vibrationsangeregten H₂-Emissionslinien, welche auf heißes, schockangeregtes Gas in der Nähe von DR 21 und DR 21 (OH) hindeuten (Garden et al. 1986). Die H₂-Verteilung zeigt einen etwa 5′ (entspricht 2.5 pc ($D/1.7$ kpc)) von Nord-Ost nach Süd-West orientierten Ausfluss und ist direkt auf DR 21 zentriert. Auf der Westseite ist der Ausfluss sehr schmal gebündelt, während das Gas im Osten wie in einem *Blister* in den freien Raum expandiert (Lane et al. 1990). Jaffe et al. (1989) gelang es erstmal in DR 21 sehr starke CO 7→6-Emission nachzuweisen. Diese ist an der Position der H II-Region am Stärksten und dehnt sich mit der H₂-Emission nach Osten und Westen aus. Neuste Untersuchungen von Davis et al. (2007) zeigen in der Region neben dem Ausfluss von DR21 noch etwa 50 weitere Ausflüsse, welche nicht mit bekannten massiven Quellen assoziiert sind. Massive Sternentstehung ist also kein exklusiver Vorgang, sondern wird immer von der Entstehung von (vielen) masseärmeren Sternen begleitet (Massenspektrum).

Die Entfernung zu DR 21 wurde in einigen Literaturquellen mit ~ 3 kpc angegeben, welche aus optischen Extinktionsdaten und Radialgeschwindigkeitsmessungen abgeleitet wurde (siehe etwa Campbell et al. 1982). Für dieses Kapitel werden die Argumente von SBS2006 aufgegriffen, welche zusätzlich die morphologische Struktur der Linienemission mit Daten im mid-IR und den OB-Assoziationen in Beziehung setzen. Die Autoren finden für DR 21 und DR21 (OH) eine Entfernung von 1.7 kpc, der Entfernung des OB-Clusters OB 2. Da sich viele andere Literaturquellen auf 3 kpc beziehen und der Vergleich von Größen bei Verwendung der näheren Entfernung erschwert würde, werden im Folgenden alle Größen als Funktion der Entfernung D angegeben.

Tabelle 3.2: Übersicht der KOSMA-Beobachtungsdaten. Die Spalten sind: Linien-Ruhefrequenz, verwendeter Empfänger, Beam-Effizienz η_{mb} , Half Power Beam Width, Beobachtungsmodus, Anzahl der Messpunkte, Geschwindigkeitsauflösung Δv (ohne Berücksichtigung der Spektrometerrauflösung, welche etwa um einen Faktor 1.4 größer ist), die gemittelte Opazität der Atmosphäre im Zenit (τ_0^{atm}) und der Messzeitraum.

Spezies	Übergang	Frequenz [GHz]	Empfänger	η_{mb}^a	HPBW ^a ["]	Modus	No.	Δv [m s ⁻¹]	$\langle \tau_0^{\text{atm}} \rangle$	Messzeitraum
¹³ CO ^b	$J = 3 \rightarrow 2$	330.5880	DualSIS	0.68	80	OTF ^c	693	308	0.26	01/2006
¹² C ³² S	$J = 7 \rightarrow 6$	342.8829	"	0.68	80	OTF ^c	525	294	0.08	12/2005
¹² CO	$J = 3 \rightarrow 2$	345.7960	"	0.68	80	OTF ^c	525	294	0.08	12/2005
¹² CO	$J = 4 \rightarrow 3$	461.0408	SMART	0.5	57	OTF ^c	3458	677	0.85 – 1.4	1/2005
[¹² C1]	$^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{P}_0$	492.1607	"	0.5	55	DBS ^d	1380	630	0.5 – 1.6	1/2003 – 3/2004
¹³ CO	$J = 6 \rightarrow 5$	661.067	"	0.4	~40	PSW ^e	33	307	1.0 – 1.3	1/1998
¹² CO	$J = 6 \rightarrow 5$	691.473	"	0.4	~40	PSW ^e	58	295	1.0 – 1.3	1/1998
¹² CO	$J = 7 \rightarrow 6$	806.6518	"	0.31	42	DBS ^d	964	775	0.4 – 1.6	1/2003 – 3/2004
[¹² C1]	$^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{P}_1$	809.3420	"	0.31	42	DBS ^d	964	775	0.4 – 1.6	1/2003 – 3/2004

^a Die Main-Beam-Effizienz η_{mb} und das HPBW wurden an Jupiter durch hochaufgelöste Kontinuumsmaps bestimmt.

^b Die ¹³CO 3 → 2 Karte der umgebenden Cygnus X-Region wird in Schneider et al. (2006) vorgestellt (siehe auch 3.1.1).

^c OTF – On-The-Fly. Zur Kartierung von größeren Regionen optimierter Messmodus bei dem in regelmäßigen Abständen auf eine Referenzposition bei $\alpha(J2000) = 20^{\text{h}}37^{\text{m}}10^{\text{s}}$ $\delta(J2000) = 42^{\circ}30'00''$ gewechselt wurde.

^d DBS – Dual Beam Switch Messmodus mit in Azimut choppenden Subreflektor.

^e Die CO- und ¹³CO 6 → 5-Messungen wurden auf einem 35''-Gitter im Position-Switch Modus (PSW) von Köster (1998) präsentiert. Die OFF-Position lag bei $\alpha(J2000)=20^{\text{h}}26^{\text{m}}43^{\text{s}}.56$, $\delta(J2000)=42^{\circ}09'39''$.5.

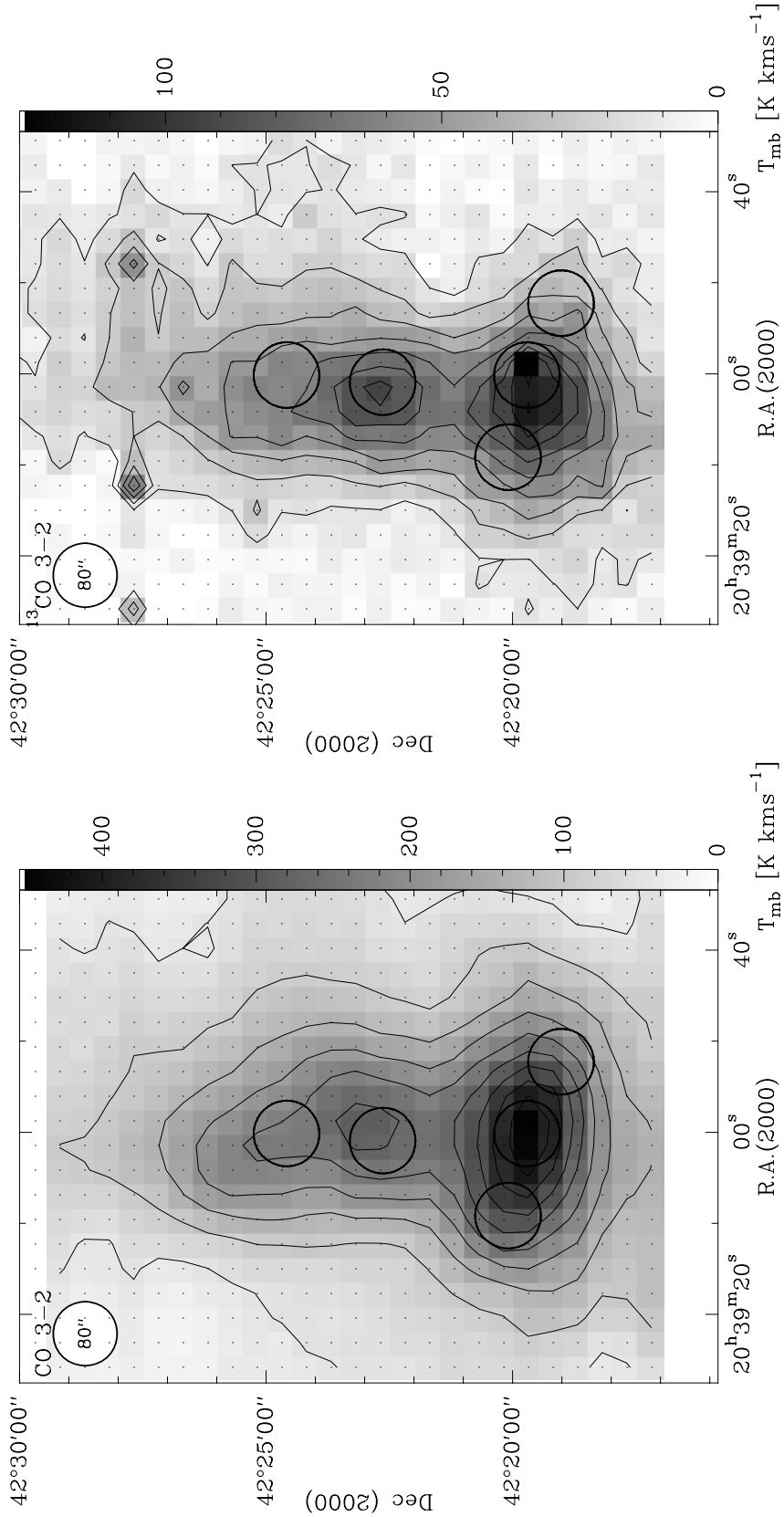


Abbildung 3.3: Integrierte Intensitätskarte der CO 3→2 (*links*) und der ¹³CO 3→2 (*rechts*) Emission. Die Konturen der ¹³CO 3→2-Karte auf T_{mb}-Skala verlaufen von 16.8 bis 100.8 K km s⁻¹ bei einer Schrittweite von 16.8 K km s⁻¹ ($\sigma = 5.6 \text{ K km s}^{-1}$). Der Integrationsbereich von -10 bis 20 km s⁻¹ deckt die Linienemission komplett ab. Die HPBW ist links oben angedeutet. Die Positionen der ISO/LWS-Daten (Abb. 3.2) sind mit Kreisen angedeutet.

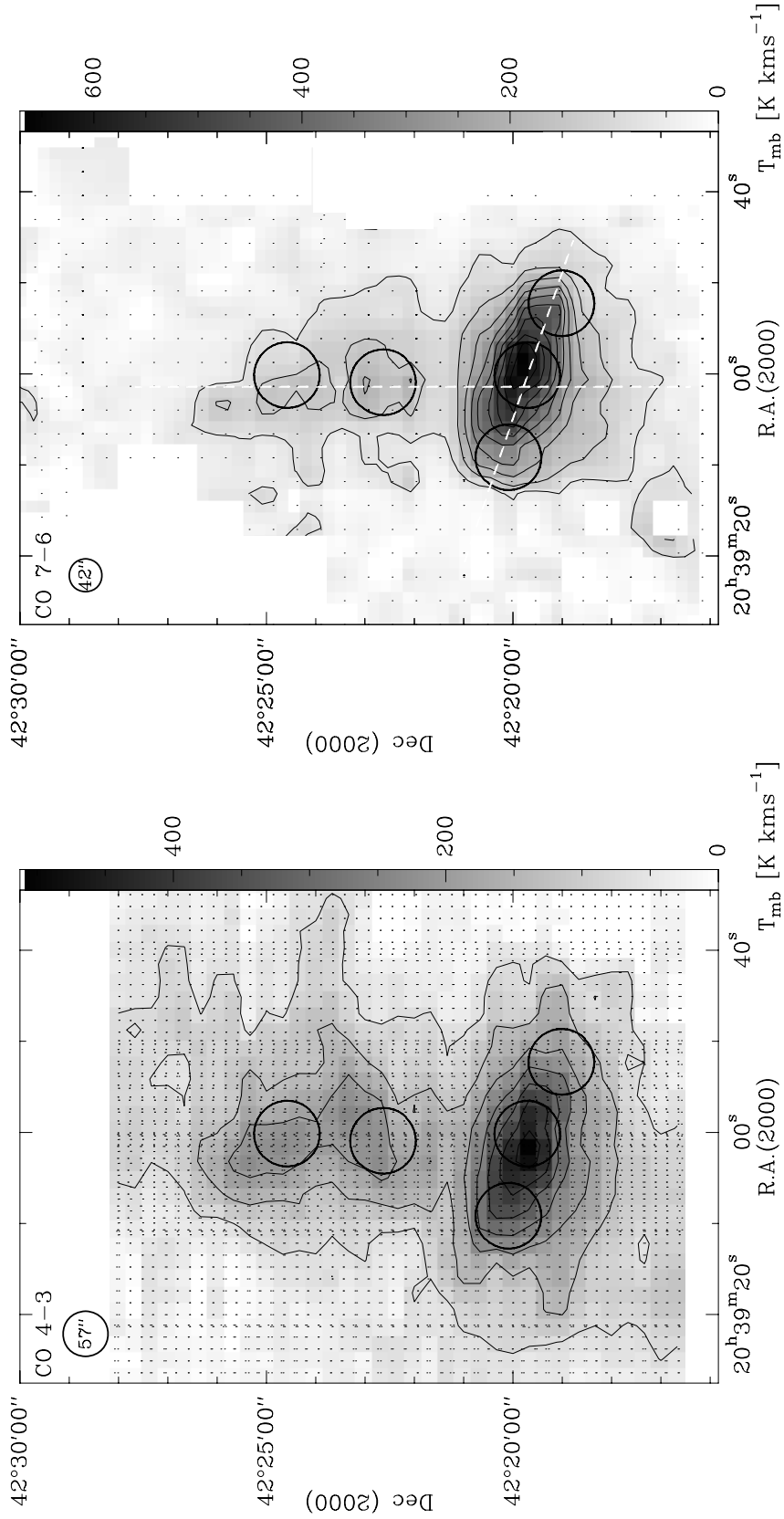


Abbildung 3.4: Karte der integrierten Intensitäten von CO 4→3 (*links*) und CO 7→6 (*rechts*) von DR 21 & DR21 (OH). Der Geschwindigkeitsbereich ist -20 bis 30 km s^{-1} . Die Konturen der CO 4→3-Karte laufen von $66(3\sigma)$ bis 462 K km s^{-1} in 3σ -Schritten und der CO 7→6-Karte von $68(2\sigma)$ bis 671 K km s^{-1} in 2σ -Schritten. Die dargestellten Karten wurden mit einem Gridding-Algorithmus bearbeitet. Die Punkte deuten die eigentlichen Messpunkte an. Die gestrichelten Linien entsprechen dem Verlauf von zwei Schnitten, die in Abb. 3.7 dargestellt sind.

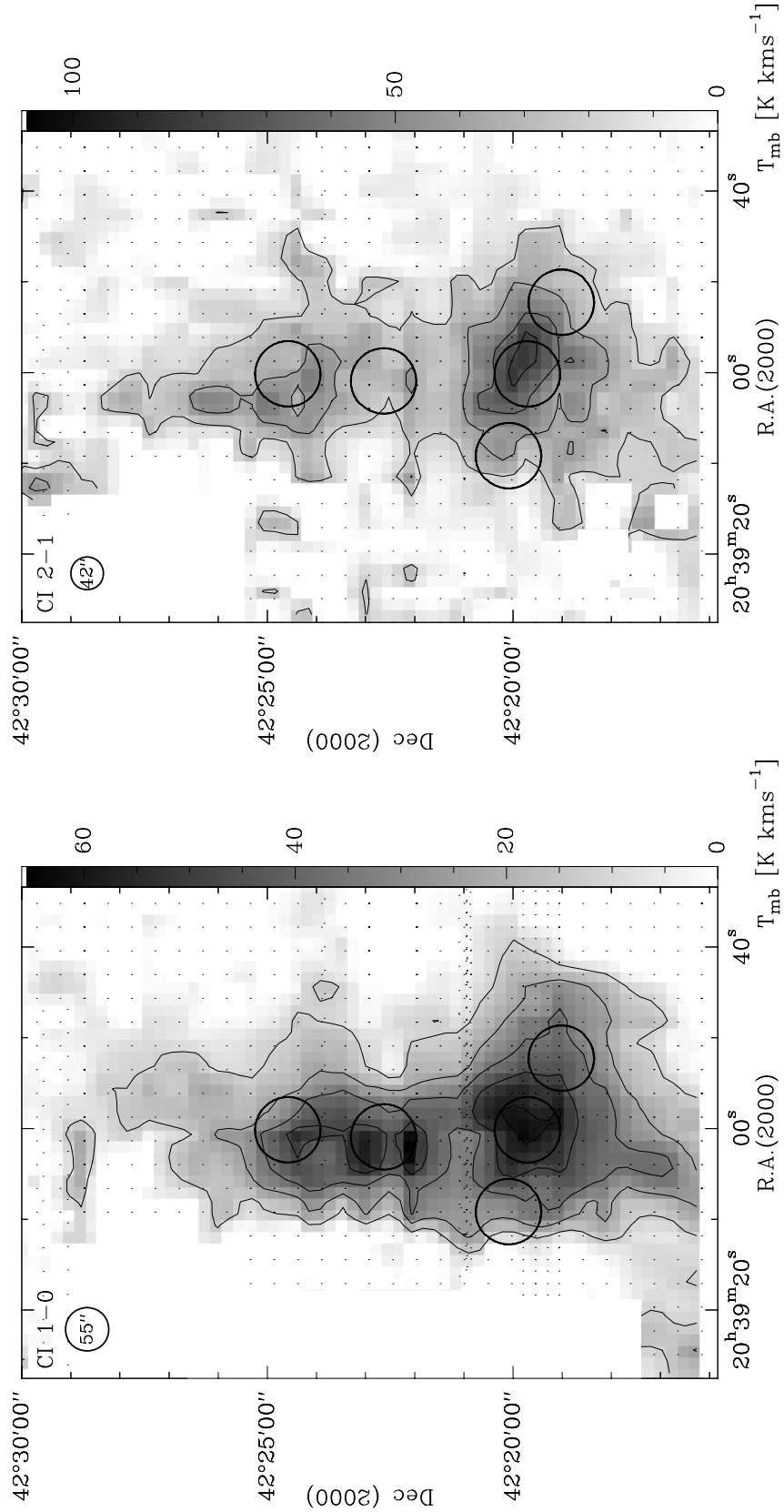


Abbildung 3.5: Integrierte Intensitätskarte der Linien [C I] 1→0 (*links*) und [C I] 2→1 (*rechts*). Das Integrationsintervall reicht von -10 bis 20 km s^{-1} . Die Konturen der C I 1→0 gehen von $12(2\sigma)$ in Stufen von 2σ bis auf 60K km s^{-1} und für [C I] 2→1 von $20(1\sigma)$ bis 108K km s^{-1} in 1σ -Schritten.

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Sub-mm Beobachtungen von KOSMA vorgestellt und die Fern-IR-Daten des ISO-Satelliten diskutiert. Diese Daten erlauben eine umfassende Untersuchung der räumlichen und auch der kinematischen Struktur der wichtigsten Kühllinien des Interstellaren Mediums in der Nähe von DR 21 und DR 21 (OH). In Abschnitt 3.3 wird die Linienemission und das Kontinuum an fünf Positionen auf die Verteilung der Emission und auf die Form der Linienprofile hin untersucht und physikalische Bedingungen aus Linienverhältnissen und Kontinuum ermittelt. Abschnitt 3.4 beschäftigt sich mit den Ergebnissen der Modellierung eines Strahlungstransportmodells, welches eine physikalische Beschreibung der Wolke nach Dichte, Temperatur und weiteren Bedingungen ermöglicht. Diese Ergebnisse sind die Grundlage für die Diskussion der Gaskühleffizienz an den verschiedenen Positionen in Abschnitt 3.5. Abs. 3.6 fasst abschließend die wichtigsten Resultate zusammen.

3.2 Beobachtungen

Die CO und ^{13}CO Karten der DR 21/DR 21 (OH)-Region stammen hauptsächlich aus Messungen am KOSMA-3m Sub-mm-Teleskop. Diese werden ergänzt durch ISO/LWS Fern-IR Linien [O I], [C II] und CO sowie FCRAO ^{13}CO und C^{18}O mm-Linien an fünf Positionen.

3.2.1 ... mit KOSMA

Das Gebiet um DR21/DR21 (OH) wurde in den beiden Linien des atomaren Kohlenstoffs bei 492 GHz ($609 \mu\text{m}$, $^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{P}_0$; kurz $1 \rightarrow 0$) und 809 GHz ($370 \mu\text{m}$, $^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{P}_1$; kurz $2 \rightarrow 1$) und den mid- J Rotationsübergängen der Moleküle CO ($J=3 \rightarrow 2$, $J=4 \rightarrow 3$, $J=6 \rightarrow 5$ und $J=7 \rightarrow 6$) und ^{13}CO ($J=3 \rightarrow 2$ und $J=6 \rightarrow 5$) mit dem Submillimeter Array Receiver for Two frequencies (SMART) und dem Dual-Channel 345 & 230/660 GHz SIS-Empfänger gemessen. SMART ist ein Zweikanalempfänger mit je vier SIS-Heterodyn-Mischern pro Frequenzbereich und kann gleichzeitig in den beiden atmosphärischen Fenstern bei 650 und $350 \mu\text{m}$ beobachten (siehe Abschnitt 2.1.1.1). Alle Beobachtungen fanden zwischen 2003 und 2006 am KOSMA-Teleskop statt.

Die beiden atomaren Linien des Kohlenstoffs und die $7 \rightarrow 6$ -Linie von CO wurden in einem $\sim 10' \times 14'$ großen Gebiet mit einer Gesamtintegrationszeit von 160 s pro Position und einem Gitterabstand von $27.5'' \times 27.5''$ kartiert. Die Beobachtungen vor 2005 fanden ausschließlich im Dual-Beam-Switch Modus (DBS) statt. Der vom Subreflektor überstrichene Winkel betrug maximal $6'$ in Azimut-Richtung. Wegen der Größe der DR 21-Wolke ist während dieser Messungen mit *Self-Chopping* an einigen Positionen zu rechnen. Im Anhang E wird die Datenreduktion der DBS-Daten näher beschrieben und eine Prozedur vorgestellt, welche die DBS-Daten analysiert und die Absorption in den meisten Fällen reduzieren kann.

CO und ^{13}CO $3 \rightarrow 2$ sowie CO $4 \rightarrow 3$ wurden im On-The-Fly-Modus (OTF) *fully-sampled* kartiert. Die Baselines der Spektren wurden lediglich in nullter Ordnung korrigiert. Gleichzeitig mit den CO $3 \rightarrow 2$ Daten bei 345 GHz konnte die CS $7 \rightarrow 6$ -Linie im anderen Seitenband bei 343 GHz gemessen werden. Das Pointing wurde regelmäßig an Jupiter und der Sonne überprüft und zusätzlich an DR 21 selbst verifiziert. Die

Genauigkeit war besser als $\pm 20''$. Die ^{13}CO 3 \rightarrow 2-Karte ist Teil einer größeren Kartierung, zu der auch eine räumlich niedriger aufgelösten ^{13}CO 2 \rightarrow 1-Karte gehört (siehe Abbildung 3.1 in Abschnitt 3.1.1 und Diskussion in SBS2006).

Zusätzliche KOSMA-Daten der Linien ^{12}CO und ^{13}CO 6 \rightarrow 5 stammen von Köster (1998) (Dissertation). Die typischen Rauschtemperaturen des Empfängers⁴ bei 660 – 690 GHz lagen zwischen 160 – 220 K. Die ^{13}CO 6 \rightarrow 5-Karte deckt ein $\sim 3' \times 3'$ großes Gebiet mit DR 21 im Zentrum ab. Die ^{12}CO 6 \rightarrow 5-Karte erstreckt sich mit $\sim 3' \times 6'$ weiter nach Norden.

Die Kalibration der atmosphärischen Transmission geschah generell an einer Referenzposition in der Nähe der Quelle, für die jeweils die mittlere atmosphärische Opazität berechnet wurde. Das Seitenbandverhältnis der atmosphärischen Fenster⁵ wurde mit einem Standard Atmosphärenmodell (Cernicharo 1985) berechnet und um den Empfänger-Gain im Signalseitenband korrigiert. Wurden zwei Frequenzen gleichzeitig beobachtet, dann wurde zunächst die Wasserdampfmenge⁶ aus dem Atmosphärenmodell separat bestimmt und dann gewichtet mit der Rauschtemperatur eine korrigierte Opazität berechnet. Die gleichzeitig gemessenen Linien [C I] 2 \rightarrow 1 und CO 7 \rightarrow 6 wurden unter Berücksichtigung des jeweiligen Seitenbandverhältnisses kalibriert. Die relativen Positionierungsfehler und Kalibrationsfehler dieser Messungen sind äußerst gering. Die Antennentemperatur T'_A wurde mit der Main-Beam-Efficiency η_{mb} in T_{mb} umgerechnet (siehe Tabelle 3.2). Die HPBW's zwischen 40'' und 80'' wurden mit Kontinuumschans an Jupiter ermittelt. Der absolute Kalibrationsfehler wurde aus Messungen an verschiedenen Kalibrationsquellen auf etwa $\sim 15\%$ geschätzt. Die meisten Daten wurden unter hervorragenden Wetterbedingungen mit Opazitäten entlang der Sichtlinie des Teleskops von unter 1.0 bei 350 und 600 μm und besser als 0.5 für 870 μm und höher gewonnen.

3.2.2 ... am FCRAO

Die besonders für die Säulendichtebestimmung wichtigen Linien des ^{13}CO and C^{18}O Grundzustandsübergang $J = 1\rightarrow 0$ sind mit KOSMA nicht beobachtbar und sind auch in der Literatur nicht vorhanden (Dickel et al. 1978 zeigten zumindest ^{12}CO und ^{13}CO 1 \rightarrow 0 Spektren). Ein großer Fortschritt wurde durch die komplette Kartierung der Cygnus X-Region in den Linien ^{13}CO und C^{18}O 1 \rightarrow 0, CS 2 \rightarrow 1 und N_2H^+ 1 \rightarrow 0 am FCRAO 14m-Teleskop erreicht (Simon et al., in Vorbereitung). Die Daten wurden mit dem 32-Pixel Array SEQUOIA im OTF-Modus gemessen und haben eine räumliche Auflösung von etwa $\sim 50''$. Für das Gebiet um DR 21 standen diese Daten zur Verfügung und wurden auf 80'' Auflösung geglättet, um sie mit den KOSMA-Daten vergleichbar zu machen.

⁴Der DualSIS-Empfänger wurde damals in der 345/660 GHz-Konfiguration betrieben.

⁵Das Seitenbandverhältnis der Empfänger liegt etwa bei 1, d. h. es muss nur die unterschiedliche Transmission der Atmosphäre in beiden Bändern berücksichtigt werden.

⁶pwv – *precipitable water vapour* oder ausfällbare Wasserdampfmenge, gemessen in Millimeter.

3.2.3 ... und mit ISO/LWS

Das ISO Long Wavelength Spektrometer (LWS, Clegg et al. 1996) beobachtete mehrfach in der DR 21-Region. Für die hier gemachte Analyse sind vor allem die gitterspektroskopischen Daten im AOT⁷ L01-Modus⁸ wichtig und stehen für fünf verschiedene Positionen in der ISO-Datenbank⁹ zur Verfügung (siehe Tabelle 3.1 und Abb. 3.9). Es wurden lediglich doppelte Messungen oder sich teilweise überlappende Messungen und solche Messungen mit unzureichendem Frequenzsampling entfernt.

3.2.3.1 LWS Datenreduktion

Die Scans beinhalten das Kontinuum des FIR-Bereichs, sowie die atomaren Feinstrukturlinien [O I] bei 63 und 145 μm , [C II] bei 158 μm , [O III] bei 52 und 88 μm , [N II] bei 122 μm und die high- J CO Moleküllinien zwischen $J=14\rightarrow 13$ und $J=17\rightarrow 16$. Zur Analyse wurde die Software *ISO Spectral Analysis Package (ISAP, v. 2.1)* verwendet. Mit ISAP wurden alle Daten per Hand von Glitches befreit und Fringes aus den Detektorkanälen 4 – 9 entfernt. Flusskorrekturfaktoren für ausgedehnte Quellen wurden benutzt. Es verbleiben hiernach noch einige Artefakte (z. B. an den Detektorrändern) welche nicht korrigiert wurden (s. Abb. 3.9). Die Linienflüsse wurden ebenfalls in ISAP gemessen und sind in Tabelle 3.5 aufgelistet.

3.3 Ergebnisse

Die Abbildung 3.2 aus der Einleitung zeigt die auf DR 21 (OH)¹⁰ zentrierte Region. Die beiden Spitzer/IRAC 8 μm - und 4.5 μm -Aufnahmen (publiziert in Marston et al. 2004) zeigen kleinskalige Strukturen bis zur Auflösungsgrenze von 1.3''–3''. Die Bilder zeigen mehrere starke Infrarotquellen, die insbesondere in der Nähe von DR21 C¹¹ liegen und das dichte Band aus Gas und Staub in beiden Wellenlängenbändern umschließen. In der 8 μm Emission sind vor allem die diffusen Gasschleier um die Region herum auffällig, welche aber im Kontakt zu den dichteren Gebieten zu stehen scheinen. Diese Emission stammt hauptsächlich von PAH-Molekülen¹² welche sehr leicht FUV-Strahlung von den heißen Sternen in der Region absorbieren. Dabei heizen sich diese auf und strahlen die Energie in Emissionsbanden im MIR wieder ab. Deshalb gibt die 8 μm -Strahlung einen indirekten Hinweis auf die Photonen Dominierten Oberflächen der Molekülwolken. Der molekulare Ausfluss entlang der Linie DR 21 E, C, und W ist im 4.5 μm -Band besonders ausgeprägt, da hier durch Schockfronten oder UV-Strahlung angeregte H₂ Übergänge ($v=0\rightarrow 0$ S(9)) liegen. Dagegen ist Br $_{\alpha}$ -Emission nur schwach vorhanden. Rotations-vibrations-angeregte Linien von CO $v=1\rightarrow 0$ wurden gar nicht gefunden (Smith et al. 2006).

⁷AOT – Astronomical Observation Templates.

⁸L01 – Gitterscan-Messmodus für mittlere Auflösung ($\Delta\lambda/\lambda \sim 150 - 200$) über den gesamten Messbereich zwischen 43 bis 197 μm

⁹ISO Daten Archive, kurz IDA.

¹⁰DR 21 (OH) wird manchmal auch mit W75 S bezeichnet.

¹¹Es werden hier die Namen der ISO/LWS-Positionen verwendet (siehe Tabelle 3.1).

¹²Polycyclic Aromatic Hydrocarbons

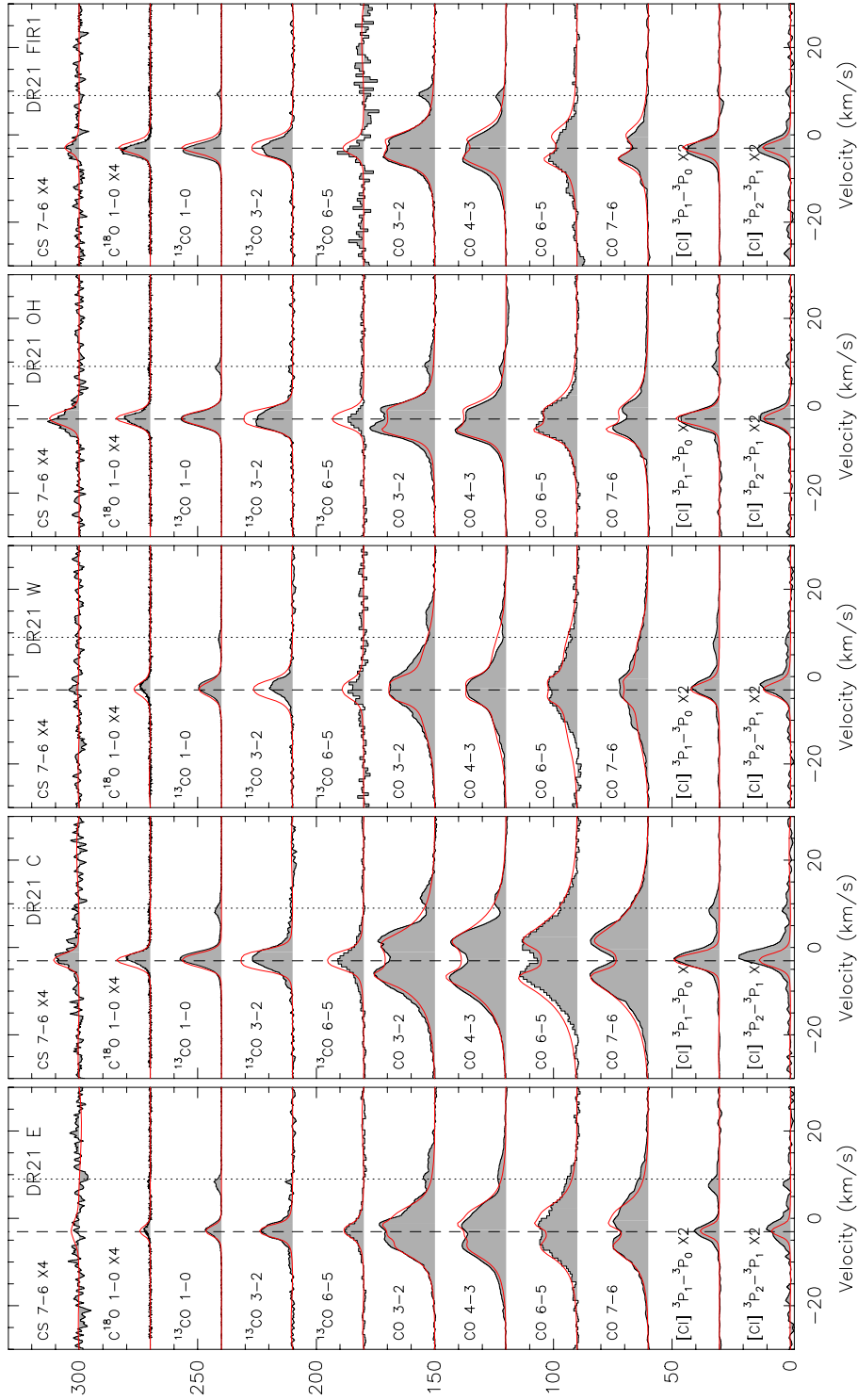


Abbildung 3.6: Spektren der beobachteten Spezies an den fünf von ISO gemessenen Positionen. Gemessene Übergänge (in Grau hinterlegt) und Linienprofile des Strahlungstransportmodells SimLINE (dünne graue Linien) (Diskussion siehe Abschnitt 3.4.2). Alle Spektren sind auf $80''$ Auflösung und T_{mb} normiert und im Abstand von jeweils 30 K dargestellt. [C I] wurde um den Faktor 2 gestreckt und CS $7 \rightarrow 6$ und $\text{C}^{18}\text{O } 1 \rightarrow 0$ um den Faktor 4 gestreckt dargestellt. Bis auf die $J = 1 \rightarrow 0$ -Übergänge von FCRAO, stammen alle Daten von KOSMA. Die gestrichelte senkrechte Linie markiert die Hauptkomponente bei einer Geschwindigkeit von -3 km s^{-1} . Die gepunktete Linie zeigt die Nebenkomponente bei etwa 9 km s^{-1} , die in der Analyse nicht berücksichtigt wurde.

Tabelle 3.3: Integrierte Linienintensitäten in $[\text{K km s}^{-1}]$ (obere Tabelle) und in $[10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$ (untere Tabelle) der low- und mid-J KOSMA- und FCRAO CO Linien (und den Isotopomeren ^{13}CO und C^{18}O), sowie CS 7 \rightarrow 6. Um eine Verfälschung der Intensitäten durch die $+9 \text{ km s}^{-1}$ -Geschwindigkeitskomponente zu vermeiden, wurde lediglich über die -3 km s^{-1} -Komponente integriert. Da die Komponenten in den ^{12}CO Linien etwas überlappen, wurden diese Spektren mit einem 2-Komponenten Gaussfit vermessen, bei dem das Intervall um 9 km s^{-1} maskiert wurde. Alle Werte beziehen sich auf eine Auflösung von $80''$ (höher aufgelöste Daten wurden zuvor mit einem gaussförmigen Beam auf diese Auflösung gebracht).

Position	CO	CO	CO	CO	CO	^{13}CO	^{13}CO	^{13}CO	^{13}CO	C^{18}O	[C1]	[C1]	CS
Einheiten in $[\text{K km s}^{-1}]$	3 \rightarrow 2	4 \rightarrow 3	6 \rightarrow 5	7 \rightarrow 6	7 \rightarrow 6	1 \rightarrow 0	3 \rightarrow 2	6 \rightarrow 5	6 \rightarrow 5	1 \rightarrow 0	1 \rightarrow 0	2 \rightarrow 1	7 \rightarrow 6
DR 21 E	348.7	283.4	247.2	265.7	265.7	22.38	69.4	43.1	43.1	1.66	21.9	28.2	3.0
DR 21 C	440.0	462.6	434.4	477.5	477.5	70.48	112.2	80.9	80.9	8.26	46.6	58.4	13.8
DR 21 W	230.5	221.9	177.7	223.1	223.1	41.02	47.6	33.9	33.9	3.67	26.9	28.5	2.9
DR 21 (OH)	283.2	197.4	162.0	153.2	153.2	67.92	91.5	24.9	24.9	9.03	39.5	30.2	13.6
DR 21 FIR1	223.8	193.2	130.2	107.3	107.3	59.49	61.9	26.0	26.0	9.16	33.4	33.0	3.9
Position	CO	CO	CO	CO	CO	^{13}CO	^{13}CO	^{13}CO	^{13}CO	C^{18}O	[C1]	[C1]	CS
Einheiten in $[10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$	3 \rightarrow 2	4 \rightarrow 3	6 \rightarrow 5	7 \rightarrow 6	7 \rightarrow 6	1 \rightarrow 0	3 \rightarrow 2	6 \rightarrow 5	6 \rightarrow 5	1 \rightarrow 0	1 \rightarrow 0	2 \rightarrow 1	7 \rightarrow 6
DR 21 E	147.8	284.6	837.6	1429.1	1429.1	0.307	25.7	127.6	127.6	0.023	26.8	153.4	1.3
DR 21 C ^a	186.5	464.6	1471.9	2568.6	2568.6	0.967	41.5	239.8	239.8	0.112	56.9	317.3	5.7
DR 21 W	97.7	222.9	602.1	1200.2	1200.2	0.563	17.6	100.3	100.3	0.050	32.5	154.7	1.2
DR 21 (OH)	120.0	198.3	548.9	824.1	824.1	0.932	33.9	73.8	73.8	0.122	48.3	164.7	5.6
DR 21 FIR1	94.8	194.0	441.2	577.0	577.0	0.816	22.9	77.0	77.0	0.124	40.8	179.5	1.6

^a Boreiko & Betz (1991) geben für CO und ^{13}CO 9 \rightarrow 8 jeweils eine Intensität von $2.3 \pm 0.08 \cdot 10^{-4}$ und $0.45 \pm 0.1 \cdot 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ an. Der Beam hatte eine Größe von $80''$ bzw. $83''$ und die Teleskopkopplungseffizienz betrug 0.6.

3.3.1 Karten der integrierten Intensität

3.3.1.1 CO-Karten

Abbildung 3.3 und 3.4 zeigen die KOSMA-Karten der integrierten Emission der Rotationsübergänge CO 3→2, 4→3 und 7→6. Die Linien zeigen vorwiegend das warme und dichte molekulare Gas um DR 21 und entlang des sich von Süden nach Norden erstreckenden Ridges. Zudem ist die starke Emission entlang der Ausfluss-Achse von NE nach SW das herausstechende Merkmal in den Karten. Die Emission ist sichtbar auf einer Länge von $\sim 230''$ (FWHM) bzw. ~ 1.9 pc ($D/1.7$ kpc) und ist gegenüber der Rektaszension-Achse um 20° geneigt. Die Ähnlichkeit zur ausgedehnten H₂-Emission entlang des Ausflusses (wie sie von Garden et al. (1986) gezeigt wurde) ist sehr hoch – wenn auch durch die Auflösung etwas beeinträchtigt. Die rotverschobene Emission in den Linienflügeln ist auf der Westseite stärker. Analog ist die blauverschobene Emission im Osten stärker und liegt somit vermutlich näher beim Beobachter. Die Asymmetrie wird später noch genauer untersucht werden.

Untereinander ähneln sich die CO 3→2-, 4→3- und die 7→6-Karten sehr. Im Detail lassen sich Unterschiede erkennen, wenn die Daten auf der gleichen Auflösung betrachtet werden. Im Abb. 3.7 wird die integrierte Emission entlang von zwei Schnitten durch die Region gezeigt. Ein Schnitt verläuft entlang des Ausflusses und der andere in Nord-Süd-Richtung entlang des Ridges. Bei DR 21 sind die CO Linienintensitäten etwa gleich stark. In Richtung DR 21 E bleibt die CO 3→2 und 4→3-Emission zunächst konstant stark, während sich 7→6 bereits abschwächt. Im Westen ist die Abnahme aller drei Linien etwa vergleichbar. Abseits von DR 21 Richtung Norden ist CO 3→2 die dominierende Linie. CO 4→3 und CO 7→6 werden zunehmend schwächer. CO 7→6 ist damit nur in der Umgebung der H II-Region stark angeregt. Jaffe et al. (1989) fanden ebenfalls, dass die CO 7→6 Emission mit der H II-Region und der H₂-Emission des Ausflusses korreliert. Allerdings präsentierten die Autoren einen weit höheren Fluss als den hier gefundenen von umgerechnet 756 K km s^{-1} und kann nicht erklärt werden. DR 21 (OH) befindet sich $180''$ nördlich und ist klar von der DR 21-Region abgegrenzt. DR 21 (OH) hat nur in den unteren J -Übergängen ausgeprägte Emission, denn $J=7\rightarrow 6$ ist deutlich schwächer. Gleiches trifft auf DR 21 FIR1 zu.

¹³CO 3→2 (Abb. 3.3) wurde ausgewählt, um die Säulendichte der Region besser untersuchen zu können. Der Übergang zeigt entlang des molekularen Ridges zwei Maxima bei DR 21 C und DR 21 (OH). Die Masse im Ridge beträgt nach SBS2006 $3.5 \times 10^4 M_\odot (D/1.7 \text{ kpc})^2$. ¹³CO ist mit dem Ausfluss zwischen DR 21 E und W im Vergleich zu ¹²CO deutlich schwächer korreliert. Im Norden zeigt ¹³CO ein Band, welches sich über ein Gebiet mit drei Ferninfrarotquellen erstreckt. Die südlichste Quelle, DR 21 FIR1, wurde von ISO/LWS beobachtet. Marston et al. (2004) fand an dieser Position ein stark gerötetes Objekt (*extremely red object*, ERO 3), welches von Emission bei $4,5 \mu\text{m}$ umgeben ist. Die anderen beiden, FIR2 und FIR3, entsprechen MSX-Punktquellen. Wie die FIR-Quellen ist die CO-Emission leicht nach Osten geneigt, was darauf hindeutet, dass diese Quellen noch immer tief in die Molekülwolke eingebettet sind. FIR3 schließt auch die ¹³CO-Emission und damit auch den molekularen Ridge nach Norden hin ab.

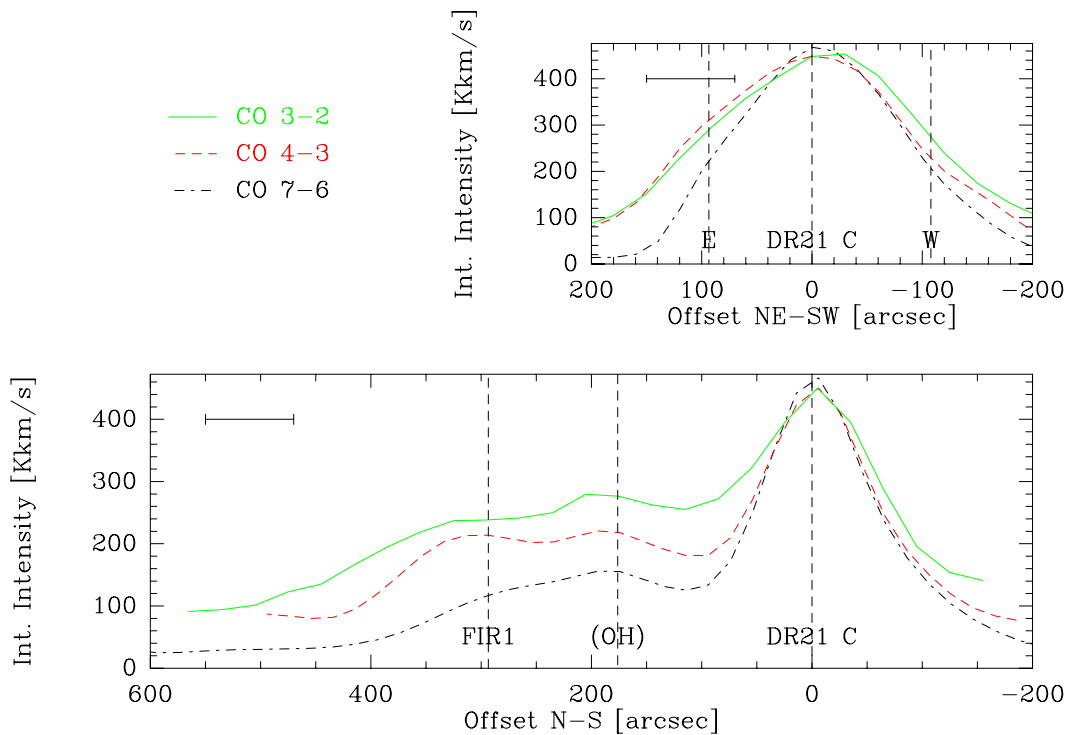


Abbildung 3.7: Schnitt entlang der DR 21 Ausflussachse (*oben*) und entlang des Ridges (*unten*). Die Schnitte zeigen die integrierte Emission (in T_{mb}) von CO 3 \rightarrow 2, 4 \rightarrow 3 und 7 \rightarrow 6 zentriert auf DR 21 C. Die 80''-Auflösung ist jeweils als horizontale Linie markiert. Die gestrichelten vertikalen Linien entsprechen den Positionen der ISO/LWS-Beobachtungen.

3.3.1.2 [C I]-Karten

Die C I 1 \rightarrow 0 und 2 \rightarrow 1 Verteilung stimmt sehr gut mit der Verteilung der ^{13}CO -Emission entlang des molekularen Ridges überein. Auch wenn die [C I]-Emission bei DR 21 eher rund erscheint, gibt es entlang der Achse zwischen E und W eine klare Vorzugsrichtung. Die Emission erstreckt sich von Südosten kommend durch DR 21 und dann etwa 3' nordwärts auch durch DR 21 (OH). DR 21 (OH) erscheint als längliche, nicht sehr kompakte Region und geht nahtlos in die weiter nördlich gelegene Region der Fern-IR-Quellen über. Die Umgebung um DR21 (OH) enthält vermutlich mehrere Quellen, da es kein zentrales Maximum gibt. Die [C I] 1 \rightarrow 0-Karte zeigt statt dessen einen südlichen Peak und im Norden ausgedehnte schwächere Emission. Zwar mag diese Substruktur nicht von Bedeutung sein (die Variation macht lediglich etwa 2σ aus), jedoch konnten Chandler et al. (1993) in 1.3-mm-Staubmessungen bei 11'' Auflösung fünf kompakte Quellen in dieser Region nachweisen (siehe Abbildung 3.2). Weitere Hinweise gab es in NH_3 , CS und CH_3OH Messungen von Mangum et al. (1992) und Richardson et al. (1994). C I 2 \rightarrow 1 ist im Vergleich zum 1 \rightarrow 0-Übergang in DR 21 (OH) verhältnismäßig schwach und lässt dort eine niedrigere Temperatur als in DR 21 C vermuten (siehe weiter unten). Im Norden erstreckt sich der atomare Kohlenstoff über alle drei Fern-IR-Positionen FIR1, FIR2 und FIR3. Die Verteilung von [C I] 2 \rightarrow 1 ähnelt der C^{18}O 2 \rightarrow 1-Karte von Wilson & Mauersberger (1990) und auch

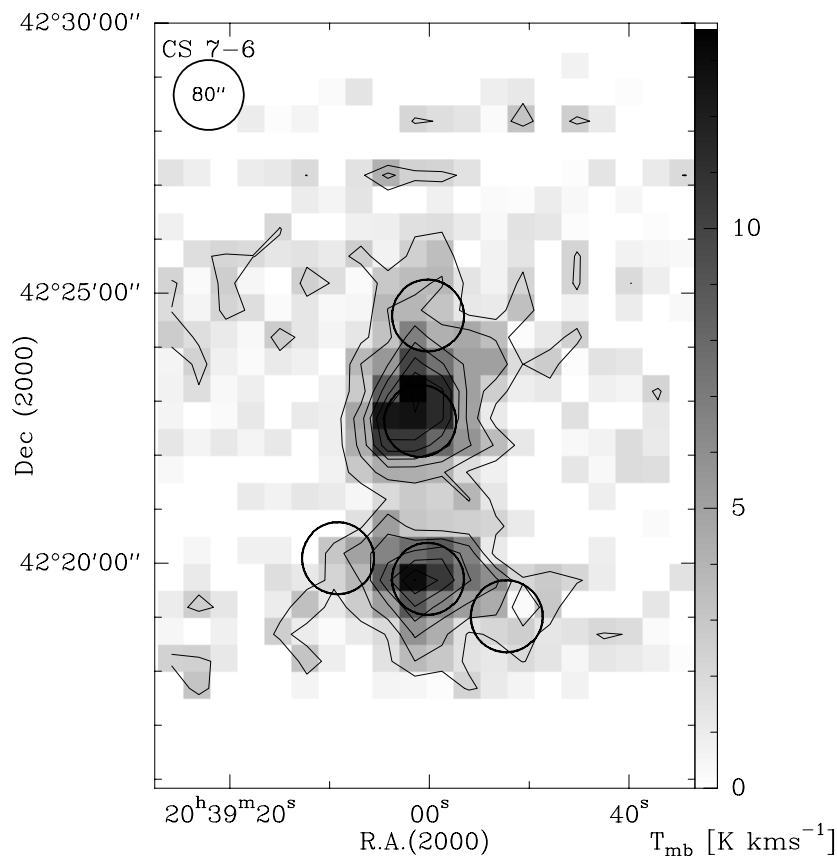


Abbildung 3.8: Karte der integrierten Linienemission des CS 7→6-Übergangs (zeitgleiche Messung mit CO 3→2 im Signal-Seitenband). Der Integrationsbereich ist -10 bis 4 km s^{-1} . Konturen liegen zwischen $1.8(3\sigma)$ und 13.0 K km s^{-1} in 3σ -Schritten.

den ^{13}CO 3→2-Daten, was auf optisch dünne Linien hindeutet. Eine genauere Untersuchung der Struktur wird durch das Rauschen und einigen Self-Chopping Artefakten erschwert.

3.3.1.3 CS 7→6-Karte

Die Karte in Abbildung 3.8 zeigt zwei Emissionszentren: Eines bei DR 21 und eines bei DR 21 (OH). Der südliche Peak liegt an der Position der H II-Region und zeigt eine Ausdehnung in Richtung des Ausflusses nach Westen. Das FWHM ist $133'' \times 102''$. Der nördliche Komplex mit FWHM $108'' \times 156''$ ist etwas ausgedehnter, was, wie oben beschrieben, auf mehrere Quellen hoher Dichte hindeutet. Die 3σ -Emission erstreckt sich bis FIR1, die anderen beiden Quellen liegen jedoch außerhalb. Lediglich CS 7→6 und C^{18}O 1→0 (siehe Tabelle 3.3) zeigen bei DR 21 (OH) kräftigere Linienintensitäten als von der südlichen Molekülwolke und H II-Region DR 21. Bei CS 5→4 wurde dies auch durch Shirley et al. (2003) beobachtet.

3.3.2 Linienprofile und Geschwindigkeitsstruktur

Die folgenden Abschnitte werden sich auf die fünf ISO/LWS Positionen (Abb. 3.2) beschränken, da hier jeweils ein kompletter Satz an Spektren von KOSMA, FCRAO und ISO für die Anregungsanalyse vorliegt. In Abbildung 3.6 werden alle spektroskopisch aufgelösten Daten von ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O und $\text{CS } 7\rightarrow 6$ im Geschwindigkeitsintervall $[-30, 30] \text{ km s}^{-1}$ präsentiert. Zur direkten Vergleichbarkeit wurden die Spektren auf eine Auflösung von $80''$ gebracht. Die zugehörigen integrierten Intensitäten stehen in Tabelle 3.3.

Die Linienprofile der ^{12}CO -Linien haben an der Position der DR21 H II-Region aufgrund des Ausflusses breite Linienflügel. Die Linienbreiten liegen hier deutlich über 15 km s^{-1} und die Linien-Peaktemperaturen sind höher als 20 K. Die Tiefe des Selbst-Absorptionsdips ist an stärksten in den mid- J CO-Linien im Linienzentrum bei -3 km s^{-1} ausgeprägt. Bei dieser Geschwindigkeit sinkt die Temperatur um einen Faktor 2 ab. Bei DR 21 (OH) ist der Schwerpunkt der CO-Linien leicht blauverschoben und die Profile haben (ebenfalls durch Selbst-Absorption hervorgerufen) zwei Maxima. In jedem der Fälle passt die Geschwindigkeit im Maximum der ^{13}CO und C I -Linien gut zu den Minima der Absorption. Vermutlich haben die beide Phänomene die gleiche Ursache in Form von warmen Gas, das in größere Mengen von kalten Material eingebettet ist. Von Jaffe et al. (1989) wurde an einem CO $7\rightarrow 6$ Absorptionsprofil ein Temperaturgradient von über 100 K auf unter 20 K abgeleitet. Dies zeigt, dass extreme Bedingungen in diesen aktiven Gebieten sehr nahe beisammen liegen können. Homogene Modelle sind nicht mehr in der Lage solche Bedingungen korrekt zu beschreiben.

Die Linienbreiten von ^{13}CO von 4 bis 6 km s^{-1} sind vergleichbar mit denen von $[\text{C I}]$. Mit der starken $^{13}\text{CO } 6\rightarrow 5$ Emission ($E_u/k_B = 79.3 \text{ K}$) an allen fünf Positionen ergibt sich ein Hinweis auf warmes und dichtes Gas in signifikanten Mengen. An der Mittenposition von DR 21 erscheint die Linienform als Überlagerung von einer breiten Emission symmetrisch in den beiden Flügeln und einer schmalen Komponente in der Linienmitte. Die Breite der Komponente ist mit der der mid- J CO-Linien vergleichbar, jedoch verhindert hier das Signal-zu-Rausch-Verhältnis genauere Aussagen. Bei der niederfrequenten $^{13}\text{CO } 3\rightarrow 2$ -Emission, welche mehr aus dem kalten Gas stammt, ist eine Verbreiterung der Linienflügel nur andeutungsweise zu erkennen. Weiter unten werden sich diese beiden Linien als nützliches Werkzeug zur Abschätzung der Anregungstemperatur erweisen.

Zusätzliche schwächere, diffuse Emission zwischen ~ 7 und 14 km s^{-1} wird dem W 75 N-Komplex zugeschrieben, welcher im Wesentlichen weiter im Nord-Westen außerhalb der beobachteten Karte liegt und etwa einen Abstand von 11 pc ($D/1.7 \text{ kpc}$) zu DR21 hat. Einige Autoren gehen davon aus, dass diese beiden Wolkenkomplexe miteinander interagieren (z. B. Dickel et al. 1978). SBS2006 finden, dass beide Teile miteinander verbunden sind. Bei DR 21 ist jedoch allenfalls diffuse Emission in $^{13}\text{CO } J = 1\rightarrow 0$ und in den atomaren $[\text{C I}]$ -Übergängen zu erkennen. Die Absorption im rotverschobenen Teil der low- J CO Linien (bis $J = 4\rightarrow 3$) ist ein Hinweis darauf, dass dieses Gas vor DR 21 liegt. Für eine ausführliche Diskussion sei auf SBS2006 verwiesen und würde an dieser Stelle zu weit gehen. Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass DR 21 mit Gas aus mehreren Komponenten mit einer mittleren Geschwindigkeit von $v_{\text{LSR}} = -3 \text{ km s}^{-1}$ assoziiert ist.

Tabelle 3.4: Ergebnisse der einkomponentigen Staubkontinuuanalyse. β wurde fest auf den Wert 1.5 und Ω auf $1.5 \cdot 10^{-7}$ sr gesetzt. Die visuelle Extinktion und die Opazität sind durch $A_V = 2.5\tau_V \log_{10} e \approx 1.085\tau_V$ verknüpft. Die gesamte integrierte Intensität im Infraroten berechnet sich aus $I_{\text{IR}} = \int F_\lambda d\lambda$. Die Leuchtkraft L und die Masse M stimmen für die Entfernung von 1.7 kpc.

Position	τ_V	$A_V(\text{ISO})$	$N(\text{H}_2)$ [10^{22} cm^{-2}]	Masse [$M_\odot(D/1.7 \text{ kpc})^2$]	T_{Staub} [K]	I_{IR} [$\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$]	L [$10^3 L_\odot(D/1.7 \text{ kpc})^2$]
DR 21 E	20	21.2 ± 1.9	2.1	148	41.6 ± 0.6	0.55 ± 0.05	7
DR 21 C	112	121 ± 11	12.1	850	42.5 ± 0.7	3.4 ± 0.3	45
DR 21 W	34	36.9 ± 3.5	3.69	259	30.7 ± 0.4	0.18 ± 0.02	2
DR 21 (OH)	238	259 ± 43	25.8	1814	31.2 ± 0.8	1.3 ± 0.2	17
DR 21 FIR1	45	48.4 ± 4.3	4.84	340	33.3 ± 0.5	0.37 ± 0.03	5

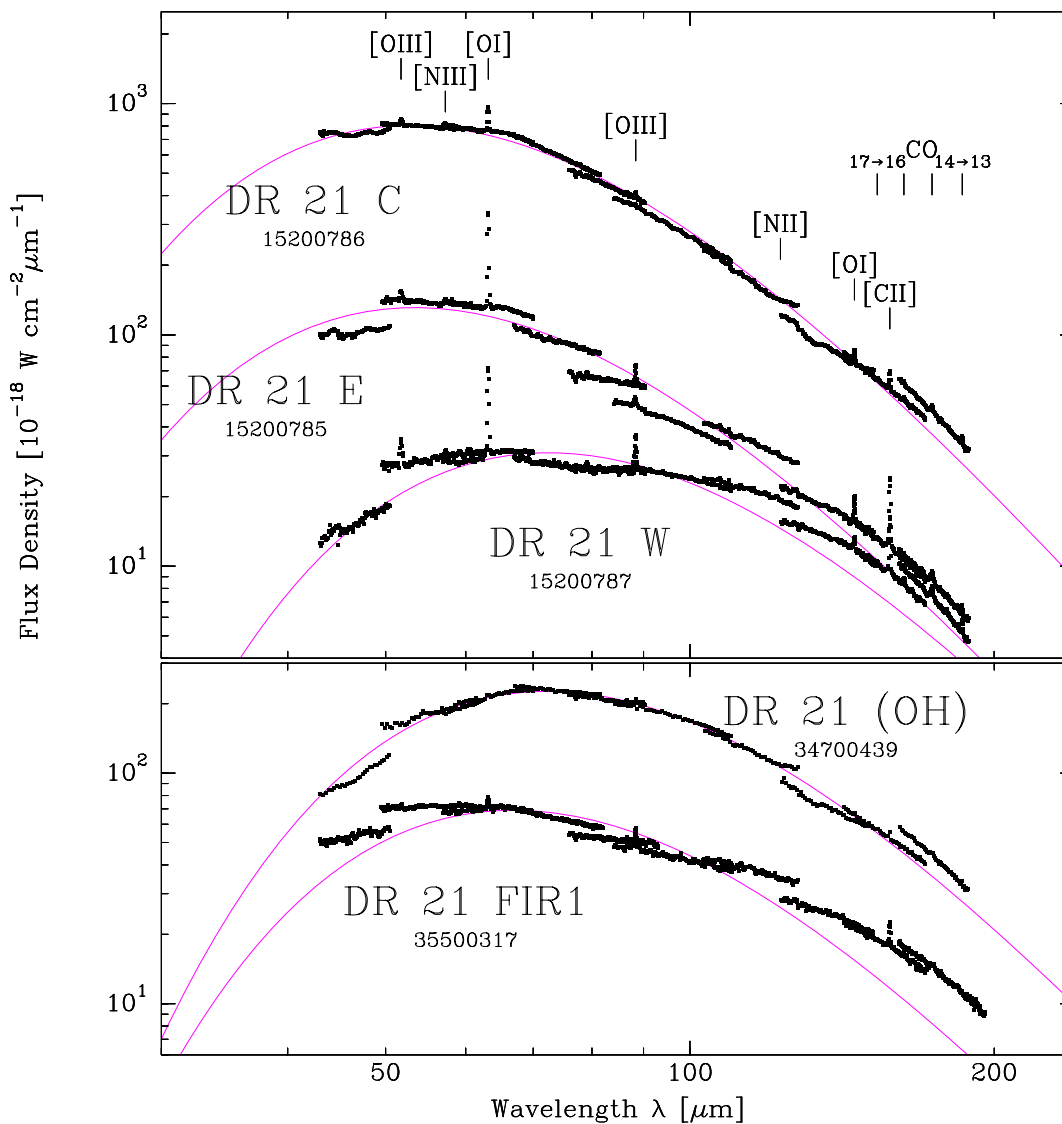


Abbildung 3.9: Die mit ISO/LWS gemessene Spektrale Energie-Verteilung (SED) der DR 21 Region (*oberere Darstellung*) und der DR 21 (OH) bzw. DR 21 FIR1 Region (*untere Darstellung*). Die durchgezogenen Kurven sind jeweils der beste Fit an eine Graukörperfunktion (siehe Text), deren Parameter in Tabelle 3.4 gelistet sind.

3.3.3 ISO-Archivdaten

In Abbildung 3.9 ist das Staubkontinuum der ISO/LWS Daten mit den (spektral unaufgelösten) Linien von [C II], [O I], [O III], [N II] und einiger high- J CO Übergänge von fünf Positionen zu sehen. Im Folgenden wird das Kontinuum und die Linienemission an diesen Positionen untersucht.

3.3.3.1 Graukörperstrahlung des FIR-Kontinuums

Aus dem Fern-IR Staubkontinuum an den fünf Positionen wurde, nachdem die starken Linien maskiert wurden, ein χ^2 -Fit an die Funktion

$$F(T_{\text{dust}}, \tau_{\text{dust}})_{\lambda} = \Omega B_{\lambda}(T_{\text{dust}})(1 - e^{-\tau_{\text{dust}}}) \quad (3.1)$$

für Graukörperstrahlung mit einer Komponente gemacht und die Temperatur und die Opazität bestimmt. Der Raumwinkel Ω wurde mit $1.5 \cdot 10^{-7}$ sr so abgeschätzt, dass die Emission den $\sim 80''$ -Beam homogen ausfüllt. Die Opazität wird parametrisiert durch

$$\tau_{\text{dust}} \sim \tau_{\text{v}} \lambda^{-\beta}, \quad (3.2)$$

wobei $\beta = 1.5$ angenommen wurde. Dieser *spektrale Index* liegt üblicherweise zwischen 1.0 und 2.0 (siehe Goldsmith et al. (1997) für Beobachtungsbefunde und Vergleiche mit Staubmodellen). Es ist bekannt, dass der Index vom Wolkentyp und auch von der Wellenlänge und optischen Tiefe abhängt, jedoch wird hier β für die fünf Positionen konstant gehalten (siehe jedoch Diskussion in Abschnitt 3.4.2.1). Ein β von 1.5 ist in Übereinstimmung mit Staubmodellen von Preibisch et al. (1993), Pollack et al. (1994) und mit Beobachtungen z. B. durch Walker et al. (1990). Der Gesamtfluss des Staubkontinuum, bzw. die hieraus abgeleitete bolometrische Leuchtkraft, wurde durch Integration des Modells F_{λ} über den Intervall $1 - 1000 \mu\text{m}$ bestimmt. Das Maximum zwischen $50-80 \mu\text{m}$ wird damit gut überdeckt. Die Fehler der Fitparameter wurde wie folgt abgeschätzt: (i) Die optische Tiefe τ_{dust} und der Gesamtfluss stimmen bis auf etwa $\sim 10\%$. Der Fehler wird hauptsächlich durch die Kalibrationsgenauigkeit in den Bändern LW1–5 bestimmt. (ii) Die Temperatur ist auf ca. 2% genau und wird stark durch die Qualität der SW1-Scans beeinflusst (siehe Datenpunkte auf der linken Seite von Abbildung 3.9). Zwar werden die gemessenen Daten bei den längeren Wellenlängen zum Teil unterschätzt (z. B. DR21 W und FIR1), jedoch trägt dieser Bereich kaum zum Gesamtfluss bei, da die Maxima zwischen $50-80 \mu\text{m}$ liegen und die Flussdichte bis $197 \mu\text{m}$ um etwa eine Größenordnung abfällt. Ein Modell für zwei Temperaturen und optische Tiefen könnte sicher genauer die Messungen reproduzieren. Dies würde nur wenig an den hier gemachten Aussagen ändern.

Aus den Fits ergeben sich Extinktionen zwischen $20^m \leq A_{\text{v}} \leq 260^m$ und Temperaturen von 31 bis 43 K (siehe Tabelle 3.4). Dabei variiert die Temperatur deutlich weniger als das A_{v} . Da hier nur eine Temperaturkomponente angenommen wurde, liegt der Wert wahrscheinlich näher an der Temperatur des dominierenden warmen Staubes. Der kalte Staub, welcher das Maximum oberhalb von $100 \mu\text{m}$ hat, ist an den Positionen DR21 W, E, (OH) und FIR1 in Abbildung 3.9 zu erkennen, jedoch wären zusätzliche Daten bei längeren Wellenlängen notwendig, und der Anteil am Gesamtfluss ist wie oben beschrieben relativ gering. Der kalte Staub wird z. B. untersucht von Chandler et al. (1993) und von Motte et al. (2005). Aus A_{v} ergeben sich Säulendichten von molekularem Wasserstoff durch $N(\text{H}_2)/A_{\text{v}} \approx 0.94 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ (Bohlin et al. 1978, siehe Tabelle 3.4) und in der Entfernung von 1.7 kpc hat das molekulare Gas jeweils eine Masse zwischen $150 - 1800 M_{\odot}$, wobei die obere Grenze in DR 21 und DR 21 (OH) erreicht wird.

Tabelle 3.5: Die ISO/LWS high- J CO- und FIR Linien der atomaren und ionisierten Spezies auf $80''$ Auflösung. Die integrierten Intensitäten wurden aus den Flußdichten und dem jew. Raumwinkel ω (aus Tabelle 5.10 nach dem ISO-LWS Handbuch III V2.1) bestimmt. Die Beamgröße variiert mit der Wellenlänge zwischen $\omega = 8 \times 10^{-8}$ sr und $\omega = 1.4 \times 10^{-7}$ sr. Da die Linien spektral nicht aufgelöst gemessen wurden, wird eine die Linienbreite gleich der Instrumentenbreite von 0.29 für die Detektoren 0 – 4 bzw. $0.60 \mu\text{m}$ für 5 – 9 angenommen. Da die Quellen in DR21 nicht punktförmig sind, wurden eine Korrektur für ausgedehnte Emission verwendet (0.8×10^{-7} sr für CO 15 \rightarrow 14 und 14 \rightarrow 13, 0.85×10^{-7} sr bei CO 17 \rightarrow 16, 16 \rightarrow 15 und [C II] bei 158 μm , sowie $0.90 (1.24) \times 10^{-7}$ sr bei [O I] 63(145) μm . Die absolute Kalibrationsgenauigkeit des LWS liegt etwa bei 30 %.

Position in [10^{-4} erg s^{-1} cm^{-2} sr^{-1}]	CO 14 \rightarrow 13	CO 15 \rightarrow 14	CO 16 \rightarrow 15	CO 17 \rightarrow 16	[C II] 158 μm	[O I] 63 μm	[O I] 145 μm	[O III] 52 μm	[O III] 88 μm	[N II] ^a 122 μm
DR 21 E	0.25	0.72	0.51	0.33	8.2	48.2	2.9	3.53	3.08	0.435
DR 21 C	1.75	2.46	0.99	0.63	8.1	49.4	6.15	11.5	4.64	< 0.75
DR 21 W	0.44	0.69	0.42	0.29	4.7	10.1	1.136	1.78	2.52	0.306
DR 21 (OH) ^b	(0.45)	(0.99)	(0.40)	(0.50)	2.3	2.94	0.845	(1.27)	1.56	< 2.7
DR 21 FIR1 ^c	< 0.28	< 0.3	< 0.28	< 0.25	3.6	1.78	0.45	0.54	1.66	< 0.6

^a [N II] wurde lediglich an den Ausflusspositionen E und W gefunden. An den anderen Positionen stehen 3σ Obergrenzen.

^b Die geklammerten Werte zu DR 21 (OH) haben eine höhere Unsicherheit (S/R zwischen 1 – 3), da hier die geringere Frequenzauflösung den Fit beeinträchtigte.

^c In DR 21 FIR1 konnte high- J CO nicht nachgewiesen werden, deshalb stehen hier statt dessen 3σ Grenzen.

Der mit ~ 43 K höchste Wert der (beamgemittelten) Staubtemperatur wird an der Position DR21 C erreicht. Mit $A_v > 100^m$ sind DR21 C und auch DR21 (OH) die stärksten Kontinuumquellen in der Region. Aufgrund der hohen Temperatur in DR21 C ist die Flussdichte bei den kurzen Wellenlängen entsprechend hoch. Sie fällt jedoch knapp über $200 \mu\text{m}$ unter die Flussdichte von DR21 (OH). DR21 (OH) hat von beiden Komplexen die größere Masse (1814, bzw. $1257 M_\odot$). Chandler et al. (1993) ermittelten eine leicht geringere Masse von $1650 M_\odot (D/1.7 \text{ kpc})^2$ in DR 21 (OH), machten dafür aber nur eine grobe Temperaturenabschätzung zwischen 25 K und 40 K. Der hier bestimmte Wert von ~ 31 K passt gut in diesen Bereich, wenn man annimmt, dass nur ein Bruchteil der Staubmasse die 40 K erreicht.

3.3.3.2 ISO/LWS Fern-IR Linien: Kohlenstoffmonoxid und ionisierter Kohlenstoff

Das Band des LWS-Instrumentes enthält viele wichtige Fern-IR Kühl- und Diagnosenlinien der PDRen von Molekülwolken. Tabelle 3.5 enthält die integrierten Linienintensitäten der [C II] ($158 \mu\text{m}$)-, high- J CO- und [O I] (63 und $145 \mu\text{m}$)- Linien aus den ISO-Beobachtungen. In diesem Abschnitt werden zunächst die kohlenstoffhaltigen Spezies näher betrachtet. Die Diskussion der anderen Spezies wird in Abs. 3.4 nachgereicht.

Die high- J CO-Linien sind an allen drei DR 21-Positionen sichtbar, jedoch an der Position der H II-Region bei DR21 C, welche das stärkste Kontinuum in der Region hat, am intensivsten. In den mid- und high- J Linien ist die integrierte Intensität größer als $2.4 \cdot 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Die Emission stammt aus größeren Mengen von warmen, ruhigen Gas, welches durch die eingebetteten Quellen aufgeheizt wird. Besonders in Richtung der Ost- und Westseite von DR 21, wo der Ausfluss zusätzlich das H_2 Gas zu Vibrationsübergängen anregt (Garden et al. 1986), ist das Fern-IR-Kontinuum beträchtlich schwächer und korreliert nicht mit der hier starken Fern-IR Linienstrahlung. In den mid- J Übergängen von CO fällt das schockangeregte Gas vor allem in den Linienflügeln auf (Abb. 3.6), aber ebenso ist es in der IRAC $4.5 \mu\text{m}$ Karte in Abb. 3.2 erkennbar. Lane et al. (1990) folgerte, dass weder ein einzelner C-Typ (*continuous*) oder J-Typ (*jump*) Schock die gemessene Fern-IR Linienemission allein erklären kann und es einer zusätzlichen Heizquelle bedarf, wie etwa das FUV-Strahlungsfeld. In Abschnitt 6.1 wird eine Abschätzung für das FUV-Feld vorgestellt.

Obwohl DR 21 (OH) die zweitstärkste Kontinuumquelle ist, zeigen die Quellen innerhalb des ISO-Beams erstaunlich wenig Aktivität an FIR-Linienstrahlung. Zwar lässt sich hier high- J CO noch nachweisen, jedoch sind die in Tabelle 3.5 angegebenen Werte aufgrund der gröberen Scanauflösung mit einer großen Unsicherheit verbunden. FIR1 hat die schwächste Linien-Emission und das, obwohl der Kontinuumfluss stärker als bei DR21 W ist. High- J CO konnte nicht detektiert werden, weshalb die Werte in der Tabelle obere Grenzwerte sind.

[C II] wurde in allen fünf Messungen nachgewiesen. Der Emissionspeak liegt bei DR 21 E, erstreckt sich aber fast uneingeschränkt bis DR 21 C und fällt nur auf der West-Seite bis DR 21 W um etwa einen Faktor 2 ab. Die deutlich schwächere [C II]-Intensität um DR 21 (OH) von $2.3 \cdot 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ist möglicherweise ein Anzeichen, dass hier ionisierter Kohlenstoff unterhäufig ist, oder dass selbst in den Randbereichen der Wolke die Temperatur nicht ausreicht, um den oberen Energielevel anzu-

regen ($E_u/k_B = 91$ K über dem Grundzustand). DR21 FIR1 zeigt dagegen wieder leicht stärkere [C II]-Emission.

3.4 Die physikalische Struktur von DR 21

Hier werden im Folgenden speziell die Kohlenstoffspezies in den KOSMA und ISO/LWS Daten gemeinsam untersucht. Hierfür wird erst LTE angenommen und dann durch vollständige Strahlungstransportrechnungen unterstützt.

3.4.1 Vergleich der CO, C und C⁺ Säulendichte

Zunächst wird die Zusammensetzung des molekularen Gases bezüglich der Kohlenstoffhäufigkeit in der Gas-Phase untersucht. Dazu werden unter Zuhilfenahme von LTE und optisch dünner Emission die Häufigkeit und die relative Häufigkeit der drei Kohlenstoffspezies CO, C, und C⁺ bestimmt. Dabei helfen die Isotopomere ¹³CO und C¹⁸O, deren Häufigkeitsverhältnisse zu CO relativ gut bekannt sind. Die Ergebnisse in Form der Anregungstemperaturen, Säulendichten und Häufigkeiten sind in Tabelle 3.6 aufgeführt.

3.4.1.1 Atomarer Kohlenstoff C I

Die C I-Anregungstemperatur, welche zum beobachteten Linienverhältnis führt, kann, da die beiden Übergänge sehr wahrscheinlich optisch dünn sind, abgeschätzt werden (die beinahe gaussförmigen Linienprofile in Abb. 3.6 legen dies nahe). Das Verhältnis der integrierten Intensitäten $R_{C I}$ bewegt sich zwischen 0.8 bei DR 21 (OH) und 1.3 in der Umgebung östlich von DR 21. Die Temperatur wird mit der Formel $T_{ex} = 38.8 \text{ K} / \ln(2.11/R_{C I})$ (Gl. (C.5)) aus dem Ratio bestimmt. Der Bereich von 38 K bei (OH) bis 79 K bei E deutet an, dass die [C I]-Emission aus einem warmen Bereich stammt. Zmuidzinas et al. (1988) ermittelte aus dem C I-Verhältnis in DR 21 (OH) eine nur leicht niedrigere Temperatur von 32 K. Im Vergleich zu anderen massiven Sternentstehungsregionen in unserer Galaxie sind diese Temperaturen leicht niedriger (z. B. W3 Main und S 106 mit typischen Werten für $T_{ex} \geq 110$ K, Kramer et al. 2004; Schneider et al. 2003), aber andererseits deutlich größer als der mittlere Wert für die innere galaktische Scheibe (Fixsen et al. 1999 fanden dort ~ 20 K). Weitere Werte werden in Tabelle 5.2 vorgestellt.

Die beamgewichtete Säulendichte ergibt $3.2 - 6.8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ (Gl. (C.6)) und zeigt nur eine Variation um weniger als den Faktor 2 und ist bei den dichtesten Regionen auf dem Ridge, in DR 21 C und um DR 21 (OH) am höchsten. Die geringe Variation verwundert, weil die H₂ Säulendichte aus Abschnitt 3.3.3.1 um einen Faktor 12 variierte. C I ist vermutlich räumlich mehr ausgedehnt als der sichtbare Staub. Die durch Zmuidzinas et al. in DR21 (OH) bestimmte Säulendichte von $6.3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ist nur wenig höher als die hier ermittelte.

3.4.1.2 Kohlenstoffmonoxid CO

Die Menge an ^{13}CO -Molekülen lässt sich aus den Messdaten auf zweierlei Wegen bestimmen.

- Erstens mit dem $R_{^{13}\text{CO,high}} = ^{13}\text{CO } 6 \rightarrow 5 / 3 \rightarrow 2$ Verhältnis (Gl. (C.11)) in das $T_{\text{ex}} = 79.4 \text{ K} / \ln(4/R_{^{13}\text{CO,high}})$ nach Gl. (C.9) eingeht. Wiederum wird angenommen, dass die Emission optisch dünn ist. $R_{^{13}\text{CO,high}}$ ist dann ein empfindliches Maß für den Temperaturbereich von $\sim 20 \text{ K}$ bis auf einige 100 K . Die Anregungstemperatur (Tabelle 3.6) bewegt sich zwischen 30 und 46 K und ist eine obere Abschätzung, denn möglicherweise verschiebt die höhere optische Tiefe (bzw. Selbstabsorption) im unteren Übergang das Verhältnis. Die gefundenen Temperaturen passen gut zu NH_3 -Messungen von Wilson & Mauersberger (1990), welche $20 - 65 \text{ K}$ fanden. Andererseits liegen sie systematisch niedriger als die C I-Temperaturen von oben. Das deutet auf unterschiedliche Emissionsgebiete hin. Die ^{13}CO Säulendichte liegt im Bereich $23 - 54 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und variiert ebenfalls so wenig wie die C I-Säulendichte.
- Die Streuung bleibt in etwa gleich, wenn statt $N(^{13}\text{CO } 6 \rightarrow 5)$ die $^{13}\text{CO } 1 \rightarrow 0$ -Säulendichte betrachtet wird (Gl. (C.12)). Die Temperaturen aus $R_{^{13}\text{CO,low}}$ (Gl. (C.8)) liegen um etwa die Hälfte niedriger. Andererseits liegen die entsprechenden Säulendichten höher, zwischen $33 - 76 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, was vermuten lässt, dass die ^{13}CO -Emission zum größeren Teil aus kaltem Gas stammt.

Beachtet man schließlich die optisch dünne C^{18}O -Emission, dann lässt sich die Säulendichte (nach Gl. (C.13), mit den beiden $^{13}\text{CO } T_{\text{ex}}$ als Limits) abschätzen. Es ergeben sich Werte von $1 - 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ entlang des Ridges und $2 - 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ an den Positionen E und W. Von Garden et al. (1991) stammt eine leicht höhere Abschätzung der Säulendichte in der Core-Region von DR 21 von ca. $2.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

3.4.1.3 Ionisierter Kohlenstoff C II

Die Säulendichte von C^+ kann mit den ISO-Daten nur grob abgeschätzt werden, da die Näherung $N(\text{C II}) = 6.4 \cdot 10^{20} \times I([\text{C II}]) [\text{cm}^{-2}] (\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1})^{-1}$ nur für die Bedingung $T_{\text{ex}} > 91 \text{ K}$ und $> n_{\text{kr}} = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ gilt. Das Säulendichtemaximum liegt in der Nähe von DR 21 C und E mit ca. $N(\text{C II}) \sim 5.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Nur 28 % dieses Wertes findet sich in Richtung DR 21 (OH).

3.4.1.4 Absolute und relative Häufigkeiten

Der Vergleich der Säulendichten von C^{18}O und ^{13}CO (mit den unteren Grenzwerten für T_{ex} aus Tabelle 3.6) zeigt, dass die gemessene relative Häufigkeit $[^{13}\text{CO}] : [\text{C}^{18}\text{O}] = 6.6 - 11.4$ sich an den kanonischen Wert der lokalen Häufigkeit $[490] : [65] = 7.5$ (Langer & Penzias 1990) hält.

Der atomare Kohlenstoff tritt mit einer Häufigkeit $[\text{C I}]/[\text{H}_2]$ von etwa $0.1 - 1.5 \cdot 10^{-5}$ auf, wobei die hohen Werte nur an den Positionen E und W beobachtet werden. Im Vergleich zum Süden ist die Häufigkeit im kälteren Norden des Ridges bis um einen Faktor 10 reduziert. Da DR 21 (OH) in der Entwicklung einer Dunkelwolke näher

kommt, erstaunt es, dass Keene et al. (1997) in Dunkelwolken im Mittel $1 - 2 \cdot 10^{-5}$ als Häufigkeit finden.

Abgesehen von DR 21 FIR1, verhalten sind die Häufigkeiten $X(\text{C I})$ und $X(\text{C}^{18}\text{O})$ proportional zueinander. In DR 21 (OH) ist die C^{18}O - und $[\text{C I}]$ -Häufigkeit um einen Faktor 2 – 3 niedriger als in Richtung DR 21. FIR1 hat dagegen die niedrigste C I -Häufigkeit von 10^{-6} , aber C^{18}O ist mit $3.7 \cdot 10^{-7}$ hier häufiger als an den anderen Messpunkten.

Mookerjea et al. (2006) zeigen eine Zusammenstellung von C/CO -Häufigkeitsverhältnisse gegenüber der H_2 -Häufigkeit in galaktischen Sternentstehungsregionen und diffusen Wolken. Die Werte für die Positionen DR21 E, W und FIR1 zwischen 0.07 – 0.17 stimmen gut mit der dort für Cepheus B gefundenen Relation

$$\log[N(\text{C})/N(\text{CO})] = -0.94 \cdot N(\text{H}_2) + 19.9 \quad (3.3)$$

überein. DR 21 C und DR 21 (OH) weichen zwar etwas ab, aber liegen innerhalb der Streuung der mit einbezogenen Quellen aus der Literatur. Die Schlussfolgerung, dass C I allein kein guter Tracer der H_2 -Säulendichte und Masse ist, lässt sich mit den DR 21-Daten nur unterstreichen.

Abschließend lassen sich nun die Kohlenstoffspezies C^+ , C^0 und CO relativ zueinander vergleichen (siehe letzte Reihe in Tabelle 3.6). Wie schon die absolute Häufigkeit von atomarem Kohlenstoff ist auch die relative Teilchenzahl an den fünf Positionen recht stabil bei 9 – 16 %. Der überwiegende Anteil verteilt sich auf CO und C II . Ionisierter Kohlenstoff ist häufig vor allem in DR21 E mit 26 %. Da das Gas hier wahrscheinlich einem hohen UV-Feld ausgesetzt ist, könnten die Kohlenstoffspezies zu C I photodissoziiert und schließlich zu C II weiter ionisiert werden. Dagegen finden sich hohe CO Häufigkeiten bis über 85 % um DR 21 (OH) und FIR1. Dass dies nicht ungewöhnlich ist, bestätigt sich beispielsweise in der Region S 106 (>86 %, Schneider et al. 2003) oder in W3 Main (>60 % in Kapitel 5). Andere Quellen zum Vergleich: 37:07:56 in IC 63 (Jansen et al. 1996), NGC2024 mit 40:10:50 (Jaffe & Plume 1995) oder η Carina mit 68:15:16 (Brooks et al. 2003).

3.4.2 Modellierung des Strahlungstransports

Durch ein selbstkonsistentes 1-dimensionales Strahlungstransportmodell (SIMLINE, Ossenkopf et al. 2001) werden im Folgenden die Temperatur, die Säulendichte, die Anzahldichte, die Masse des molekularen Gases, der Volumenfüllfaktor und die Zusammensetzung des Gases bestimmt. Zur Beschreibung dieser physikalischen Bedingungen an den fünf Positionen wurden heterogene, kugelsymmetrische Modelle mit interner Klumpigkeit und Turbulenz erstellt. Dabei wird jeder physikalische Parameter durch einen Wert am inneren Rand und dessen Verlauf entlang der Radialachse in Form eines Exponenten beschrieben.

Es wurden Modelle mit zwei ineinander verschachtelten Schalen verwendet, welche in den meisten der hier untersuchten Fälle hinreichend gute Ergebnisse lieferten:

- i. Eine heiße und dichte molekulare Zone, welche die zentrale H II -Region umgibt,
- ii. welche ihrerseits in eine massive kalte Wolke, der Hülle, eingebettet ist.

Während die Bedingungen in der inneren Komponente primär die mid- und high- J CO Emission anregen, zeigt sich die Hülle vor allem durch Emission in den niedrigen J -Übergängen von ^{13}CO und C^{18}O , aber auch als Selbstabsorption in den mid- J CO Linien. Die relativen Häufigkeiten der Spezies zum molekularen H_2 wurden entgegen der LTE-Methode auf feste Standardwerte (siehe Tabelle 3.7) gesetzt. Die Quellgröße erweist sich als kritischer Parameter, der durch die beobachteten Linienprofile und die Karten nur grob bestimmt werden kann. So ist mit einem Modell für eine kleine Wolke ein ähnliches Ergebnis produzierbar wie für eine größere Wolke mit kleinerem Volumenfüllfaktor. Die Radien wurden daher auf Grundlage von hochauflösenden Linien- und Kontinuumbeobachtungen (Wilson & Mauersberger 1990; Lane et al. 1990; Jaffe et al. 1989; Chandler et al. 1993; Vallée & Fiege 2006) festgelegt. Der innere Rand wurde auf 0.04 pc ($< 10^4$ AU) geschätzt, mit Ausnahme von DR21 C, wo in der 14.7 GHz Kontinuumkarte von Roelfsema et al. (1989) ein Radius von ~ 0.12 pc abgelesen wurde. Weitere Annahmen sind, dass die H II-Region im Inneren frei von molekularem Gas ist und, dass das ionisierte Gas keine Kontinuumemission abgibt. Die Gradienten (bzw. Exponenten) aller Parameter innerhalb einer Schale sind anfänglich Null und wurden während der Fitphase nur verändert, wenn dies notwendig wurde. Von Null abweichende Gradienten werden weiter unten explizit genannt.

Mit dem folgenden *Rezept* wurden die Parameter eingeschränkt:

1. Die Linienbreite wird durch die makroskopische Turbulenz des Gases solange angenähert, bis die modellierten low- J und mid- J Linienflügel mit den beobachteten Linienprofilen übereinstimmen. Dank der Abschirmung der Emission des warmen Gases im Inneren durch die kühlere Hülle weiter außen, kann die Breite des Absorptionsdips im Linienzentrum die Geschwindigkeitsdispersion in der Hülle einzugrenzen helfen.
2. Die H_2 -Dichte ist immer eine lokale Eigenschaft eines einzelnen *Klumpens* und wurde zwischen 10^4 und 10^7 cm^{-3} unabhängig voneinander in beiden Schalen variiert. Hohe Dichten sind notwendig, damit die high- J CO Linien (zumindest subthermisch) angeregt werden.
3. In den optisch dünnen Linienflügeln erscheint vorwiegend das Material aus der inneren Schale, wo die makroskopische Turbulenz in höheren Linienbreiten resultiert und nur teilweise durch die äußere Hülle abgeschirmt wird. Dadurch wird es möglich die Temperatur in *beiden* Schalen am Linienprofil zu bestimmen.
4. Das Modell unterscheidet zwischen radialer und turbulenter Gasbewegung. Wenn Linien eine deutliche Asymmetrie (d. h. rot oder blauverschobene Maxima) zeigen, dann wurde eine auf das Zentrum gerichtete Radialkomponente eingeführt. Nur diese kann in einem 1-dimensionalen Modell eine Asymmetrie verursachen. Es wurde versucht den Wert nahe bei Null zu belassen.

Tabelle 3.6: C I und ^{13}CO Linienverhältnisse R (in K km s^{-1} aus Tabelle 3.3), abgeleitete Anregungstemperatur (mit unterer und oberer 1σ -Grenze) und Säulendichten von C I und ^{13}CO (mit relativen Fehlern), sowie der Säulendichtebereich von C^{18}O (für die jew. T_{ex} aus ^{13}CO). Die C II-Säulendichte wurde nach einer Methode aus Abschnitt 3.4.1 abgeschätzt. Alle angegebenen Häufigkeiten sind relativ zur H_2 -Säulendichte (erste Reihe bzw. Spalte 4 in Tabelle 3.4). Die letzte Reihe zeigt die relativen Häufigkeiten von C II, C I und CO im Vergleich untereinander. Dazu wurde die CO Säulendichte aus dem unteren Wert der C^{18}O Säulendichte unter Annahme eines Häufigkeitsverhältnisses $[\text{CO}]:[\text{C}^{18}\text{O}]$ von 490 bestimmt.

Eigenschaft	DR 21 E	DR 21 C	DR 21 W	DR 21 (OH)	DR 21 FIR1
H₂ (aus Staub)					
$N(\text{H}_2)$ [10^{22} cm^{-2}]	2.1	12.1	3.69	25.8	4.84
C I					
$R_{\text{C I}}$ (C I $2 \rightarrow 1/1 \rightarrow 0$)	1.29 ± 0.36	1.25 ± 0.35	1.06 ± 0.30	0.77 ± 0.22	0.99 ± 0.28
$T_{\text{ex, C I}}$ [K]	79_{47}^{157}	74_{50}^{140}	56_{41}^{88}	38_{31}^{51}	51_{39}^{76}
$N(\text{C I})$ [10^{17} cm^{-2}]	$3.2_{-0.2}^{+0.3}$	$6.8_{-0.4}^{+0.6}$	$3.8_{-0.2}^{+0.3}$	$5.2_{-0.1}^{+0.2}$	$4.6_{-0.2}^{+0.3}$
$X(\text{C I})$ [10^{-5}]	1.5	0.56	1.03	0.20	0.10
$^{13}\text{CO } 6 \rightarrow 5/3 \rightarrow 2$					
$R_{^{13}\text{CO, high}}$ ($^{13}\text{CO } 6 \rightarrow 5/3 \rightarrow 2$)	0.62 ± 0.26	0.72 ± 0.31	0.71 ± 0.30	0.27 ± 0.12	0.42 ± 0.18
$T_{\text{ex, }^{13}\text{CO, high}}$ [K]	43_{36}^{53}	46_{38}^{58}	46_{38}^{58}	30_{26}^{34}	35_{30}^{41}
$N(^{13}\text{CO } 6 \rightarrow 5)$ [10^{15} cm^{-2}]	$33.0_{+11.1}^{-9.0}$	$53.8_{+20.4}^{-12.8}$	$22.6_{+8.5}^{-5.4}$	$39.6_{+21.3}^{-10.7}$	$27.9_{+13.4}^{-7.2}$
$^{13}\text{CO } 3 \rightarrow 2/1 \rightarrow 0$					
$R_{^{13}\text{CO, low}}$ ($^{13}\text{CO } 3 \rightarrow 2/1 \rightarrow 0$)	3.10 ± 1.30	1.59 ± 0.67	1.16 ± 0.49	1.35 ± 0.57	1.04 ± 0.44
$T_{\text{ex, }^{13}\text{CO, low}}$ [K]	25_{16}^{37}	15_{12}^{19}	13_{10}^{16}	14_{11}^{17}	12_{10}^{15}
$N(^{13}\text{CO } 1 \rightarrow 0)$ [10^{15} cm^{-2}]	$33.4_{-8.9}^{+12.3}$	$75.6_{-8.6}^{+12.2}$	$40.0_{-4.6}^{+5.1}$	$69.1_{-8.0}^{+8.6}$	$56.5_{-4.3}^{+7.2}$
$\text{C}^{18}\text{O } 1 \rightarrow 0$					
$N(\text{C}^{18}\text{O})$ [10^{15} cm^{-2}]	2.4 – 3.8	8.7 – 20.0	3.5 – 8.9	9.0 – 15.1	8.5 – 17.7
$X(\text{C}^{18}\text{O})$ [10^{-7}]	1.2 – 1.8	0.72 – 1.7	0.95 – 2.4	0.35 – 0.59	1.7 – 3.7
C II					
$N([\text{C II}])$ [10^{17} cm^{-2}]	5.25	5.18	3.00	1.47	2.30
$X(\text{C II})$ [10^{-5}]	2.5	0.43	0.81	0.057	0.48
$[\text{C}^+]:[\text{C}^0]:[\text{CO}]$ [%]	26:16:58	10:12:78	16:12:72	03:10:87	05:09:85

Tabelle 3.7: Die physikalischen Größen an den fünf ISO/LWS-Positionen. Die Radien in Spalte 2 zeigen jeweils inneren und äußeren Radius der inneren und äußeren Modellschale. Spalten 3 bis 7 zeigen die kinetische Temperatur, die lokale H₂-Anzahldichte, den Volumenfüllfaktor, die H₂-Säulendichte und die Masse des molekularen Gases. Der Wert vor der Klammer ist jeweils der massengewichtete Wert über das gesamte Modell, während die Werte in den Klammern die Werte innerhalb der inneren bzw. äußeren Schale angeben. Die letzte Spalte zeigt das χ^2 für das beste Fitergebnis mit 11 Linien (6 von KOSMA, 2 vom FCRAO und 3 ISO).

Position	Radien [pc]	T_{gas} [K]	$n(\text{H}_2)$ [10^4 cm^{-3}]	ϕ_v Volumenfüllfaktor ^b	$N(\text{H}_2)$ [10^{21} cm^{-2}] ^a	Masse [$M_{\odot}(D/1.7 \text{ kpc})^2$] ^c	χ_0^2
DR 21 E	0.04/0.2/0.3	62 (87/55)	92 (300/4.8)	0.04 (0.01/0.89)	46 (9/37)	243 (46/197)	2.2
DR 21 C	0.12/0.2/0.6	36 (148/32)	110 (40/110)	0.024 (0.08/0.02)	65 (2/63)	1379 (51/1328)	3.5
DR 21 W	0.04/0.1/0.3	54 (118/52)	12 (100/9)	0.59 (0.06/0.8)	88 (3/85)	489 (15/474)	2.8
DR 21 (OH)	0.04/0.2/0.7	31 (99/29)	161 (220/160)	0.01 (0.01/0.01)	49 (1/48)	1421 (34/1387)	3.9
DR 21 FIR1	0.04/0.2/0.5	41 (82/37)	16 (220/2)	0.1 (0.01/1)	47 (4/43)	700 (59/641)	4.1

^a Die Säulendichten wurden über die projizierte Modellfläche gemittelt und sind nicht direkt mit den 80'' Messungen vergleichbar.

^b Das Produkt aus Volumenfüllfaktor ϕ_v und Häufigkeit einer Spezies ist einer der freien Modellparameter. Da die Häufigkeit [X/H₂] für ¹²CO auf $2 \cdot 10^{-4}$ (bzw. $3.1 \cdot 10^{-6}$ für ¹³CO und $4 \cdot 10^{-7}$ für C¹⁸O) festgesetzt wurden, lässt sich ϕ_v bestimmen.

^c Die Masse des molekularen Gases wurde aus der mittleren Dichte der Modellwolke bestimmt. Diese Dichte ist das Produkt aus lokaler H₂-Dichte innerhalb eines Klumpens und ϕ_v .

Der Vorteil dieser Methode: Mit einem *least square fit* kann die volle Information aus den CO, ^{13}CO und C^{18}O Linienprofile von KOSMA und FCRAO mit etwa 1900 Freiheitsgraden und zwischen 20 und 28 freien Parametern genutzt werden. Damit die zweite Geschwindigkeitskomponente nicht stört, wurde diese mit einem Fenster von $9 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ überdeckt und nicht mitgefittet. Für die ISO-Linien, bei denen nur integrierte Linienintensitäten vorlagen, wurde über die modellierten Linienprofile integriert und mit der gemessenen integrierten Intensität verglichen. CO 14 \rightarrow 13 wurde nicht verwendet, da zusammen mit den anderen CO Linien keine konsistenten Fits möglich waren. Insgesamt ergeben sich 11 Linien, deren Gewicht im Fit durch den σ -Fehler der Baseline bestimmt wurde, bzw. wurde bei den ISO-Linien der Messfehler angesetzt. In den emissionsfreien Baselinebereichen waren Stehwellen oberhalb des systembedingten Rauschens nicht nachweisbar.

3.4.2.1 Linienmodellierung von CO, ^{13}CO und C^{18}O

In Tabelle 3.7 werden alle abgeleiteten physikalischen Größen aufgelistet (jeweils gemittelt über eine Schale bzw. über die gesamte Wolke). Die modellierten Spektren werden in Abbildung 3.6 mit den beobachteten Linienprofilen verglichen. Die Diagramme in Abb. 3.10 zeigen ebenfalls beobachtete und modellierte Emission von CO, ^{13}CO und C^{18}O von $J_{\text{up}} = 1$ bis $J_{\text{up}} = 20$ als integrierte Intensitäten (*Kühlkurven*).

Jeder Modellparameter wurde einzeln für die jeweilige Position angepasst und optimiert. Die Lösungen können anhand des χ_0^2 -Wertes beurteilt werden, welcher bei einem optimalen Modell nahe 1.0 liegen muss. Die gefundenen Werte variieren zwischen $\chi_0^2 = 2.2$ bei DR 21 E und $\chi_0^2 = 4.1$ bei DR 21 FIR1. Angesichts der Zahl der gefitteten Linien ist selbst die Lösung für DR 21 FIR1 noch ein hervorragendes Ergebnis und mit Sicherheit genauer als ein einkomponentiges Modell.<

Innerhalb der heißen Zone liegt die Temperatur zwischen 80 K (bei DR 21 FIR1) und 148 K (bei DR 21 C), wobei die Masse des molekularen Gases in dieser Zone zwischen 15 – 60 M_{\odot} variiert. Die gefundene Temperatur liegt weit über der aus der LTE-Annahme ableitbaren Anregungstemperatur für die Peaks der mid- J CO-Linien. Zudem bevorzugt der χ^2 -Fit Lösungen mit hohen Dichten von etwa 10^6 cm^{-3} und, zwingend für ein nichthomogenes Medium notwendig, Volumenfüllfaktoren von wenigen Prozent. Das warme Gas macht einen großen Anteil der Emission vor allem in den Linienflügeln aus und kann mit Geschwindigkeitsgradienten von stark turbulenten Gas mit bis zu 30 km s^{-1} in weniger turbulentes Gas erklärt werden. Die Ursache der Turbulenz vermag an dieser Stelle so nicht erschlossen zu werden.

In der viel kälteren und massiveren Hülle (siehe Abschnitt 3.4.2.3) ist die mittlere Temperatur bei DR 21 C bei 36 K und bei DR 21 (OH) bei nur 31 K. Im Gegensatz steigt die kinetische Temperatur an den übrigen Positionen auf bis 60 K, aber die Masse des Gases beträgt nur einen Bruchteil der Masse von DR 21 C und (OH). Abgesehen von der Masse, entscheidet gerade der starke Unterschied in den Anregungsbedingungen und den Linienbreiten, ob sich Linienprofile mit klarer Selbst-Absorption (z. B. DR 21 C) oder eher flache Linienzentren (wie z. B. bei DR 21 W) ausbilden.

Der mittlere Gasdruck kann mit $P/k_B = n(\text{H}_2) \cdot T$ gemessen werden. Dieser ist typischerweise $> 4 \cdot 10^7 \text{ K cm}^{-3}$. Nur bei DR21 W und in Richtung FIR1 fällt der Druck auf $\sim 6 \cdot 10^6 \text{ K cm}^{-3}$. In der heißen molekularen Zone wächst dieser jedoch auf bis zu

10^8 K cm^{-3} und stimmt mit dem Medianwert $1.5 \cdot 10^8 \text{ K cm}^{-3}$ für CS von Shirley et al. recht gut überein. Dies leuchtet ein, weil der Druck, im Unterschied zur Temperatur und Dichte, ein gut bestimmbarer Fitparameter ist. Aber es verwundert auch, denn CS tritt vor allen in den Kernen von massiven Sternentstehungsregionen auf und hohe Drücke sollten den Kollaps zu Protosternen verzögern – wenn nicht gar ganz unterbinden.

Nachfolgend nun eine individuelle Diskussion an den verschiedenen Positionen.

3.4.2.1.1 DR 21 C: Diese Position überdeckt die DR21 H II-Region. Die umhüllende Molekülwolke (mit einem Radius von etwa 0.6 pc) bildet den südlichen Teil des molekularen Ridges. Die Größe der H II-Region ($r_i \sim 0.12 \text{ pc}$) wurde mit einer 14.7 GHz Kontinuumskarte (Roelfsema et al. 1989) abgeschätzt und ist frei von molekularem Gas. Das ionisierte Gas liefert keinen Beitrag zur Simulation. Das beste Modell weist auf eine Temperatur von 40 K in der Hülle hin und vereint dort etwa 94 % der Masse. Die restlichen 6 % verbleiben für das etwa 150 K warme und aktivere Gas (Geschwindigkeiten v_{turb} zwischen 4.5 und 29 km s^{-1}), welches durch die Schockfronten im Ausfluss und durch UV-Strahlung angeregt ist. Jaffe et al. fand bereits 1989 Anzeichen für eine warme Komponente mit $55 M_{\odot} (D/1.7 \text{ kpc})^2$ was sehr gut mit dem Wert in Tabelle 3.7 übereinstimmt. Die viel massivere kalte Gaskomponente wurde dort jedoch nur indirekt in Absorption von CO $J=7 \rightarrow 6$ gegen die warme Komponente untersucht. In dem hier gerechneten Modell lassen sich die Eigenschaften dieser Hüllkomponente viel genauer eingrenzen, da die C^{18}O und $^{13}\text{CO } J=1 \rightarrow 0$ Übergänge praktisch optisch dünn sind ($\tau \sim 0.1$ resp. 0.8). Die Position des Scheitelpunktes der Kühlkurve bei $J_{\text{up}} \sim 12$ (vgl. Abb. 3.10) folgt aus der zunehmenden kritischen Dichte, welche ab lokalen Klumpendichten von etwa $3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ zur subthermischen Anregung der high- J Übergänge führt. Boreiko & Betz (1991) beobachteten CO und $^{13}\text{CO } 9 \rightarrow 8$ mit vergleichbarer räumlicher Auflösung vom Kuiper Airborne Observatory (KAO). Die Linienflüsse sind in Abb. 3.10 bei DR21 C eingetragen. $^{13}\text{CO } 9 \rightarrow 8$ stimmt gut mit den $^{13}\text{CO } 6 \rightarrow 5$ -Daten überein, jedoch ist CO $J=9 \rightarrow 8$ sogar schwächer als die CO $J=7 \rightarrow 6$ Emission. Möglicherweise ist die CO Rotationskurve im Bereich des Maximums flacher als das Modell vorhersagt. Dies wäre nur mit einer nicht-homogenen Dichte- und Temperaturstruktur nachvollziehbar.

Die alleinige Anregung durch Schocks wurde von Lane et al. (1990) untersucht, indem eine obere Grenze für CO $J=22 \rightarrow 21$ auf $2 \cdot 10^{-4} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ bestimmt wurde (für einen $44'' .8$ Beam). Auch nach Korrektur des Beamfüllfaktors ist dieses Limit noch hoch im Vergleich zur höchsten hier betrachteten CO $17 \rightarrow 16$ -Intensität. Mit dem Strahlungstransportmodell wurde deshalb CO $J=22 \rightarrow 21$ berechnet. Das Ergebnis, $2 \cdot 10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, liegt noch deutlich unter der beobachteten Grenze und könnte erklären, warum keine Detektion möglich war. Dennoch ist dies kein *Beweis*, dass nicht doch zumindest kleine Gasmengen mit $> 200 \text{ K}$ in DR 21 vorhanden sind.

Schocks als Ursache der H_2 Rotations- und Rotations-Vibrations-Übergänge im DR 21 Ausfluss wurden von Wright et al. (1997) anhand von ISO/SWS-Messungen diskutiert. Sie fanden, dass das molekulare Gas an einer Ost- und Westposition ($30''$ und $60''$ von der H II-Region entfernt) von zwei Komponenten stammen könnte, die wärmer als $T_1 = 640 \text{ K}$ und $T_2 = 1650 \text{ K}$ sein sollten und wahrscheinlich in einem Schock und durch UV-Strahlung angeregt wurden. Um zu Testen, wieviel Masse dieses heiße Gas

im Modell benötigt, wurde ein spezielles heißes Modell mit einem Temperaturgradient von T_2 (innen) nach T_1 (außen) erzeugt und an die high- J CO Linienemission angefügt. Bei einer konstanten Dichte $4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ und einem Volumenfüllfaktor 0.8 % kann die CO Emission reproduziert werden. Jedoch ist die Masse in diesem Modell mit $\sim 2 M_\odot$ fast verschwindend gering und kann damit kaum die gleichfalls starke $^{13}\text{CO } J = 6 \rightarrow 5$ -Emission erklären. Bei höheren Dichten wäre die Masse noch geringer.

3.4.2.1.2 DR 21 E: Die Ostseite der DR 21 H II-Region liegt bereits neben dem molekularen Ridge und wird durch Gas gespeist, welches ursprünglich aus dem Ridge stammt. Ohne die Masse des kalten Gases liegen die verbleibenden $\sim 240 M_\odot$ bei einer mittleren Temperatur von 62 K. Die Spitzer/IRAC Karten deuten an, dass ein Teil des Gases hier wie ein *Blister* (Israel 1978) ungehindert expandiert und im Gegensatz zur Westseite nicht durch die dichte Wolke abgebremst wird. Rund 20 % der Gasmasse ist auf etwa 90 K aufgeheizt und wurde auf Geschwindigkeiten bis zu $v = 32 \text{ km s}^{-1}$ beschleunigt. Da das Strahlungstransportmodell nicht für Ausflussgeometrien konzipiert wurde, wurde ein Gradient der Turbulenzgeschwindigkeit implementiert, der von 32 auf 5 km s^{-1} sinkt und so das Geschwindigkeitsfeld im Ausfluss simuliert. Die Asymmetrie der CO Linienprofile hier passt zu einer Expansionsbewegung der Hülle mit $\sim 0.7 \text{ km s}^{-1}$. Da die high- J CO Emission einen steilen Abfall zeigt, wurde die lokale Dichte niedriger als $n(\text{H}_2) = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ gehalten.

3.4.2.1.3 DR 21 W: Einige Parameter des Strahlungstransportmodells von DR 21 W sind ähnlich zu denen von Position DR 21 E: Das Gas ist mit mittleren $> 50 \text{ K}$ wärmer als im Ridge und die Dichte liegt unterhalb 10^5 cm^{-3} . Das warme Gas mit $\sim 120 \text{ K}$ trägt nur rund 3.5 % der $\sim 430 M_\odot$ Gesamtmasse. Auch bewirkt das turbulente Geschwindigkeitsfeld von 30 bis 11 km s^{-1} eine starke Flügelemission. Die CO Linien sind nur schwach selbstabsorbiert, obwohl die Opazität im Linienzentrum hoch ist. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, dass die Wolkenoberfläche durch den Sterncluster nahe DR 21 C von außen bestrahlt wird. Deshalb hat das Modell einen positiven Temperaturgradienten von 44 K innen auf 55 K an der Oberfläche der Hülle.

3.4.2.1.4 DR 21 (OH): An der Position DR 21 (OH) dominiert das kalte Gas aus dem Ridge mit Temperaturen unter 30 K ein rund $0.7 \times 0.7 \text{ pc}^2$ großes Gebiet. Die hier z. B. von Mangum et al. (1992) nachgewiesenen eingebetteten Kerne (bei wahrscheinlich leicht verschiedenen systemischen Relativgeschwindigkeiten) werden im Modellszenario zu einem einzelnen Wolkenkern mit 0.2 pc Radius vereinfacht. Da auch hier signifikante mid- und high- J CO Emission gefunden wurde, ist dies ein klares Indiz für die Existenz von warmen, dichten Gas. Allerdings ist nur rund 2 % (bzw. $34 M_\odot$) auf $\sim 100 \text{ K}$ geheizt und liegt dabei bei Dichten von mindestens 10^6 cm^{-3} . Es wurden in DR 21 (OH) noch keine Anzeichen auf einen entwickelten Ausfluss nachgewiesen, aber Garden et al. (1986); Richardson et al. (1994); Davis et al. (2007) fanden Hinweise auf sehr junge Ausflüsse in der Umgebung. Im Modell ist etwa die Hälfte des warmen Gases bei Relativgeschwindigkeiten zwischen $5 < v_{\text{turb}} < 32 \text{ km s}^{-1}$ und damit verantwortlich für die breiten Linienflügel. Das ins blaue verschobene Linienmaximum ist

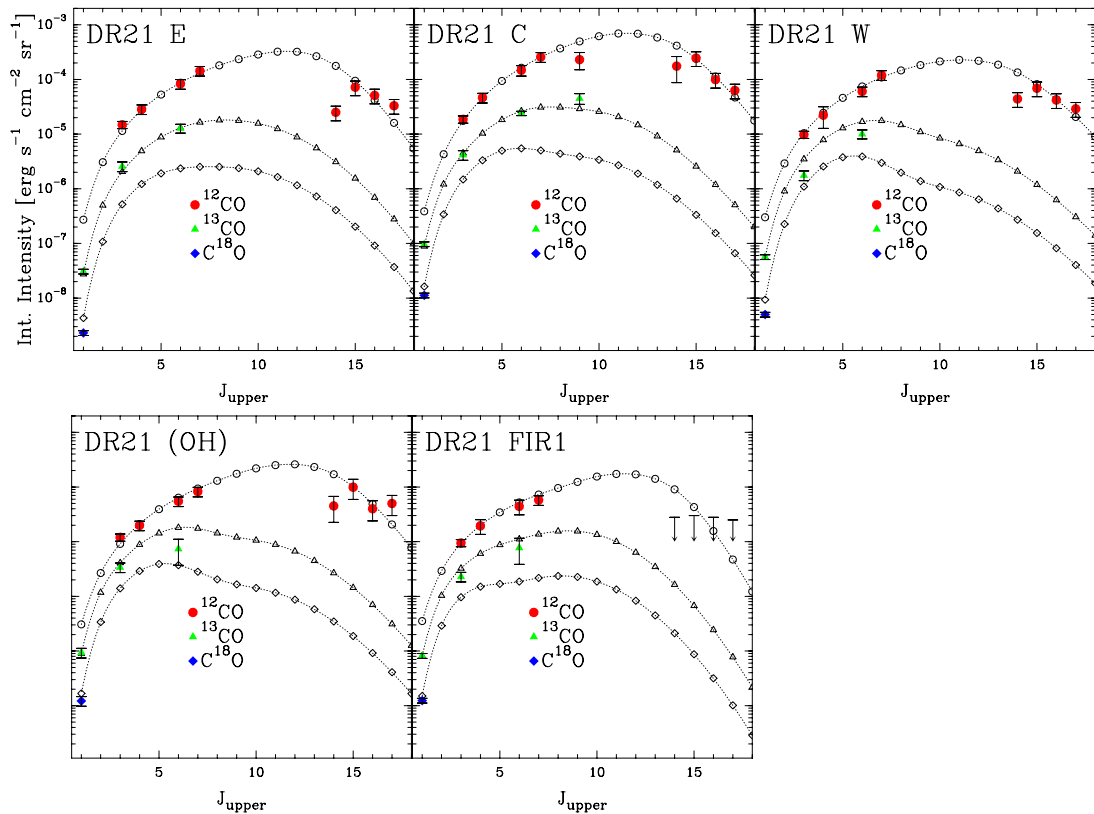


Abbildung 3.10: Kühlkurven der Linienflüsse von CO, ¹³CO und C¹⁸O der besten Modelle (offene Symbole). Die beobachteten Intensitäten (Tabellen 3.3 und 3.5) sind als ausgefüllte Symbole markiert. An Position DR 21 C sind zusätzlich zwei Werte für CO und ¹³CO $J = 9 \rightarrow 8$ von Boreiko & Betz (1991) eingetragen. Da keine *fully-sampled* ¹³CO $6 \rightarrow 5$ Daten an den nördlichen Positionen DR 21 (OH) und DR 21 FIR1 verfügbar sind, wurden größere Fehlerbalken verwendet. Die high- J CO-Linien für DR 21 FIR1 sind Obergrenzen.

verträglich mit einer Kollapsgeschwindigkeit von $1.0 - 1.5 \text{ km s}^{-1}$ innerhalb der Hülle.

3.4.2.1.5 DR 21 FIR1: Die nördliche FIR-Region besteht aus mindestens drei Quellen. Nicht weit neben FIR1 liegt FIR2 teilweise innerhalb des $80''$ -Beams und überlagert deshalb zum Teil die Emission von FIR1. Zwar würde das Modell beim gegebenen Radius $r \leq 0.5 \text{ pc}$ ebenfalls mit der benachbarten FIR2 überlappen, den Beam füllt es dennoch nicht aus. Da high- J CO nicht detektiert wurde, kann die Temperatur nur $\leq 82 \text{ K}$ sein. Zusammen mit dem CO $7 \rightarrow 6$ -Fluss ist die untere Temperaturgrenze für das warme Gas $T > 50 \text{ K}$. Unterhalb von 50 K würde der Übergang in die subthermische Emission bereits unter $J_{\text{up}} = 9$ beginnen. Die relativ schwach ausgeprägte Selbstabsorption in den low- J CO-Linien ist wahrscheinlich auf das mäßig warme Gas (bis 40 K) in den oberflächennahen Schichten zurückzuführen.

3.4.2.2 Linienmodellierung: [C I] und CS

Die primär für CO (und Isotopomere) erstellten Modelle lassen sich auf andere Spezies anwenden. Die einfachste Annahme ist, dass Spezies wie [C I] und CS gleichermaßen wie CO im molekularen Gas vorkommen und sich nur durch eine andere Häufigkeit unterscheiden.

Für die beiden genannten Spezies ergeben sich außerordentlich gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Die Linienprofile sind ebenfalls in Abb. 3.6 dargestellt. CS $7 \rightarrow 6$ ist erst ab genügend hohen H_2 Dichten und Temperaturen anregbar. Deshalb zeigt sich CS Emission nur in den dichten Regionen DR21 C und (OH). Im einzig variablen Freiheitsgrad, der Häufigkeit, bestätigt sich der Wert $X(\text{CS})=4 \cdot 10^{-9}$ von Hatchell et al. (1998). Der von Shirley et al. (2003) in der Region gefundene Bereich von $1 \cdot 10^{-10}$ bis $2.3 \cdot 10^{-10}$ liegt klar zu niedrig.

Interessanterweise lässt sich die Variation der Kohlenstoffhäufigkeit aus Abschnitt 3.4.1 hier nicht bestätigen. Statt dessen ergibt der Wert $X(\text{C I})=1 \cdot 10^{-5}$ an *allen* fünf Positionen gute Ergebnisse. Die Anregungstemperatur aus Abschnitt 3.4.1.1 (s. Tabelle 3.6) liegt jeweils zwischen den aus dem Strahlungstransportmodell bestimmten Werten für die beiden Komponenten.

3.4.2.3 Volumenfüllfaktoren und Massen

Der Volumenfüllfaktor ϕ_v , definiert als „das Verhältnis des Volumens des molekularen Gases zum Gesamtvolumen der Wolke“, ist einer der Freiheitsgrade, welcher die Klumpendichte des Modells *lokal* beeinflusst, ohne dass sich dabei dessen mittlere Dichte bzw. dessen Gesamtmasse verändert ($\langle n_W \rangle = n_{\text{KI}} \cdot \phi_v$). Ein typischer Wert für ϕ_v liegt zwischen 1 % bis 8 % (Reihe 5 in Tabelle 3.7), d. h. ein Klumpen ist etwa 10- bis 100-fach dichter als die gesamte Wolke.

Bei DR21 C passt ϕ_v gut zu den Beobachtungen des $7 \rightarrow 6$ -Übergangs von CS, da dieser erst ab Dichten von einigen 10^6 cm^{-3} thermisch angeregt wird: Mit der hohen H_2 -Säulendichte (bis $2 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, Tabelle 3.4) ergibt sich ein *Säulendichte-zu-Volumendichte-Verhältnis* von 0.006 pc, welches als physikalische Länge entlang des Sehstrahls verstanden werden kann. Da die sichtbare Ausdehnung der Quelle in CS etwa ~ 0.69 pc beträgt (nach Entfaltung des Beams) liegt die Vermutung nahe, dass die Quelle entlang des Sehstrahls eine ähnliche Ausdehnung haben dürfte. Aus der obigen Länge ergibt sich somit ein Volumenverhältnis von ~ 0.01 . Daher ist es sehr wahrscheinlich, dass das Medium in kleine, dichte Gasklumpen fragmentiert ist. Ebenfalls wird ein hoher Grad an kleinskaliger, räumlicher und kinetischer Struktur benötigt, um Anomalien in Hyper-Feinstrukturlinien von Ammoniak-Messungen in DR 21 (Stutzki 1985) zu erklären. Auch bestätigt die CS $5 \rightarrow 4$ -Studie von Shirley et al. (2003) an einem Samples von massiven Sternentstehungsregionen niedrige ϕ_v . Der dort gefundene Medianwert von 0.14 liegt allerdings eine Größenordnung über den Ergebnissen der Regionen DR 21 und DR 21 (OH).

Die gesamte Masse aller fünf Positionen beträgt $4.2 \cdot 10^3 M_\odot$ und verteilt sich hauptsächlich zu etwa gleichen Teilen auf DR 21 C und DR 21 (OH) (jeweils $\sim 1.4 \cdot 10^3 M_\odot$). Im direkten Vergleich zu den Massen, welche aus den Staubmessungen abgeleitet wurden (siehe Tabelle 3.4), liegen die Massen der Modelle, mit Ausnahme

von DR 21 (OH), um das 1.6 – 1.8-fache höher. Um nun die Massen mit Literaturwerten vergleichen zu können, wurden die Massen in Tabelle 3.7 mit dem Quadrat der Entfernung skaliert, da die Säulendichten direkt aus beobachteten Linienintensitäten berechnet werden und damit entfernungsunabhängige Größen sind. Der Ansatz ist vernünftig, solange der Strahlungstransport nur lokal betrachtet wird, wie es bei LTE oder Escape Probability Methoden der Fall ist und nicht von der Gesamtgasmasse abhängt. Bei selbstkonsistenten Strahlungstransportmodellen ist dies nicht mehr ganz richtig, weshalb die einfache Masse-Entfernungs-Relation zu Fehlern führen könnte¹³. Shirley et al. schätzte für DR 21 und DR 21 (OH) Virialmassen¹⁴ zu $561 M_{\odot}(D/1.7 \text{ kpc})$ bzw. $714 M_{\odot}(D/1.7 \text{ kpc})$ ab. Diese Abschätzungen sind niedriger als die Massen aus Tabelle 3.7 (Spalte 7), aber diese wurden über einen viel kleineren Radius von lediglich $0.17 \text{ pc}(D/1.7 \text{ kpc})$ gemittelt, während die Radien hier bis 0.7 pc abdecken. Ossenkopf et al. (2001) ermittelte aus älteren DR21 CS-Daten in einer Strahlungstransportrechnung eine Masse von $578 M_{\odot}(D/1.7 \text{ kpc})^2$ bei einer über die Wolke gemittelten Dichte von $1.6 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Die Autoren wählten einen äußeren Radius von $1.0 \text{ pc}(D/1.7 \text{ kpc})$, weshalb die niedrige Dichte zustande kommt. Ein Teil der Diskrepanz ist wahrscheinlich dem in $D = 3 \text{ kpc}$ Entfernung größeren Wolkendurchmesser zuzuschreiben. Nach den oben geschilderten Argumenten ist die Umrechnung der Masse auf 1.7 kpc fehlerbehaftet.

Die Masse von DR 21 (OH) entspricht einer mittleren Säulendichte von $\sim 5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. Der Wert $5.7 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ von Richardson et al. (1994) aus $1100 \mu\text{m}$ Kontinuumsdaten und der Wert aus der Fern-IR Staubemission in Tabelle 3.4 liegen beide um einen Faktor 5 – 10 höher. Ein flacherer Spektralindex β könnte eine Erklärung liefern, weshalb Staub- und Linienbeobachtungen hier zu unterschiedlichen Schlussfolgerungen gelangen. Eine große Unsicherheit ist auch in der Literatur anzutreffen. Für DR 21 (OH) wird der Bereich zwischen 1.0 (Vallée & Fiege 2006) und 2.0 (Chandler et al. 1993) diskutiert. Liegt der Wert für β deutlich unter dem hier verwendeten 1.5, so hat dies Auswirkungen auf das abgeleitete A_v . Bei $\beta = 1.25$ fällt die Säulendichte auf ein Viertel des alten Wertes für $\beta = 1.5$ ab. Im Rahmen der Genauigkeit stimmt die Säulendichte dann mit der aus der CO-Linienmodellierung hergeleiteten überein.

Eine andere Erklärung der Diskrepanz könnte *Depletion*¹⁵ sein. Einige Autoren (siehe z. B. Vallée & Fiege 2006, und weitere Referenzen dort) verwenden Depletionfaktoren von 10 oder höher für Molekülwolken mit Sternentstehung ($X(\text{CO})=2.5 \cdot 10^{-6}$ bei DR 21 (OH)).

Jørgensen et al. (2004b) untersuchten Depletion (in massearmen Sternentstehungsregionen) für den Bereich niedriger Temperaturen ($T < 30 \text{ K}$) und hoher Dichten ($n > 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}$). Die Autoren setzten die Häufigkeit in einer Zone, innerhalb der diese Bedingungen erfüllt waren, um den Faktor 10 herab. Die Bedingungen in der Hülle des DR 21 (OH)-Modells würden mit dem Temperatur- und Dichtebereich gut übereinstimmen und die Säulendichtediskrepanz wäre (bei 10-fach weniger CO) verschwun-

¹³Beim Vergleich der Werte in Tabelle 3.7 mit Literaturwerten für $D > 1.7 \text{ pc}$, würde die $(D/1.7 \text{ kpc})^2$ -Korrektur zu systematisch zu hohen Massen führen.

¹⁴Virialmasse – Masse eines homogenen Klumpen im Virialgleichgewicht mit $M_{\text{vir}} = \frac{3\Delta v^2}{8\ln 2} \frac{R}{G} \sqrt{2\pi/\ln 2}$ mit der Halbwertsbreite Δv der Geschwindigkeitsverteilung und dem Radius R (Stutzki & Güsten 1990).

¹⁵CO Depletion steht für *Abreicherung* oder *Verarmung* der CO-Moleküle in der Gasphase. Depletion tritt z. B. auf, wenn CO auf Staubkornoberflächen ausfriert. Die H_2 -Molekülhäufigkeit bleibt dabei konstant.

den. Andererseits erlaubt die CO-Linienanalyse keine direkten Schlüsse auf Depletion, weshalb der Ansatz hier nicht weiter vertieft werden soll.

3.4.2.4 Limitierungen der Fitmethode

Wie bereits angemerkt ist die genaue Bestimmung des äußeren Modellradius, und damit auch der Gesamtmasse, nicht sehr präzise. Mit einer kleinen Anhebung des Radius kann sich die Masse (auf das größere Volumen bezogen) schnell verdoppeln. Bei DR 21 C und bei DR 21 (OH) können die Radien nicht viel kleiner als 0.6 pc sein, da sie sonst im Widerspruch zu den ^{13}CO und $\text{C}^{18}\text{O } 1\rightarrow 0$ -Beobachtungen stehen.

Anzeichen eines systematischen Effekts bei den Säulendichten zeigen sich bei den beobachteten Peaktemperaturen der $\text{C}^{18}\text{O } 1\rightarrow 0$ -Linie, welche in allen Fällen schwächer als die Modellvorhersage ist (siehe Abb. 3.6), während die $^{13}\text{CO } 1\rightarrow 0$ -Linie gut übereinstimmt. Dies ist entweder das Ergebnis einer zu ungenauen Modellierung der Dichte- und Temperaturbedingungen in der Molekülwolke oder die ad-hoc angesetzte Häufigkeit für CO, ^{13}CO oder C^{18}O ist nicht korrekt.

Die Modelle überschätzen die $^{13}\text{CO } 3\rightarrow 2$ Peaktemperaturen. Außer bei DR 21 E ist dieser Übergang optisch dick ($\tau > 2$) und spiegelt primär die kinetische Temperatur des Gases in der massiven Hülle wieder. Da ebenso die CO $3\rightarrow 2 - 7\rightarrow 6$ Linien in der modellierten Hülle optisch dick werden, werden die Helligkeitstemperaturen dieser mid- J Linien im selbstabsorbierten Linienzentrum vom gleichen Material bestimmt. Die sehr tief einschneidende, im Linienzentrum nur noch etwa 5 K starke, CO $7\rightarrow 6$ von Jaffe et al. (1989) von DR 21 deuten auf sehr kaltes Gas im Vordergrund von unter < 20 K hin. Dies kann mit den hier gezeigten Daten jedoch nicht nachvollzogen werden, da selbst die ungeglätteten $7\rightarrow 6$ -Daten keinen so tiefen Dip aufweisen (sichtbar in der Kanalkarte). Zudem wäre dies nur möglich, wenn die Hülle außen noch von einer kälteren Schicht umgeben wäre. Wenn die Selbstabsorption durch den Error-Beam von KOSMA *ausgewaschen* würde, dann müsste sich das kalte Gas auf die direkte Umgebung der Quelle konzentrieren, weil es sonst auch an den Error-Beam koppeln würde.

Da sich die kalte und die warme Komponente sicher zum Teil durchmischen, anstatt sich wie im Modell klar auf zwei verschachtelte Schalen zu verteilen, wurde besonders Wert auf eine qualitative Beschreibung der Komponenten gelegt und sollte nicht zu wörtlich als geometrisches korrektes Modell der wahren Wolkenstruktur angesehen werden. Die Modelle demonstrieren immerhin, dass mit den sehr einfachen Annahmen einer kugelsymmetrischen Wolke hinreichend gute Abschätzungen der physikalischen Eigenschaften wie Massen, Dichten, Temperaturen bis hin zu Füllfaktoren durchaus möglich sind.

Tabelle 3.8: Aufsummierte Kühlintensitäten von CO, [C I], [C II] und [O I]. Bei CO wurden über die unteren 20 Übergänge der Strahlungs-transportmodelle integriert. Bei C I und O I wurden beide Feinstrukturlinien addiert. Die Einheiten sind in $10^{-4} \text{ ergs}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Die geklammerten Werte geben die relativen Beiträge zur gesamten integrierten Linienkühlintensität I_{tot} an. Die Kühleffizienz ϵ_{tot} ist gegeben durch $I_{\text{tot}}/I_{\text{IR}}$. Die Literaturvergleichsgröße ϵ' wird aus $(I_{[\text{C II}]} + I_{[\text{O I}]})/I_{\text{IR}}$ berechnet. Die Stärke des UV-Feldes in G_0 wird in der vorletzten Reihe angegeben. G_0/n ist eine wichtige Vergleichsgröße zu ϵ' .

	DR 21 E	DR 21 C	DR 21 W	DR 21 (OH)	DR 21 FIR I
$I_{\text{CO}} (= \sum \text{CO}_{1 \leq J_u \leq 20})$	24.1 (28.8 %)	51.3 (44.4 %)	18.7 (53.7 %)	20.0 (75.9 %)	13.4 (68.7 %)
$I_{[\text{C I}]} (= \sum [\text{C I}])$	0.22 (0.3 %)	0.45 (0.4 %)	0.23 (0.7 %)	0.25 (0.9 %)	0.27 (1.4 %)
$I_{[\text{O I}]} (= \sum [\text{O I}])$	51.1 (61.1 %)	55.6 (48.2 %)	11.2 (32.1 %)	3.78 (14.4 %)	2.23 (11.4 %)
$I_{[\text{C II}]}$	8.2 (9.8 %)	8.1 (7.0 %)	4.7 (13.5 %)	2.3 (8.8 %)	3.6 (18.5 %)
I_{tot}	83.62 (100 %)	115.45 (100 %)	34.83 (100 %)	26.33 (100 %)	< 19.5 (100 %)
I_{IR}	5500	33900	1810	12700	3680
ϵ_{tot} [%]	1.5	0.34	1.9	0.21	0.52
$I_{[\text{C II}]+[\text{O I}]} ([\text{C II}]+[\text{O I}]_{63 \mu\text{m}})$	56.4	57.5	14.8	5.24	5.38
ϵ' [%]	1.0	0.17	0.82	0.04	0.15
$G_0 [10^3]$	2.2	13	0.71	5.0	1.44
G_0/n	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$1.18 \cdot 10^{-2}$	$5.9 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-3}$

3.4.3 Sauerstoff und Stickstoff

Als im Abschnitt 3.3.3.2 die high- J CO-Linien und [C II] diskutiert wurden, wurden die anderen ISO-Linien aufgespart. [O I] (63 und 145 μm) (s. Tabelle 3.5) sind zwei weitere wichtige Linien des atomaren Sauerstoffs aus dem molekularen und atomaren Gas. Deren relative Stärke und Beiträge zur Kühlung der Molekülwolke hängen von der Temperatur und Dichte der Region ab aus der die Linien emittiert werden: Bei niedrigen Temperaturen dominieren die Rotationsübergänge von CO im mm- und Sub-mm-Bereich die Kühlwirkung im molekularen und atomaren Gas. Ab $T \sim 150$ K treten zunehmend auch Rotationslinien von OH, H₂O, H₂ und die Feinstrukturlinie von [O I] bei 63 μm auf. Letztere Linie und die atomaren und ionischen Feinstrukturlinien [C II] und [C I] sind wichtige Diagnoselinien von PDRen.

Aufgrund der Nähe zur H II-Region von DR 21 werden auch die Linien des zweifach ionisierten Sauerstoffs [O III] und des einfach ionisierten Stickstoffs erwartet. Mit Hilfe dieser Linien kann der Teil der [C II]-Emission, welcher nicht aus dem molekularen und atomaren Gas stammt, abgeschätzt werden. Aus diesem Grund sind diese Linien auch in der Tabelle aufgeführt.

3.4.3.1 ISO/LWS Fern-IR Linien: [O I]

Da die Positionen DR21 E, C & W entlang der Ausflussachse liegen, lässt sich die Emission der beiden Seiten mit der Zentralposition vergleichen. Die [O I]-Emission bei 63 μm erstreckt sich nach Osten mit fast gleicher Stärke wie in Richtung Zentrum und nimmt rapide nach Westen hin ab (siehe auch Lane et al. 1990). [O I] wird sehr schnell optisch dick und tatsächlich fand Poglitsch et al. (1996) in einem der wenigen bislang gemessenen hochaufgelösten [O I]-Spektren tiefe Selbstabsorption in DR 21.

Da das A_V nach Osten hin abnimmt, muss das Gas, in welchem O I bei 63 μm zur Emission angeregt wird, eine eigene, warme Komponente sein. [O I] bei 145 μm hat dagegen eine viel schwächer ausgeprägte Ost-West-Asymmetrie und hat das Maximum bei DR 21 C. Dieser Übergang ist optisch dünn und deshalb ist auch keine Selbstabsorption zu erwarten.

Auch wenn es zunächst im Widerspruch zur Annahme von optisch dünner Emission steht, kann bei thermalisierter Emission formal eine Anregungstemperatur nach $T_{\text{ex}} = 227.7 \text{ K} / \ln(2.83 / (12.22 \cdot R_{[\text{O I}]}))$ (Gleichung (C.14)) berechnet werden, wobei $R_{[\text{O I}]}$ das Linienverhältnis von [O I] 145/63 μm ist (siehe Tabelle 3.5). Das beobachtete Verhältnis zwischen 0.06–0.12 ergibt Temperaturen von 170 bis 370 K. Dies ist als strikte *obere* Grenze anzusehen, da $R_{[\text{O I}]}$ für optisch dicke Emission kleiner werden muss¹⁶. Das [O I]-Verhältnis bei DR 21 (OH), $R_{[\text{O I}]} = 0.29$, bedarf einer Temperatur von unterhalb 100 K. Bei DR 21 FIR1 sind die [O I]-Linien noch einmal deutlich schwächer und der Fehler von $R_{[\text{O I}]}$ wird zu groß, um eine sichere Abschätzung geben zu können.

¹⁶Zunehmende optische Tiefe und Selbstabsorption bewirken beim Strahlungstransport durch die gleiche Menge an Gas eine Verminderung der messbaren Linienintensität.

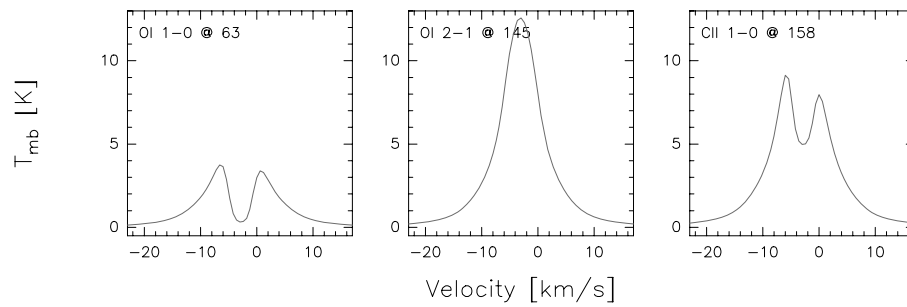


Abbildung 3.11: Simulation der [C II]- und [O I]-Linienprofile an der Position DR 21 C. Die Häufigkeit von C II und O I wurde solange variiert, bis die integrierten Intensitäten der ISO/LWS-Daten erreicht wurde.

3.4.3.2 ISO/LWS Fern-IR Linien: [O III] und [N II]

Wie erwartet sind im ionisierten Gas die ionisierten Linien von O III an der Position der H II-Region (DR21 C) stark und nehmen zu den Seiten hin ab. Das Verhältnis [O III] 88/52 μm erweist sich als gutes Maß für Elektronendichten im Bereich von $10^2 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$, da es gleichzeitig nur schwach auf Häufigkeits- und Temperaturänderungen reagiert (Rubin et al. 1994). Bei DR21 C deutet das Verhältnis von 0.4 eine Elektronendichte von $\langle N_e \rangle \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ an. Im Osten erreicht $R_{[\text{O III}]}$ = 0.8 und bedeutet, dass die H II-Region sich auf diese Seite weiter ausdehnt als nach Westen, wo mehr als 1.4 gefunden wird. Eine Elektronendichte unter $\langle N_e \rangle < 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ist konsistent mit dem beobachteten [O III]-Verhältnis bei DR21 (OH) und gilt als niedriger Ionisationsgrad. Da bislang keine H II-Region in dieser Region bekannt ist (vgl. mit den VLA 6-cm Kontinuumsdaten von Palmer et al. (2004)) überrascht die gefundene [O III]-Emission etwas und wirft die Frage auf, ob [O III] bereits vor der sichtbaren Ausbildung einer H II-Region ansteigt oder schlicht und einfach nur aus dem difusen Gas stammt.

Das [O III] Verhältnis $> 3 \pm 1.3$ bei DR 21 FIR1 liegt außerhalb des Modells von Rubin et al.. Der Ionisierungsgrad bzw. $\langle N_e \rangle$ ist dementsprechend sehr niedrig.

[N II] 122 μm konnte nur an der E und W Position nachgewiesen werden, allerdings sind die Daten innerhalb eines 3σ -Fehlers mit einem auf DR 21 C zentrierten Emissionsmaximum konsistent. Der Anteil von [C II] aus der H II-Region kann abgeschätzt werden, wenn das Intensitätsverhältnis von [C II] zu [N II] betrachtet wird. So ergibt das galaktische Häufigkeitsverhältnis C/N in dichten H II-Regionen den Wert [C II]/[N II]=1.1 (siehe Kramer et al. 2005, und weitere Literaturangaben dort). In DR 21 wurden Verhältnisse zwischen 11–19 beobachtet, d. h. weniger als 10% der [C II]-Emission sollten aus dem ionisierten Gas stammen.

3.4.3.3 Linienmodellierung: [O I] und [C II]

Eins vorneweg: Die Bestimmung von Häufigkeiten von O I und C II ist wegen der stark variierenden Anregungsbedingungen sehr schwierig. Für den Fall, dass chemische und physikalische Prozesse die beiden Spezies an das dichte molekulare Gas koppeln, kann die Linienstrahlung analog zu [C I] und CS wie in Abschnitt 3.4.2.2 behandelt werden. Dazu wird die Häufigkeit variiert, bis die gemessene mit den modellierten (hier inte-

grierten) Linienintensität übereinstimmt. Bei DR 21 C beträgt die gefundene Häufigkeit $6 \cdot 10^{-5}$ für O I bzw. $2.5 \cdot 10^{-4}$ für C II. Sowohl für die C II- als auch die O I $63 \mu\text{m}$ -Linie ist die Opazität im Linienzentrum etwa $\tau \sim 9$ und die modellierten Linienprofile zeigen Selbstabsorption (siehe Abb. 3.11). Aufgrund der Energien im 3-Niveausystem von O I verschluckt die Absorption durch den unteren Übergang praktisch die gesamte Emission im Linienzentrum und lässt das Vorhandensein von warmen Gas nur in den Linienflügeln erahnen. Der $145 \mu\text{m}$ -Übergang ($\tau \sim 0.5$) ist hiervon nicht betroffen und eignet sich daher als besseres Maß der Häufigkeit. Im Unterschied zu [O I] hat C II nur einen Übergang, welcher in den modellierten Spektren ebenfalls Absorption zeigt und daher weniger genaue Vorhersagen zur Häufigkeit erlaubt. Bei DR 21 (OH) ist die Häufigkeit $X(\text{O I}) \sim 1.2 \cdot 10^{-5}$ bzw. $X(\text{C II}) = 9 \cdot 10^{-5}$. Die gefundene Variation über alle fünf Positionen beträgt bei O I $1 - 6 \cdot 10^{-5}$ und $1 - 4 \cdot 10^{-4}$ bei C II.

Verglichen mit der LTE-Abschätzung aus Abschnitt 3.4.1 ist die hier gefundene Menge an ionisierten Kohlenstoff um einen Faktor 13 – 160 größer. Da C^+ im molekularen Gas mit Elektronen zu C^0 rekombiniert, ist es eher unwahrscheinlich, dass sich diese Menge an C II im kalten Gas *versteckt* halten kann (d. h. keine Emission aussendet). Daher dürften die Häufigkeiten obere Grenzwerte sein. Für eine genauere Analyse ist die Verwendung eines chemischen Netzwerks zur Berechnung der Reaktionen unvermeidlich. Diese sagen beispielsweise, wie in Kapitel 6 gezeigt wird, innerhalb einer PDR eine viel geringere Variation der O I-Häufigkeit voraus als bei C II.

3.5 Effizienz der Linienkühlung

Die Bedeutung der Linienintensitäten untereinander, und zum Fern-IR Kontinuum, wird deutlich, sobald die Heiz- und Kühlprozesse in der Molekülwolke betrachtet werden. Tabelle 3.8 listet dazu die Kühlintensitäten an den ISO-Positionen DR 21 E, C, W, OH und FIR1. Die Gesamtkühlintensität I_{tot} wird aus der Summe der gemessenen Linien CO, [C I], [C II] und [O I] bestimmt. Sie ist bei DR 21 C am stärksten und fällt bei DR 21 FIR1 auf weniger als 15 % ab. Die einzelnen Beiträge zu I_{tot} variieren stark mit der Position. Den stärksten Gaskühlbeitrag bei DR 21 E und C liefert [O I], während CO bei DR 21 W, DR 21 (OH) und DR 21 FIR1 mehr als 50 % stark ist. CO hat einen Anteil an I_{tot} von etwa 26 % bei DR 21 E und 76 % bei DR 21 (OH). [C II] dagegen variiert nur zwischen 7 % und 21 % (DR 21 C bzw. FIR1). Kaum Signifikanz zeigen die [C I]-Feinstrukturlinien, welche weniger als 2 % ausmachen. Das Verhältnis CO zu [C I], ein PDR-Indikator, ist mit 114 bei DR 21 C am höchsten und fällt bei DR 21 FIR1 auf unter 50.

Da gerade das Staubkontinuum beträchtlich zur Kühlung der Wolke beiträgt, betrachtet man die Gaskühleffizienz ϵ_{tot} , welche indirekt angibt, welcher Bruchteil der FUV-Energie direkt das Gas heizt. ϵ_{tot} zeigt in DR 21 eine Variation um etwa eine Größenordnung: Von 0.2 % bei DR 21 (OH) und bis zu 1.5 – 2 % an den Ausflusspositionen DR 21 E und DR 21, W. Tabelle 3.8 zeigt zudem die Effizienz ϵ' , welche lediglich [C II] und [O I] bei $63 \mu\text{m}$ berücksichtigt und CO ignoriert. Dieses Maß wird in der Literatur oft verwendet und zeigt für DR 21 Werte zwischen 0.04 % bei (OH) und 1 % bei DR 21 E. Vastel et al. (2001) finden typische Werte zwischen 0.2 – 0.4 % in galaktischen Sternentstehungsregionen. Der *Orion Bar* sticht mit 1.1 % deutlich her-

aus, aber auch nach unten gibt es Extreme, z. B. W49N mit weniger als 0.035 %. In W3 Main/IRS5 (siehe Kapitel 5) liegt ϵ' bei ~ 0.1 % und ist damit vergleichbar zu DR 21 C. Malhotra et al. (2001) maß Kühleffizienzen zwischen 0.05 und 0.3 % in einem Sample aus 60 normalen Galaxien und im Zentrum bzw. in den Spiralarmlen von M83 und M51 fanden Kramer et al. (2005) Werte zwischen 0.21 und 0.36 %.

PDR Modelle, wie z. B. die von Kaufman et al. (1999), liefern theoretische Grenzen für ϵ' zwischen 0.01 % bis 1.5 %. Ein bemerkenswerter Punkt ergibt sich aus der Modellierung, wenn die warme und die massive kalte Komponente getrennt betrachtet wird: Wird der Strahlungstransport teilweise ohne das dichte, warme Gas gerechnet, so zeigt sich, dass 80 bis 94 % der abgestrahlten Energie von CO-Linien ($J_{\text{up}} = 1 \dots 20$) aus der warmen Komponente stammt. Anders gesagt bedeutet dies, dass effektiv nur wenige Prozent der Gasmasse (bis 20 % bei DR 21 E) geheizt werden, aber dieses Gas die Kühlbilanz vollständig dominiert.

Leider bleibt auch diese Analyse unvollständig, da wichtige andere Kühllinien (wie von H_2 , H_2O , OH oder von PAH-Molekülen) unberücksichtigt geblieben sind. Gianini et al. (2001) untersuchten masseärmere Wolken und fanden, dass CO, H_2O oder OH Energie etwa zu gleichen Teilen aus der Wolke abstrahlen können, es also *keine* vorherrschende Kühlspezies existiert. In wie weit sich dies auf die massiven Sternentstehungsregionen mit den vielfach stärkeren UV-Feldern übertragen lässt, ist offen. Sicher ist, dass sich die Kühlung auf sehr viele der Linien dieser Spezies verteilen müsste, denn sonst wäre der Nachweis einfacher.

3.6 Zusammenfassung

Es wurde die erste zusammenhängende Kartierung der DR 21 & DR 21 (OH)-Region im sub-mm Wellenlängenbereich vorgestellt. Die Emission von [C I] bei 492 GHz und 809 GHz, CO 3 \rightarrow 2, 4 \rightarrow 3, 6 \rightarrow 5, sowie 7 \rightarrow 6, ^{13}CO 3 \rightarrow 2 & 6 \rightarrow 5 und CS 7 \rightarrow 6 enthüllen Beiträge von zwei verschiedenen Gaskomponenten: (i) Eine mit sehr breiter Emission von über 15 km s^{-1} in den Linienflügeln und vor allem in den mid- J CO-Übergängen und (ii) eine mit schmalen (4 bis 6 km s^{-1} breiten) Emissionslinien durch die Übergänge von ^{13}CO , [C I] und CS. Basierend auf diesen Linien und gestützt durch zusätzliche mm- und FIR-Linien vom FCRAO und von ISO konnte die Temperatur- und Dichtestruktur, sowie ein Volumenfüllfaktor an insgesamt fünf Positionen in DR 21, DR 21 (OH) und DR 21 FIR1 bestimmt werden. Dazu wurden Strahlungstransportmodelle erstellt und die modellierten Spektren mit den beobachteten verglichen.

1. Ein Zweikomponentenmodell mit einer warmen inneren Region und einer kalten Hülle liefert eine konsistente Beschreibung der beobachteten Linienstärken, sowohl für die energetisch niedrigen als auch die hochangeregten CO Linien. Es erklärt die in den optisch dichten Linien präsente Selbstabsorption.
2. Die Hauptgasmasse ist kalt mit etwa $\sim 30 \text{ K}$ und konzentriert sich entlang des Ridges auf DR 21 & DR 21 (OH). Der Raum in dieser Region wird nur zu wenigen Prozent mit dichten Klumpen der Größenordnung 10^6 cm^{-3} ausgefüllt.

3. Mit der Staubemission kann die H_2 -Säulendichte für DR 21 E, W und FIR1 auf $2 - 5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ eingegrenzt werden. Bei DR 21/DR 21 (OH) steigt sie auf über 10^{23} cm^{-3} an. Die Staubtemperatur variiert zwischen 31–43 K, was nahe an der Temperatur des kalten Gases liegt.
4. Warmes Gas (80–150 K) lässt sich an allen fünf Positionen nachweisen. Dessen Anteil an der Gesamtmasse liegt nur bei wenigen Prozent, aber es trägt den Hauptteil der CO-Linienemission (80% bis 94 % in den mid- und high- J Übergängen). Selbst die kälteste Quelle DR 21 (OH) zeigt noch klar nachweisbare high- J CO-Emission.
5. Die beobachtete CS 7→6-Emission kann mit der hoher Dichte in der Modellhülle reproduziert werden. Für DR 21 und DR 21 (OH) sind die hohen Dichten klare Hinweise auf einen niedrigen Volumenanteil.
6. Mit Unterstützung der Strahlungstransportmodelle konnten Intensitäten der wichtigsten Emissionslinien ([O I], CO, [C II] und [C I]) ermittelt werden. Diese Emission macht anteilig bis zu 2 % der insgesamt durch Gas und Staub abgestrahlten Energie der Staubstrahlung aus und trägt zur Kühlung des Gases bei. In den dichten Regionen DR 21 und DR 21 (OH) ist die Kühlung mit 0.5 % weniger effizient. Anteilig ist in DR 21 die CO- und O I-Intensität etwa gleich stark. In DR 21 (OH) dominiert die CO-Emission mit über 75 % klar. C II trägt insgesamt mit weniger als 20 % bei. C I spielt mit etwa 1.5 % für die Energiebilanz praktisch keine Rolle. Die [O I]-Emission zeigt die stärkste Varianz zwischen < 15 % bei DR 21 (OH) und FIR1 bis auf 61 % bei DR21 E.

Kapitel 4

Physikalische Eigenschaften der Molekülwolke von Onsala-1

Teile dieses Kapitels werden veröffentlicht (bzw. wurden präsentiert) unter

- H. Jakob, F. P. Israel, F. P. Helmich, and J. Stutzki, 2007, in prep.
- H. Jakob, F. P. Israel, 2004, *Astronomische Nachrichten*, Vol. 325, Supplement 1, Short Contributions Presented at the Annual Scientific Meeting of the Astronomische Gesellschaft and the Czech Astronomical Society in Prague, September 20-25, p.10

4.1 Einleitung

Spektroskopische Beobachtungen der häufigsten atomaren und molekularen Spezies im Millimeter- und Sub-Millimeterbereich liefern wertvolle Informationen über die treibenden Kräfte der Entstehung leuchtstarker Sterne und über die daraus resultierenden Phänomene. Insbesondere das massereiche Sterne umhüllende Material aus Gas und Staub spielt eine wichtige Rolle in den frühen Stadien der Sternentstehung, da es den sich gerade bildenden oder gebildeten Stern tief in sich einbettet. Die Protosterne entwickeln bereits früh Ausflüsse oder geben sehr intensive UV-Strahlung ab, welche die Hülle zunehmend zerstört und den Stern freigibt. Die Entschlüsselung der oftmals sehr komplexen Formen von Spektrallinien hilft bei der Untersuchung der stattfindenden dynamischen Prozesse.

Zur Analyse der zugrunde liegenden physikalischen Bedingungen kann die beobachtete Linienemission mit verschiedenen Strahlungstransportrechnungen modelliert werden (siehe Kapitel 2). Im hier vorgestellten Ansatz wird die Emission einer kugelsymmetrischen Wolke, bestehend aus Kern und Hülle, mit einem vollständigen Strahlungstransportmodell simuliert und die resultierenden Linienprofile mit den gemessenen Linien verglichen. Weil eine Quelle eine deutlich höhere Komplexität als ein einfaches Modell aufweist, muss eine Übereinstimmung der Linien nicht zwangsläufig

eine gute Beschreibung des Objektes ergeben. In einer Dimension lassen sich keine asymmetrischen Effekte wie Rotation, Ausflüsse, Schockfronten oder Photonen Dominierte Regionen (PDRen) hinreichend modellieren. Auch variieren die Häufigkeiten der untersuchten Spezies in einem komplexen chemischen Reaktionsnetzwerk, das durch einen oder mehrere dieser Effekten angetrieben wird, weshalb die Häufigkeiten nicht a priori festgelegt sind.

Ein idealer Kandidat zur Untersuchung ist eine einfache, möglichst isolierte Sternentstehungsregion, welche nicht durch Interaktion mit Nachbarregionen beeinflusst wird. Die meisten nahegelegenen Beispiele haben zu wenig Masse oder Leuchtkraft (siehe z. B. Jørgensen et al. (2002, 2004a)). Massivere Objekte mit Wassermaserlinienaktivität wurden von Mueller et al. (2002) und Shirley et al. (2003) zusammengetragen und untersucht. H₂O-Maser sind ein Zeichen für die frühen Entwicklungsstadien von leuchtkräftigen Regionen in denen sich massereiche Sterne bilden. Eines dieser Objekte ist Onsala 1 (im Folgenden kurz ON 1, $\alpha_{1950} = 20^{\text{h}}08^{\text{m}}09^{\text{s}}.8$, $\delta_{1950} = 31^{\circ}22'39''$, auch bekannt unter den Namen IRAS20081+3122 und G069.540-0.976). ON 1 ist ein guter Kandidat für genauere Untersuchungen, da es sich um ein isoliertes Objekt im viel größeren Komplex Cyg-MC1 West (Israel & Wootten 1983) handelt. Zwar werden in der Literatur verschiedene Entfernungen zwischen 1.3 und 6.0 kpc angegeben, aber aufgrund des Abstands von -0.98° zur galaktischen Ebene ist eine nahe Entfernung eher wahrscheinlich. Im Folgenden wird der nahe Tangentenpunkt bei ~ 1.7 kpc (Araya et al. 2002) verwendet, der in gleicher Entfernung wie der nahegelegene Cygnus-X Komplex liegt (Schneider et al. 2006). Bezogen auf diesen Abstand hat die bolometrische Leuchtkraft von Mueller et al. (2002) den Wert $1.2 \times 10^4 L_{\odot}$. Bei einer bolometrischen Temperatur von 57 K gehört ON 1 zu den kälteren Quellen aus dem Quellsample von Mueller et al.. Die Leuchtkraft entspricht einem eingebetteten B0.5-Stern (MacLeod et al. 1998). Falls in ON 1 mehr als ein OB-Stern eingebettet sein sollte (Hinweise darauf finden sich in Kumar et al. 2003), würde dies den abgeleiteten Spektraltyp des massereichsten Sterns kaum ändern.

ON 1 enthält eine mit wahrscheinlich ~ 2000 Jahren (Zheng et al. 1985) sehr junge ultrakompakte H II-Region (UCH II). Winnberg et al. (1973) identifizierte die H II-Region und fand einen Radius von $1 \cdot 10^{16}$ cm (0.01 pc)¹ und eine Elektronendichte von $2 \cdot 10^5$ cm⁻³. Matthews et al. (1977) fanden einen Dichtegradienten proportional zu $n_e \propto r^{-2.4}$. VLA-Radiokontinuummessungen (Turner & Matthews 1984) brachten eine kleine Schale mit einem äußeren Radius von nur 0.005 pc zum Vorschein, welche den anregenden Stern (oder die Sterne) umgibt. OH- und H₂O-Maser (Habing et al. 1974; Forster et al. 1978; Downes et al. 1979; Ho & Townes 1983; Argon et al. 2000), sowie ein bipolarer Ausfluss in CO und CS (Fukui et al. 1989 und Larionov et al. 1999) sind bereits gut untersucht worden.

In diesem Kapitel werden JCMT spektroskopische Daten und Kontinuumdaten im Sub-Millimeter Bereich von ON 1 vorgestellt. Erstmals wurde die Quelle in den 2 \rightarrow 1- und 3 \rightarrow 2-Übergängen von CO, ¹³CO und C¹⁸O, sowie im 850 μ m Kontinuum kartiert. Die Daten decken einen großen Bereich der Dichte- und Temperaturbedingungen ab und ermöglichen einen einzigartigen Einblick in die Wolkenstruktur. Hierzu wird zunächst die Dichtestruktur mit Hilfe des Staubkontinuums festgelegt und dann mit ei-

¹Der Wert wurde korrigiert für die Entfernung von 1.7 kpc.

ner Strahlungstransportrechnung der Linienstrahlung die Temperaturverteilung und die kinetische Struktur untersucht.

4.2 Beobachtungen

Alle Beobachtungen wurden am James Clark Maxwell Teleskop (JCMT)² im Zeitraum zwischen 1989 und 2005 ausgeführt und decken einen Frequenzbereich von 219 GHz bis 691 GHz ab. Karten konnten von CO, ¹³CO und C¹⁸O in 2→1 und 3→2 sowie von CO 4→3 und 6→5 gemessen werden. Auch HCO⁺ 4→3 und [C I] 1→0 wurden kartiert. An der Zentralposition sind zudem Punktmessungen von mehreren H₂CO- und CH₃OH-Übergängen vorhanden. Die Tabelle 4.2 zeigt eine Übersicht über diese Beobachtungen.

Alle hier vorgestellten Linienbeobachtungen werden direkt auf der T_{mb} -Skala dargestellt, welche aus der Ankopplung des Beams an den Planeten Jupiter bestimmt wurde. Die verwendeten Referenz-Positionen waren weitgehend emissionsfrei. Dies trifft auch auf die Daten im Double-Beam-Switch Modus zu, da ON 1 eine kompakte und isolierte Quelle ist. Der ungewöhnlich lange Zeitraum der Beobachtungen setzt eine besonders gründliche Vorbehandlung der Daten voraus, damit die Kalibration und Datenintegrität gewährleistet werden kann.

Das *Submillimetre Common-User Bolometer Array* (kurz SCUBA) am JCMT kartierte die Region im Oktober 2001 im 850 μm -Band (siehe Abb. 4.1). Die Daten wurden mit der Standard-Pipeline-Software *SURF*, *KAPPA* und *CONVERT* reduziert. Die Opazität wurde mit einem Radiometer am Caltech Submillimeter Observatory (kurz CSO) bei 225 GHz gemessen und auf 850 μm umgerechnet. Der Konversionsfaktor C_λ , mit welchem die Rohdatenwerte von Volt nach Jy/Beam umgerechnet werden, wurde an Mars und am Planetaren Nebel CRL2688 (Egg Nebula) auf $C_\lambda = 290$ bestimmt. Die Daten von Pixel #7 waren nicht brauchbar und mussten entfernt werden. Der Kalibrationsfehler liegt niedriger als 20%.

²Das James Clerk Maxwell Teleskop wird gemeinsam vom Royal Observatory, Edinburgh im Auftrag des United Kingdom Particle Physics and Astronomy Research Council (P-PARC), der Netherlands Organization for the Advancement of Pure Research (NWO) und dem Canadian National Research Council (NRC) betrieben.

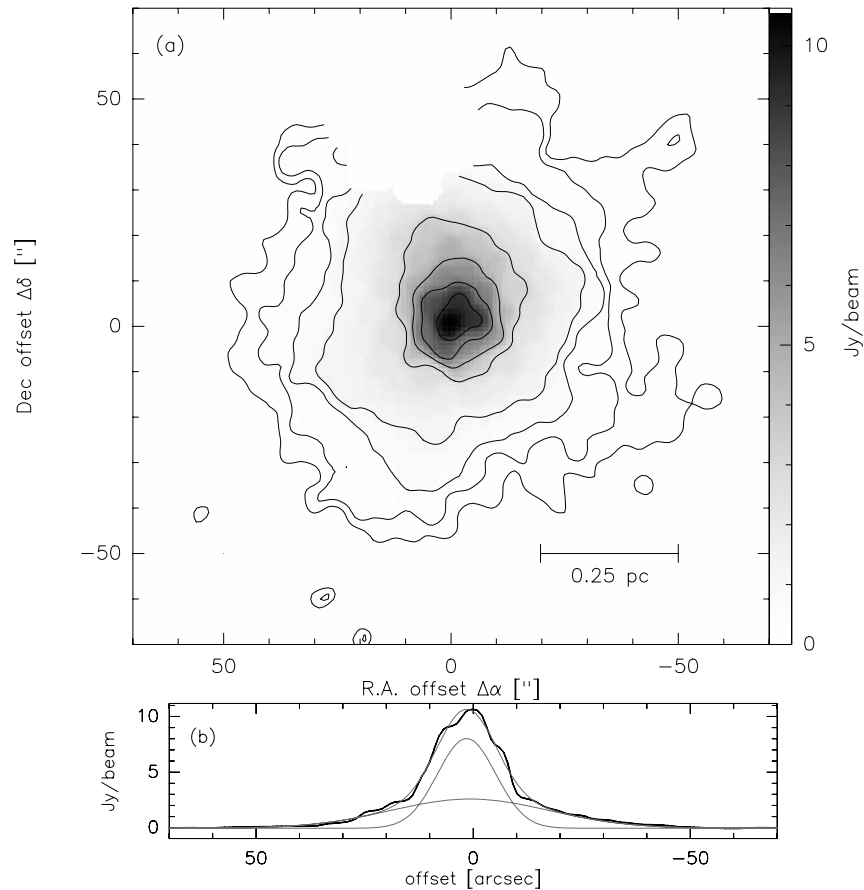


Abbildung 4.1: (a) ON 1 SCUBA Karte bei $850\ \mu\text{m}$ mit einer Auflösung von $15''$. Die Konturen entsprechen 0.125, 0.25, 0.5, 1, 3, 5, 7 und 9 Jy/Beam. Die weiße Stelle entspricht den defekten Pixel #7. (b) Ost-West-Schnitt (durchgezogene Linie) durch den (0;0)-Punkt. Das Profil der Intensitäten lässt sich mit zwei Gausskomponenten (dünne Linien) beschreiben.

Tabelle 4.1: Auflistung der Linienbeobachtungen in ON 1. Die H₂CO Linien 5₄₂→4₄₁ bzw. 5₄₁→4₄₀ konnten nicht detektiert werden.

Spezies	Übergang	Frequenz [GHz]	B _{eff}	HPBW [']	No. Pos.	Δv [kms ⁻¹]	⟨τ ₀ ^{atm} ⟩	Beobachtungszeit
Karten								
C ¹⁸ O	J = 2→1	219.5604	0.69	20	99	0.67	0.22	Oktober 2001
¹³ CO	J = 2→1	220.3987	0.69	20	214	0.67	0.04	April 1991
CO	J = 2→1	230.5380	0.69	20	99	0.61	0.24	Oktober 2001
¹⁸ O	J = 3→2	329.3306	0.63	14	41	0.28	0.24	September 1993
¹³ CO	J = 3→2	330.5880	0.63	14	224	0.57	0.22	Oktober 2001
CO	J = 3→2	345.7960	0.63	14	961	0.54	0.04	Oktober 2001
HCO ⁺	J = 4→3	356.7343	0.63	14	22	0.52	0.23	April 1992
CO	J = 4→3	461.0408	0.52	11	314	0.41	0.59	Oktober 2001
¹² C I	³ P ₁ → ³ P ₀	492.1607	0.52	11	121	0.29	0.3-0.7	April 2005
CO	J = 6→5	691.4731	0.30	8	526	0.27	0.90	Oktober 2001
Einzelmessungen								
p-H ₂ CO	J _{K⁻K⁺} = 3 ₀₃ →2 ₀₂	218.2222	0.69	20	1	1.7	0.14	März 1995
p-H ₂ CO	J _{K⁻K⁺} = 3 ₂₂ →2 ₂₁	218.4756	0.69	20	1	1.7	0.14	März 1995
p-H ₂ CO	J _{K⁻K⁺} = 3 ₂₁ →2 ₂₀	218.7601	0.69	20	1	1.7	0.14	März 1995
o-H ₂ CO	J _{K⁻K⁺} = 3 ₁₂ →2 ₁₁	225.6978	0.69	20	1	0.62	?	Juni 1994
CH ₃ OH	J = 5 _K →4 _K	241.8	0.69	20	1			März 2005
CS	J = 5→4	244.9356	0.69	20	1	0.38	0.13	März 2005
HCO ⁺	J = 3→2	267.5576	0.69	20	1	0.18	0.21	März 2005
CH ₃ OH	J = 7 _K →6 _K	338.5	0.69	20	1			März 2005
o-H ₂ CO	J _{K⁻K⁺} = 5 ₁₅ →4 ₁₄	351.7686	0.63	14	1	0.26	0.13	August 1994
o-H ₂ CO	J _{K⁻K⁺} = 5 ₃₃ →4 ₃₂	364.2751	0.63	14	1	0.51	0.39	Oktober 2001
o-H ₂ CO	J _{K⁻K⁺} = 5 ₃₂ →4 ₃₁	364.2889	0.63	14	1	0.51	0.39	Oktober 2001
¹² C I	³ P ₁ → ³ P ₀	492.1607	0.52	11	1	0.61	0.95	April 1991

4.3 Ergebnisse

4.3.1 Das 850 μm Kontinuum

Die 850 μm Kontinuumdaten zeigen eine Quelle mit einer einfachen symmetrischen Struktur. Ein zweikomponentige Gaussfunktion zeigt einen Kern umgeben von einem Halo mit FWHM von 15.8'' innen und 43'' im Halo. Das Zentrum bei (1.5''; -0.2'') deutet auf ein gutes Pointing hin. Der Halo hat etwa die gleiche Größe wie der erste Error Beam ($\sim 40''$) und wird zudem sehr wahrscheinlich durch den Chopper-Winkel beeinträchtigt (zumindest berichten Mueller et al. 2002 von einer systematischen Asymmetrie entlang der Auslenkachse). Der Kern hat dagegen etwa die Größe des Hauptbeams und erreicht im Zentrum eine Intensität von 10.97 Jy/Beam.

Die 850 μm -Karte hat eine große Ähnlichkeit mit einer Karte von Kumar et al. (2004) bei 1.2 mm sowie mit der 350 μm -Karte von Mueller et al. (2002). Die über die Quelle integrierte Flussdichte beträgt $S_{850} = 56.8$ Jy und ist konsistent mit $S_{350} = 650 \pm 130$ Jy/Beam (bei einer 120'' Apertur). Die vergleichbare Flussdichte von Kumar et al. (2004) liegt bei $S_{1200} = 3.6$ Jy/Beam (bei einer 70'' Apertur). Dank der recht klaren symmetrischen Struktur der Quelle lässt sich eine radiale Helligkeitsverteilung bestimmen (s. unten). In Abschnitt 4.4.4.1 wird damit die Dichtestruktur der Wolke abgeleitet.

4.3.2 Molekulare Linien

4.3.2.1 C^{18}O

Die Karten der C^{18}O 2 \rightarrow 1 und 3 \rightarrow 2 Übergänge (siehe Abb. 4.2) zeigen eine leicht asymmetrische Quelle mit Ausdehnung in Richtung der Deklinationsachse. Der mittlere Durchmesser (FVWM) beträgt $\sim 50''$ in 2 \rightarrow 1 und $\sim 32''$ in 3 \rightarrow 2. Die 2 \rightarrow 1-Karte wird jedoch nur schlecht von einer einfachen Gaussverteilung repräsentiert. Auch nach Korrektur der Auflösung auf den größeren Beam von 2 \rightarrow 1 erscheint die Quelle bei 3 \rightarrow 2 etwa 1.4-fach kleiner als in 2 \rightarrow 1, da die genauen Ausmaße nur schwer zu bestimmen sind. Das kalte Gas ist vermutlich gerade weiter außen dominanter.

Entlang eines Schnitts durch ON 1 zeigen die Konturen bei den niedrigen C^{18}O -Oberflächenhelligkeiten (Abb. 4.4) einen klaren Verlauf der Geschwindigkeit von Nordost nach Südwest von $0.11 - 0.26 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$, was sich in linearer Projektion als Gradient von $13.6 - 31.9 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ (Bereich für 2 \rightarrow 1 und 3 \rightarrow 2) ergibt. Von Kumar et al. (2004) wurde ein ähnlicher Gradient von $\sim 30 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ (unter einem Positionswinkel von $\sim 44^\circ$) in interferometrischen $\text{H}^{13}\text{CO}^+ 1\rightarrow 0$ Millimeterdaten gefunden. Die größten Linienbreiten in 3 \rightarrow 2 um $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$ werden entlang der Achse des Geschwindigkeitsgradienten erreicht.

Die C^{18}O -Karten markieren in erster Linie die Verteilung der Säulendichte des molekularen Gases. C^{18}O ist als Tracer verlässlicher als ^{13}CO , da ^{13}CO in den Gebieten mit hohen Säulendichten optisch dick wird, während C^{18}O dort noch optisch dünn ist. Zwar deuten die Spektren in Abb. 4.3 ebenfalls eine beginnende Absorption im Linienzentrum an, jedoch hat dies nur einen geringen Einfluss auf die Säulendichte (nach Gleichungen (C.15) und (C.16)). Die Staubtemperatur kann aus IRAS-

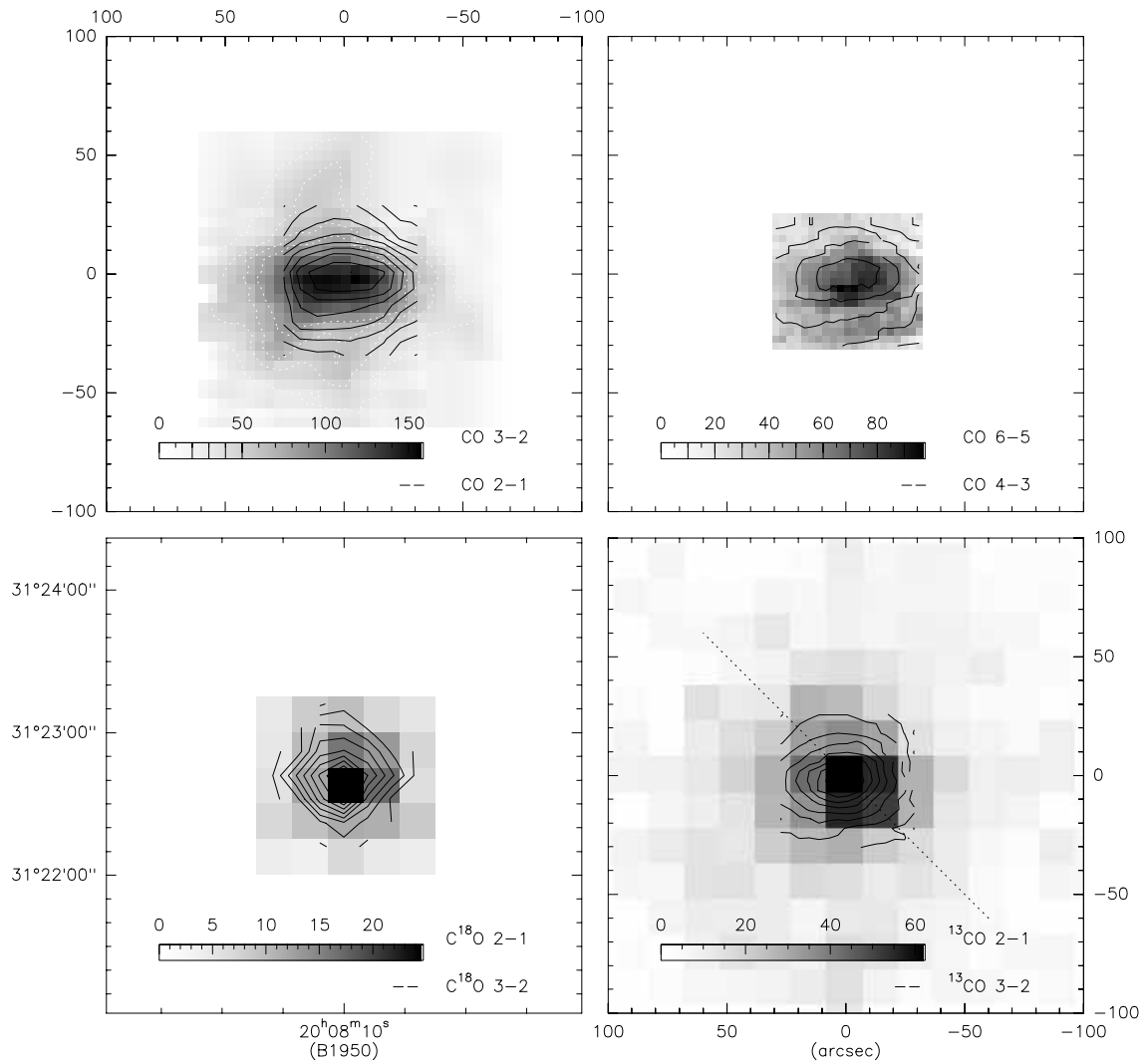


Abbildung 4.2: CO-, ^{13}CO - und C^{18}O -Karten der geschwindigkeitsintegrierten Emission in der ON 1-Region. Die gestrichelte Linie unten rechts markiert die Achse des Geschwindigkeitsgradienten.

Kontinuumdaten abgeschätzt werden. Für eine bolometrische Temperatur von $T_{\text{bol}} = 57\text{ K}$ (wie sie in Mueller et al. 2002 definiert wurde) ergibt sich nach Korrektur der Staubemissivität (der spektrale Index β liegt üblicherweise zwischen 1 und 2) eine Staubtemperatur zwischen 34 und 43 K. Bei hohen Dichten ist die kinetische Temperatur des molekularen Gases an die Staubtemperatur gekoppelt, kann aber auch höher liegen. Mit $\int T_{\text{mb}}(1 \rightarrow 0) dv = 9.26\text{ K km s}^{-1}$ (Zinchenko et al. 2000) und $\int T_{\text{mb}}(2 \rightarrow 1) dv = 24.2\text{ K km s}^{-1}$ (nach Tabelle 4.2) ergibt sich die Säulendichte $N(\text{C}^{18}\text{O}) = 1.9 \pm 0.2 \times 10^{16}\text{ cm}^{-2}$, womit die Säulendichte des molekularen Wasserstoffs bei etwa $N(\text{H}_2) \geq 10^{23}\text{ cm}^{-2}$ liegen sollte.

4.3.2.2 HCO^+ 3 \rightarrow 2 & 4 \rightarrow 3

Die Profile der HCO^+ Linien unterscheidet sich deutlich von denen der C^{18}O Linien (siehe Abb. 4.3). So fällt die mit über 20 km s^{-1} sehr breite Emission auf, welche un-

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Gaussfits an der Zentralposition von ON 1. Bei selbstabsorbierten Spektren sind zwei Komponenten angegeben.

Spezies	Übergang	Liniengeschwindigkeit [km s ⁻¹]	FWHM [km s ⁻¹]	T_{mb} [K]
C ¹⁸ O	1→0 ^a	11.2	4.52	1.98
C ¹⁸ O	2→1	11.3	3.89	5.86
C ¹⁸ O	3→2	11.6	3.74	10.93
¹³ CO	2→1	10.9	5.32	15.56
	- Absorption	11.6	1.05	-3.8
¹³ CO	3→2	12.0	5.30	26.05
	- Absorption	12.0	1.25	-11.1
CO	2→1	11.7	9.4	23.1
	- Absorption	11.3	3.9	-20.0
CO	3→2	11.8	10.4	20.4
	- Absorption	11.1	4.2	-17.8
CO	4→3	12.3	11.9	13.2
	- Absorption	10.9	3.7	-11.9
CO	6→5	11.2	11.7	10.8
	- Absorption	9.9	5.3	-8.1
CS	2→1 ^b	11.6	6.1	3.11
CS	5→4	11.3	4.97	3.9
[C I]	1→0	10.8	4.16	10.95
HCO ⁺	3→2 ^c	12.0	6.1	13.3
	- Absorption	10.8	3.3	-10.3
HCO ⁺	4→3	11.6	5.6	25.2
	- Absorption	11.0	4.0	-19.7

^a C¹⁸O 1→0 aus Zinchenko et al. (2000) bei einer Beamgröße von 35''. ^b CS 2→1 aus Bronfman et al. (1996) mit einem 39''-Beam. ^c Deutliche Abweichungen von Gaussprofilen sind erkennbar.

ter einer schmalen Linie liegt und deren Schwerpunkt gegenüber $v_{\text{lsr}} = 11 \text{ km s}^{-1}$ ins Rote verschoben ist. Diese schmale Komponente ist nur im Zentrum der Quelle anzutreffen, wo in 3→2 eine Peaktemperatur von 12.2 K bei $v_{\text{lsr}} = 13.4 \text{ km s}^{-1}$ erreicht wird (bzw. für 4→3 ist es ein Wert von 10.2 K bei 14.2 km s^{-1}). Die breite Komponente ist dagegen räumlich ausgedehnter und erstreckt sich über den gesamten Kartenbereich (siehe dazu Diskussion in Abschnitt 4.3.3 und PV-Diagramm in Abb. 4.4). Für den Fall, dass es sich tatsächlich um zwei Komponenten handelt, liefert ein zweikomponenten Gaussfit an das 4→3-Profil eine Breite von $\Delta v = 9.3 \text{ km s}^{-1}$ bei 4.4 K Höhe und $v_{\text{lsr}} = 10.1 \text{ km s}^{-1}$ für die weite Komponente und $\Delta v = 2.7 \text{ km s}^{-1}$ auf 8.6 K bei 12.9 km s^{-1} in der schmalen Komponente. Auffallend ist insbesondere, dass die 3→2-Flügel im Vergleich zur 4→3-Linie breiter sind (dies wird in der Tabelle nicht richtig ersichtlich, da die Gausform die Flügel nur unzureichend erfasst). Dies wird interessant im Vergleich mit den CO-Linien, welche allesamt breite Flügel aufweisen. Die Abnahme der Breite von 4→3 nach 3→2 wäre ein Hinweis auf eine Dichteober-

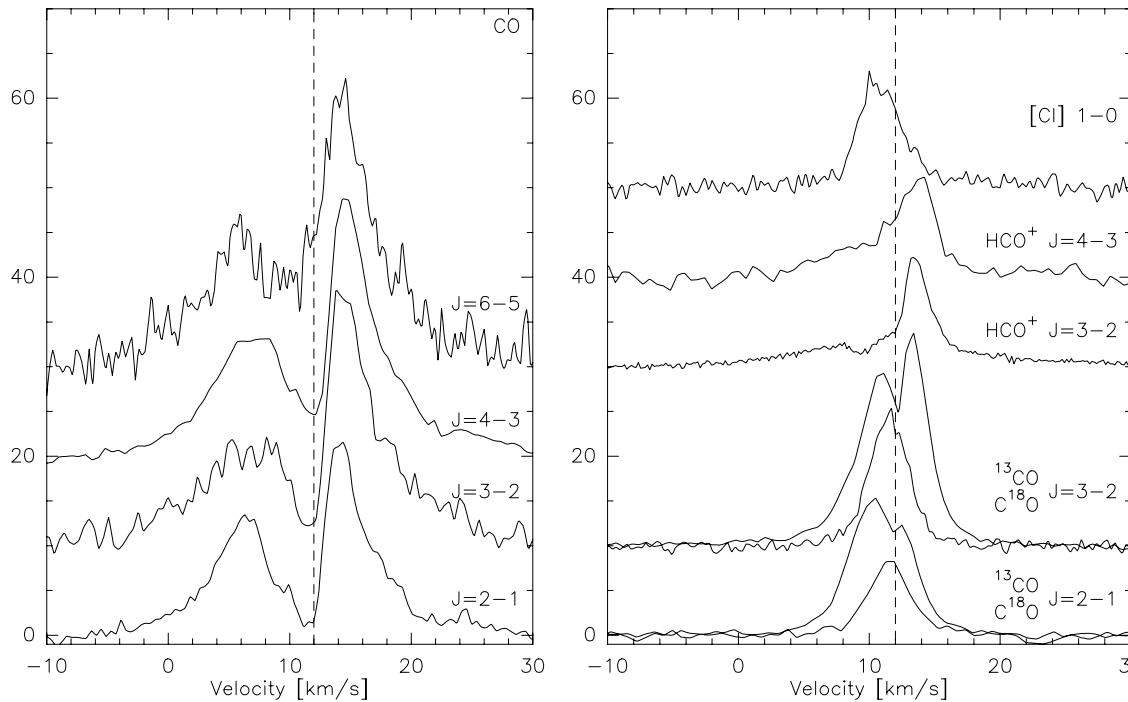


Abbildung 4.3: ON 1 Linienprofile an der Zentrumsposition. Linke Seite: Vier CO Übergänge. Rechte Seite: ^{13}CO , C^{18}O , HCO^+ $3 \rightarrow 2$ & $4 \rightarrow 3$ und $[\text{C I}] 1 \rightarrow 0$. Die Temperaturskala ist jeweils T_{mb} . Die Spektren sind um 10, 20, 30 und um 50 K verschoben. Die gestrichelte senkrechte Linie bei 12.0 km s^{-1} deutet die systemische LSR-Geschwindigkeit der Absorptionslinie an.

grenze im Bereich um 10^7 cm^{-3} .

Die Interpretation dieser Profile ist nicht offensichtlich. Zum Beispiel könnte das Merkmal mit der schmalen Linie aus einer Region stammen, die kleiner als der $14''$ Beam ist, während die breite Linie dem Gas im ausgedehnten Ausfluss entspricht (auch wenn bei HCO^+ $3 \rightarrow 2$ in Abb. 4.4 praktisch kein Geschwindigkeitsgradient erkennbar ist). Da jedoch keine weiteren Indizien für eine solche klare Trennung der Geschwindigkeit in der Quelle vorhanden sind, ist Selbstabsorption in einer extremen Form wahrscheinlicher. Ein 2-komponentiger Gaussfit ergibt eine sehr starke Linie mit einer Peak-Temperatur von $T_{\text{mb}} = 25.2 \text{ K}$ bei einer Breite $\Delta v = 5.6 \text{ km s}^{-1}$ bei 11.6 km s^{-1} . Die Absorption ist relativ dazu auf die blaue Seite verschoben (siehe Tabelle 4.2).

Da HCO^+ $4 \rightarrow 3$ bereits eine kritische Dichte um 10^7 cm^{-3} erreicht und dann ab 25.7 K thermisch angeregt wird, ist diese Linie ein Tracer für Gas tief im Inneren der Wolke, wo die expandierende H II-Region auf das umliegende molekulare Medium trifft. Die H^{13}CO^+ $1 \rightarrow 0$ Interferometriedaten von Kumar et al. (2004) legen die Vermutung nahe, dass HCO^+ den Ausfluss kennzeichnet. Jedoch ist diese Interpretation ohne die *short-spacing* Daten eventuell falsch, da dieser Messmethode gerade die ausgedehnte Emission herausfiltert, welche einen großen Teil der Gesamtemission ausmachen kann.

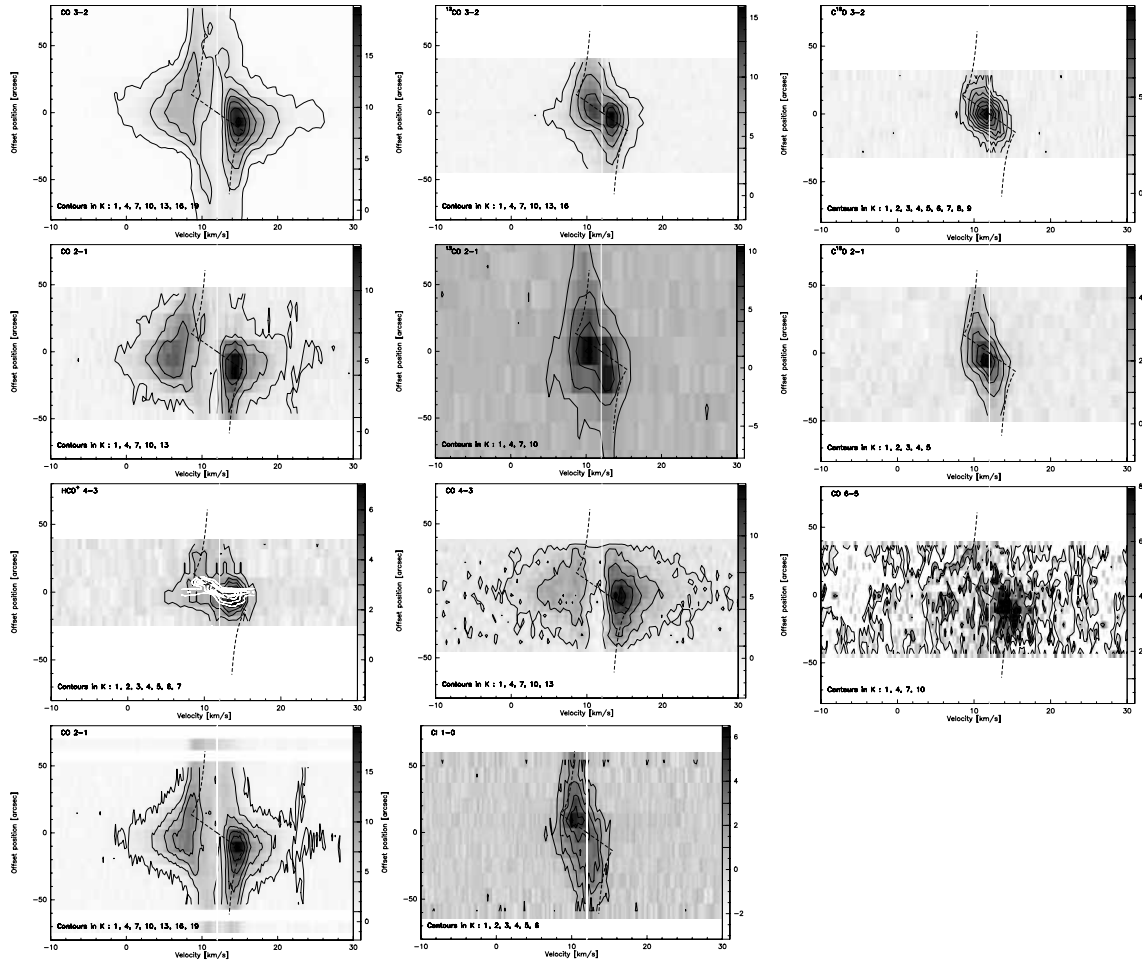


Abbildung 4.4: Darstellung der Spektren als (*P-V Plot*) entlang des Schnitts von NO nach SW durch ON 1 von CO, ^{13}CO und C^{18}O $2\rightarrow 1$ und $3\rightarrow 2$, CO $4\rightarrow 3$ und CO $6\rightarrow 5$, HCO^+ $4\rightarrow 3$ und $[\text{C I}]$ $1\rightarrow 0$. Die weiße Linie bei 12.0 km s^{-1} entspricht der Geschwindigkeit des Absorptionsdips. Die gestrichelte Kurve entspricht einem einfachen Rotationsmodell mit starrer Rotation innen ($v \sim r$) und keplerischer Rotation in den äußeren Bereichen ($v \sim r^{-0.5}$) für eine Zentralmasse von $300 M_{\odot}$. Die größte Relativgeschwindigkeit ist $\pm 3.5 \text{ km s}^{-1}$. In der HCO^+ -Karte ist H^{13}CO^+ $1\rightarrow 0$ (Kumar et al. 2004) in weißen Konturen dargestellt.

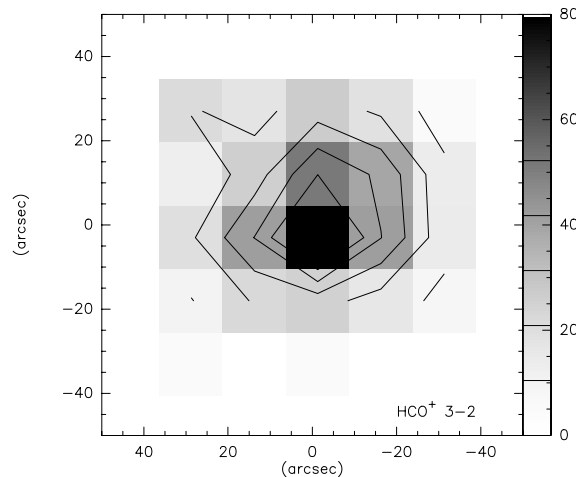


Abbildung 4.5: HCO^+ 3 \rightarrow 2-Karte von ON 1 der geschwindigkeitsintegrierten Emission (in K km s^{-1}).

4.3.2.3 ^{13}CO

Da bei den in ON 1 vorliegenden Säulendichten von $N(\text{H}_2) > 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ die unteren Übergänge von ^{13}CO bereits optisch dick sind, steigt die radiale Verteilung der Emission zum Zentrum nicht mehr proportional zur Dichtestruktur. Deshalb ist das in Abschnitt 4.3.2.1 verwendete FWHM nicht für einen Vergleich mit dem C^{18}O -Durchmesser geeignet.

Wie bereits mit C^{18}O kann auch in ^{13}CO ein klarer Geschwindigkeitsgradient nachgewiesen werden. Die Komponente mit der größten Geschwindigkeit hat dabei eine Steigung zwischen 18.1 und $38.0 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ (für $2\rightarrow 1$ bzw. $3\rightarrow 2$). Dies ist nur unwesentlich höher als der Befund in 4.3.2.1 und unterstreicht wieder, dass die Linienbreite um so größer erscheint, je höher die kritische Dichte des untersuchten Übergangs ist. Die Selbstabsorption ist entlang des gesamten Schnittes durch die Region nachweisbar (siehe P-V-Diagramm in Abbildung 4.4).

4.3.2.4 ^{12}CO

Der in allen vier ^{12}CO Linien nun sehr ausgeprägte Absorptionsdip (Abb. 4.3) erschwert eine Analyse. Die aus einem zweikomponenten Gaussfits abgeleiteten Linienbreiten und Peaktemperaturen der absorptionsfreien Hintergrundkomponente (Tabelle 4.2) sind daher ungenauer (systematische Fehler beim Abschätzen der Peaktemperaturen bei nicht-Gaussischer Linienform). Aus den integrierten Intensitäten ergibt sich in $\text{CO } 2\rightarrow 1$ eine Ausdehnung von $68'' \times 47.2''$ und erreicht einen Wert von $\int T_{\text{mb}} \text{d}v = 175 \text{ K km s}^{-1}$. Die räumliche Verteilung von $\text{CO } 3\rightarrow 2$ und $\text{CO } 4\rightarrow 3$ ist fast gleich. Die integrierte Emission ist noch ausgedehnter als bei den anderen Spezies und steigt auf 226 K km s^{-1} bzw. 255 K km s^{-1} an. Der noch intensivere Fluss des $\text{CO } 6\rightarrow 5$ Übergangs (318 K km s^{-1}) und eine steigende Peaktemperatur der CO -Spektren in Abb. 4.3 deutet auf eine warme Komponente in der Wolke hin.

Die Kanalkarten (nicht abgedruckt) belegen eine komplexe Struktur. Die Orientie-

rung der Wolke hat je nach Geschwindigkeit eine andere Vorzugsrichtung: Der rotverschobene Teil ($v_{\text{LSR}} > 11 \text{ km s}^{-1}$) ist eher in Ost-West orientiert, während die blauverschobene Emission eher auf der Nord-Süd-Achse präsent ist. Das Gas mit systemischer Geschwindigkeit von $v_{\text{LSR}} \simeq 11 \text{ km s}^{-1}$ zeigt dagegen keine Vorzugsrichtung. Aus den Schnitten des P-V-Diagramms (Abb. 4.4) ist ersichtlich, dass die Absorption in der gesamten Region vorhanden ist, d. h. das hierfür verantwortliche Gas ist ausgedehnt und kann als kalte und weniger dichte Komponente in einer Hülle um den deutlich wärmeren Kern interpretiert werden. Die Linienbreite in dieser Komponente liegt bei ca. $4 - 5 \text{ km s}^{-1}$ und ist innerhalb des Absorptionsbereichs konstant (Abb. 4.4).

Alle CO Übergänge haben asymmetrische Linienprofile, deren rote Seite um einen Faktor zwei höhere Temperaturen zeigen. Da die Absorption von 11 nach 12 km s^{-1} fast schlagartig verschwindet und in Emission übergeht, muss die intrinsische Linienbreite der Klumpen in der Hülle sehr klein sein. Der Temperaturkontrast ist in der CO $4 \rightarrow 3$ Linie besonders ausgeprägt. Diese Form der Profile steht im Widerspruch zu üblicherweise gefundenen Profilen bei masseärmeren Quellen, die das Maximum auf der blauen Seite zeigen. Dies gilt dort als Indiz einer kollabierenden Wolke (*Infall*, siehe z. B. Mardones et al. 1997 oder Gregersen et al. 1997). Als Erklärung der rotverschobenen Spitze käme ebenso eine schmale Linienkomponente bei 14.3 km s^{-1} in Frage, wie dies bereits bei HCO^+ in Abschnitt 4.3.2.2 vermutet wurde. Da diese Geschwindigkeit in C^{18}O und ^{13}CO nicht auffällig ist, kann das Gas nicht viel zur Säulendichte des molekularen Gases beitragen. Zum Beispiel könnte eine Schockfront mit lokal hohen Dichten und Temperaturen zu solch einem Profil führen.

Alternativ ist auch eine Schichtung mit einer anderen Geschwindigkeit denkbar, die, aufgrund einer niedrigen Dichte, nur im $2 \rightarrow 1$ -Übergang in Erscheinung tritt.

Ob Kollaps oder ob Expansion vorliegt, kann anhand der relativen Position des Absorptions- und Emissionszentrums zueinander unterschieden werden. So ist bei ^{12}CO generell der rote Linienflügel stärker (wenn auch der $2 \rightarrow 1$ -Übergang wieder den kleinsten Kontrast zwischen roter und blauer Seite zeigt). Zum Vergleich: Bei ^{13}CO $2 \rightarrow 1$ ist der blaue Teil der Linie heller, während bei ^{13}CO $3 \rightarrow 2$ die rote Seite fast gleich stark ist.

4.3.2.5 CS $5 \rightarrow 4$

Das gaussförmige Profile der CS Linie zeigt nur eine schwache Asymmetrie zugunsten der blauen Seite (siehe Abb. 4.9). Die integrierte Intensität der Linie ist konsistent zu dem Wert von Shirley et al. (2003) von 20.2 K km s^{-1} .

Da sich die Häufigkeit und Anregungsbedingungen besser mit zwei Linien abschätzen lassen, wird zur Ergänzung eine Messung der CS $2 \rightarrow 1$ -Linie von Bronfman et al. (1996) in die Analyse einbezogen. Die Parameter der $2 \rightarrow 1$ -Linie sind $v_{\text{LSR}} = 11.6 \text{ km s}^{-1}$, eine Höhe von $T_{\text{mb}} = 3.11 \text{ K}$ und ein FWHM von $\Delta v = 6.1 \text{ km s}^{-1}$ (der Beamdurchmesser betrug $39''$).

4.3.2.6 CH₃OH

An der Zentralposition konnten 27 Rotationslinien von Methanol gemessen werden. Das Molekül ist ein asymmetrischer Rotator, der zahlreiche nahe benachbarte Lini-

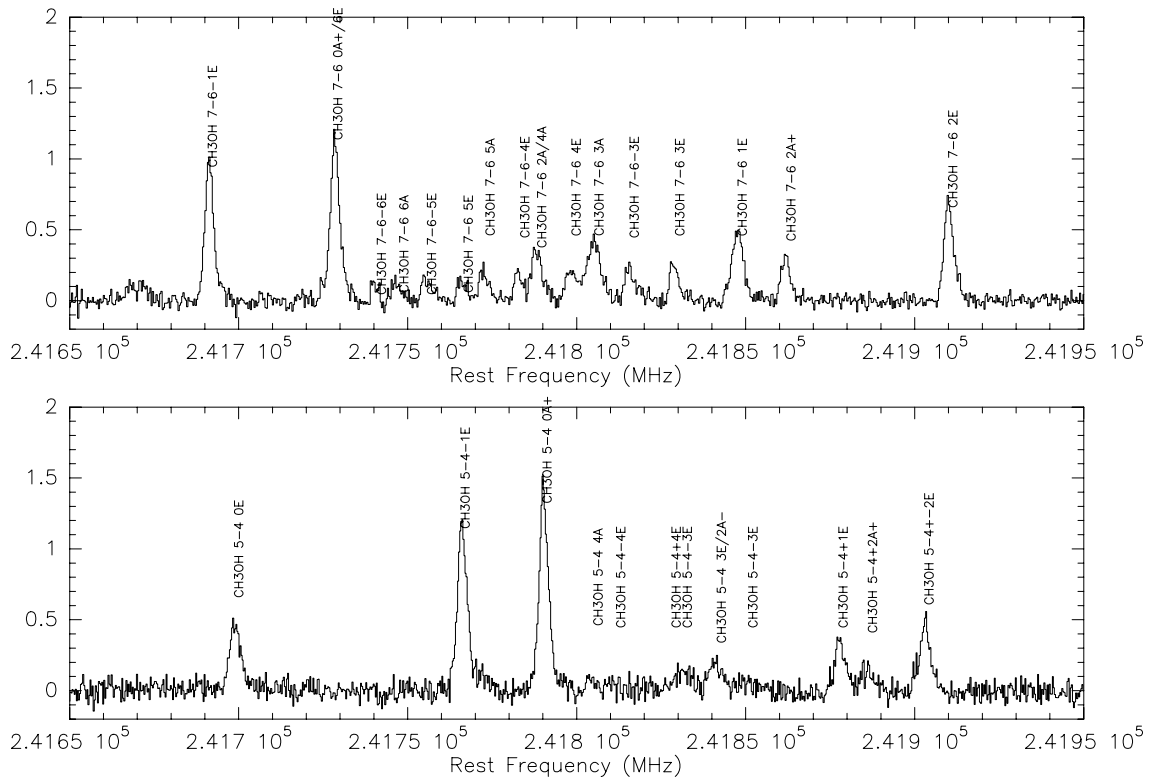


Abbildung 4.6: Spektren von Methanol (CH_3OH) bei 241 GHz (oben) und 338 GHz (unten).

en in den Frequenzbändern bei 241 GHz und 338 GHz zeigt, welche genutzt werden können, um die physikalischen Eigenschaften (d. h. Säulendichte und Temperatur) einzugrenzen. Die Linien sind in Abb. 4.6 dargestellt und die entsprechenden integrierten Intensitäten sind in Tabelle 4.3 festgehalten. Zehn der 27 Linien überlappen und sind deshalb nur bedingt von nutzen, etwa falls eine der überlappenden Linien sehr schwach ist (z. B. aufgrund einer hohen Anregungstemperatur) oder falls beide Linien *exakt* die gleichen Anregungsbedingungen haben. Um nun die Anregungstemperatur ableiten zu können wurde ein Rotationsdiagramm erstellt, welches die Säulendichte des jew. Übergangs in Abhängigkeit der Energie des oberen Zustands darstellt. In diesem sogenannten *Boltzmann-Diagramm* (Menten et al. 1986; Helmich et al. 1994) ist die Säulendichte gegeben durch:

$$N_u/g_u = \frac{N_{\text{tot}}}{Q(T_{\text{rot}})} e^{-E_{\text{up}}/k_B T_{\text{rot}}} = \frac{3k_B}{8\pi^3 \nu \mu^2 S} \int T_{\text{mb}} d\nu \quad (4.1)$$

S ist die sog. *line strength*, μ das Dipolmoment (in Debye) und ν die Frequenz (in GHz). Die Besetzung der beiden Zustände $\text{CH}_3\text{OH-A}$ und $\text{CH}_3\text{OH-E}$ wurde als gleich angenommen. Zur Anpassung der 241 GHz Intensitäten an die 338 GHz Daten wurde eine Beam-Korrektur für eine Punktquelle durchgeführt. Aus Gleichung (4.1) folgt, dass der Kehrwert der Rotationstemperatur ($1/T_{\text{rot}}$) zur logarithmischen Steigung im Diagramm proportional ist. Der abgedeckte Bereich der Linien-Anregungstemperaturen von $E_{\text{up}}/k = 35$ K bis 260 K verspricht eine zuverlässige Bestimmung der Steigung.

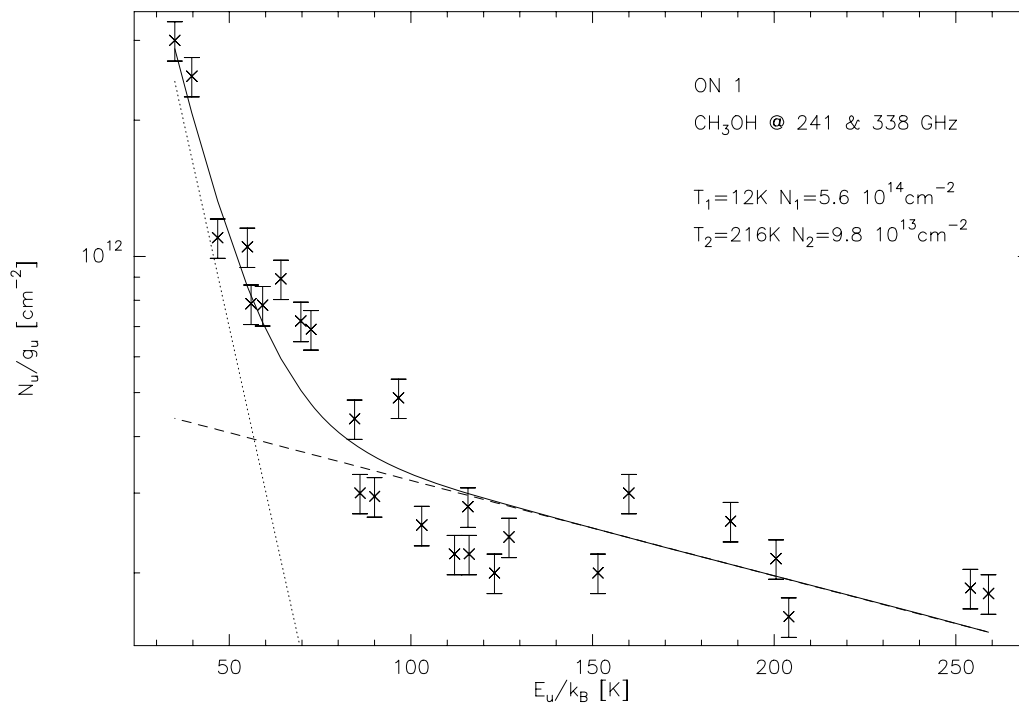


Abbildung 4.7: Rotationsdiagramm von CH_3OH . Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis eines Fits mit zwei Komponenten an die Daten. Die gepunktete Linie zeigt die niedrige Temperaturkomponente allein und die gestrichelte zeigt entsprechend die höhere Komponente.

Interessanterweise zeigt die Abbildung 4.7 keinen linearen Verlauf der integrierten Intensitäten. Unterhalb von $E_{\text{up}} = 100 \text{ K}$ ist die Steigung steiler und wird oberhalb deutlich flacher. Aus diesem Grund wurden beide Steigungen (bzw. die Temperaturen) mit einem Zweikomponentenfit gemeinsam bestimmt. Die gefundenen Temperaturen sind $T_1 = 12 \pm 2 \text{ K}$ und $T_2 = 216 \pm 86 \text{ K}$. Wegen der starken Streuung der Daten, ist die Abschätzung für die warme Komponente ungenauer. Die Gesamtsäulendichte ist $N(\text{CH}_3\text{OH}) = 4.21 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, wovon $1.9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, bzw. 45 %, aus dem warmen Gas stammen. Gerade bei den hohen Temperaturen ist der Wert der Zustandssumme $Q(T)$ nicht genau bekannt, da ab etwa $T_{\text{ex}} > 60 \text{ K}$ Torsionsschwingungszustände ($v_t = 1$) auftreten. Ebenfalls muss bei der zu erwartenden Sättigung der Linien auf genauere nicht-LTE Methoden verwiesen werden (z. B. in Leurini et al. 2004). Die massegewichtete mittlere Temperatur von 99 K ist deutlich höher als die Staubtemperatur.

4.3.2.7 ortho/para- H_2CO

In Abbildung 4.9 und in Tabelle 4.2 sind die Spektren und deren Eigenschaften von sieben hyper-feinstruktur Übergänge von H_2CO bei (0;0) dargestellt. Zwar zeigen die Profile keinen Absorptionsdip, wohl aber eine leichte Asymmetrie zugunsten der roten Seite bei $3_{03} \rightarrow 2_{02}$ und $3_{12} \rightarrow 2_{11}$. Die Profile ähneln sehr denen von C^{18}O und lassen optische Tiefen von ungefähr $\tau \simeq 1.0$ erwarten, jedoch benötigt H_2CO deutlich höhere Dichten zur Anregung als C^{18}O ($n_{\text{cr}} = 2 \times 10^6$ bis $1.1 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$). H_2CO tritt in den

Tabelle 4.3: Integrierte Intensitäten der CH₃OH Linien in ON 1.

Spezies	E_{up} [K]	Frequenz [GHz]	int. Intensität ^a [K km s ⁻¹]
CH₃OH $J = 5 \rightarrow 4$ Band			
+0E	47.9	241.7002	3.14
-1E	40.4	241.7672	6.91
+0A	34.8	241.7914	8.61
$\pm 4A$	115.2	241.8065	0.35
-4E	122.7	241.8132	0.20
+4E/ $\pm 3A$	130.8/84.6	241.8296/8329	1.41
-2A/+3E	72.5/82.5	241.8423/8436	1.99
-3E	97.5	241.8523	0.88
+1E	55.9	241.8790	2.94
+2A	72.5	241.8877	1.65
-2E/2E	60.7/57.1	241.9042/9046	3.75
CH₃OH $J = 7 \rightarrow 6$ Band			
-1E	70.5	338.3446	8.02
+0A/+6E	65.0/243.8	338.4087/4046	9.94
-6E	253.9	338.4309	0.54
$\pm 6A$	258.6	338.4423	1.06
-5E	189.0	338.4565	1.41
+5E	201.1	338.4752	1.16
$\pm 5A$	202.9	338.4863	1.73
-4E	152.9	338.5040	1.52
-2A/ $\pm 4A$	102.7/145.3	338.5186/5126	3.51
+4E	161.0	338.5302	2.29
$\pm 3A$	114.8	338.5419	5.14
-3E	127.7	338.5599	2.22
+3E	112.7	338.5832	2.03
+1E	86.1	338.6150	5.02
+2A	102.7	338.6399	2.62
+2E/-2E	87.3/90.9	338.7216/7229	6.17

^a Alle integrierten Intensitäten sind in T_{mb} angegeben und wurden an dem Beam der 338 GHz-Daten unter Annahme von punktförmiger Emission angepasst.

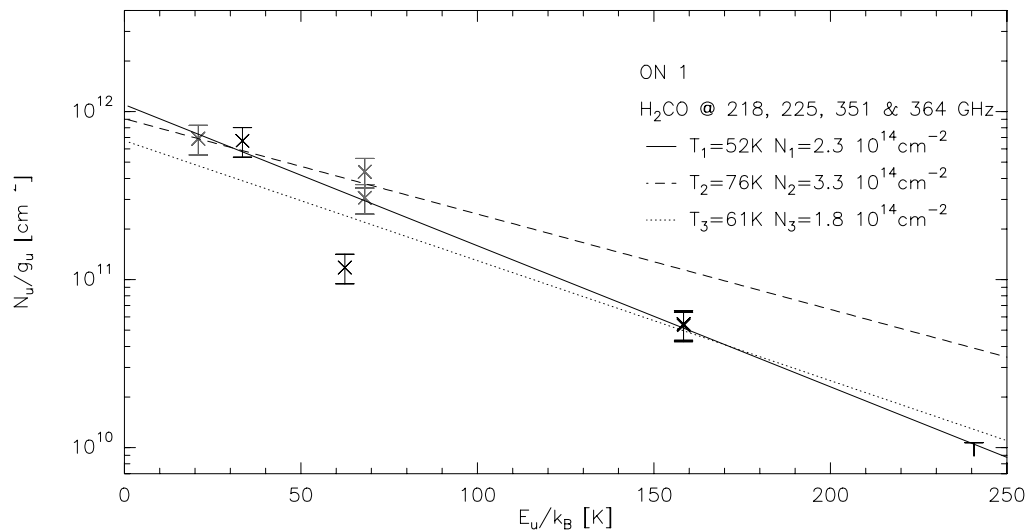


Abbildung 4.8: Rotationsdiagramm von H_2CO . Die Kreuzsymbole repräsentieren die Messungen nach Korrektur der Beamkopplung und Anwendung des ortho-zu-para Verhältnisses von 2.5. Die Linien zeigen das Ergebnis eines *least-square fits* getrennt und gemeinsam für ortho- und para-Spezies.

zwei Spezies mit ortho- und para-Symmetrie auf, welche untereinander keine Übergänge zeigen. Wie schon bei CH_3OH mit A- und E-Typ werden deshalb beide Spezies unabhängig voneinander betrachtet. Deshalb wird ein Häufigkeitsverhältnis von ortho-zu-para von 2.5:1 angenommen. Ein *least-square* Fit der ortho- H_2CO Säulendichte (siehe Abb. 4.8) ergibt $N(\text{o-H}_2\text{CO}) = 1.8 - 3.3 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$. Die abgeleitete Temperatur beträgt 61_{-9}^{+15}K und zeigt *keine* eindeutige warme und kalte Komponente wie bei den CH_3OH -Linien.

4.3.2.8 Die atomare Linie [C I] 1→0

Die [C I]-Karte in Abb. 4.10 zeigt zwei separierte Maxima im Osten und im Westen. Damit unterscheidet sich diese Karte von den anderen hier gezeigten. Das PV-Diagramm in Abb. 4.4 zeigt keine Anzeichen etwaiger rot-dominierter Linienprofile. Auch ist die fehlende Emission an der Zentrumsposition vermutlich nicht auf optische Tiefeneffekte zurückzuführen, da keine Selbstabsorption zu erkennen ist. Das Maximum im Osten ist mit 53.9K km s^{-1} höher als das Maximum im Westen. Aus den Daten lässt sich ein Geschwindigkeitsgradient von $10.7 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ ableiten, welcher am besten mit dem C^{18}O 2→1 Gradienten übereinstimmt.

Die Säulendichte (für $T_{\text{ex}} = T_{\text{kin}} = 34 - 43 \text{K}$) ist nach Gleichung (C.6) gleich $7.1 \pm 0.5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-2}$ und ergibt schätzungsweise eine Wasserstoffsäulendichte von mindestens $N(\text{H}_2) \geq 3.3 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-2}$.

Es bleibt hier festzuhalten, dass der niedrige Geschwindigkeitsgradient offensichtlich seinen Ursprung im ruhigen Gas hat. Die Karte zeigt Anzeichen für zwei dichte Gebiete entlang der Ost-West-Achse bzw. eine Unterhäufigkeit von C I im Zentrum.

Tabelle 4.4: Integrierte Linienintensitäten von ortho- und para- H_2CO in ON 1 (auf T_{mb} -Skala). Alle Werte der unteren Frequenzen wurden um einen Beam-Füllfaktor für eine Punktquelle korrigiert. Die p- H_2CO Linien $5_{42} \rightarrow 4_{41}$ und $5_{41} \rightarrow 4_{40}$ konnten nicht detektiert werden.

Übergang	$E_{\text{up}}/k_{\text{B}}$ [K]	Frequenz [GHz]	int. Intensität [K km s^{-1}]
$3_{03} \rightarrow 2_{02}$	21.0	218.2222	36.74
$3_{22} \rightarrow 2_{21}$	68.1	218.4756	13.00
$3_{21} \rightarrow 2_{20}$	68.1	218.7601	9.09
$3_{12} \rightarrow 2_{11}$	33.4	225.6978	39.38
$5_{15} \rightarrow 4_{14}$	62.4	351.7686	19.43
$5_{33} \rightarrow 4_{32}$	158.4	364.2751	6.07
$5_{32} \rightarrow 4_{31}$	158.4	364.2889	6.20
$5_{42} \rightarrow 4_{41}$	240.7	364.1032	< 0.95
$5_{41} \rightarrow 4_{40}$	240.7	364.1032	< 0.95

4.3.3 Die Geschwindigkeitsstruktur

In Abbildung 4.4 sind Positions-Geschwindigkeits (P-V) Querschnitte unter dem Winkel $\text{PA} = 45^\circ$ entlang der gestrichelten Linie in Abb. 4.2 dargestellt. Über einen mehr als 35 km s^{-1} breiten Geschwindigkeitsbereich (bzgl. der $\text{CO } 3 \rightarrow 2$ Linie) ist asymmetrische Emission nachweisbar. Die Emission wird zwar teils von dem Selbstabsorptionsmerkmal bei $v_{\text{LSR}} = 12.0 \text{ km s}^{-1}$ überlagert, dennoch zeigt die Geschwindigkeitsverteilung zunächst einen linearen Anstieg mit zunehmender Entfernung vom Zentrum. Weiter außen nimmt sie dann die Form einer Keplerrotationskurve an. Da in $\text{C}^{18}\text{O } 3 \rightarrow 2$ keine, und in $^{13}\text{CO } 3 \rightarrow 2$ nur schwache Absorption im Linienzentrum zu sehen ist, kann die Möglichkeit von zwei getrennten Geschwindigkeitskomponenten weitestgehend ausgeschlossen werden. Das PV-Diagramm dieser beiden Linien ist S-förmig. In den hochauflösenden $\text{H}^{13}\text{CO}^+ 1 \rightarrow 0$ Millimetermessungen (Kumar et al. 2004) ist diese Form noch klarer sichtbar. Von den Autoren wurde der Geschwindigkeitsgradient auf $\sim 30 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ bestimmt.

Jedoch ist es mit diesen einfachen Argumenten nicht möglich zwischen einer reinen Ausflussquelle und einer Rotation auf der Skalen der ganzen Wolke zu unterscheiden.

Falls die Wolke rotiert, dann liegt eindeutig keine homogene Rotation vor, wie etwa reine Keplerbewegung ($v \sim r^{-0.5}$) oder die eines starren Körpers ($v \sim r$, $\Omega \sim \text{const.}$). Die S-Form deutet vielmehr auf eine Änderung des Exponenten mit dem Abstand hin. Deshalb wird hier der Absatz mit zwei Komponenten verfolgt:

1. Der innere Teil der Wolke folgt dabei einem starren Körper mit einem konstanten Ω , das aus dem PV-Diagrammen abgeleitet werden kann. Im Folgenden wird der Gradient $30.5 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$ verwendet.
2. Im äußeren Teil bewegt sich das Gas auf Keplerbahnen (der Einfachheit halber auf Kreisbahnen). Die zentrale Masse beträgt $300 M_{\odot}$.

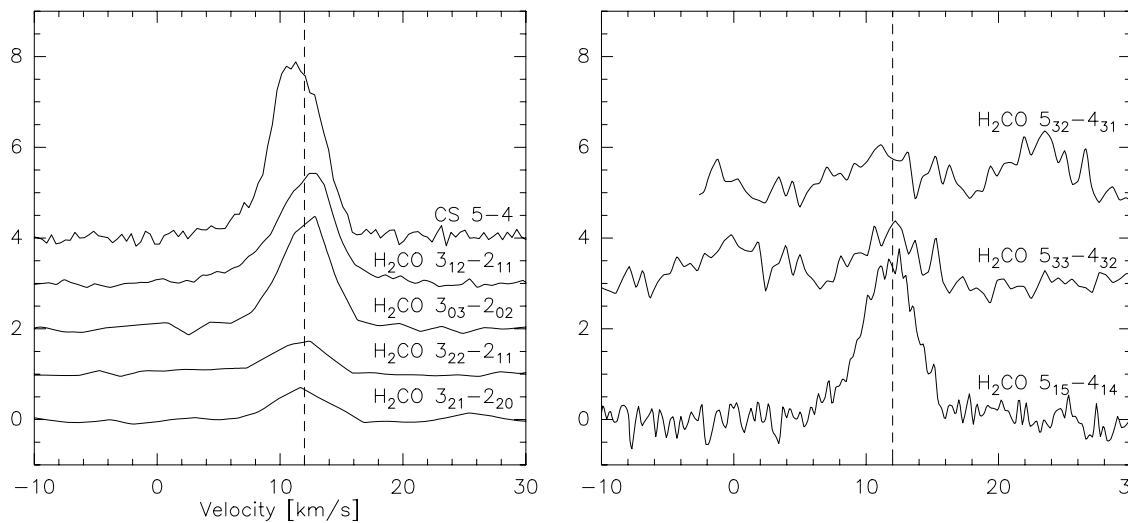


Abbildung 4.9: Spektren von verschiedenen Linien vom H_2CO und von $\text{CS } 5 \rightarrow 4$ an der $(0;0)$ -Position. Die Übergänge $5_{33} \rightarrow 4_{32}$ und $5_{32} \rightarrow 4_{31}$ sind eng benachbart und haben einen Abstand von nur 13.8 MHz (bzw. 11.3 km s^{-1}). Die Spektren sind zur Vereinfachung um 1, 2, 3 bzw. 5 K verschoben. Die vertikale Linie bei 12.0 km s^{-1} entspricht der Position der Absorption.

Der Übergang zwischen beiden Formen der Rotation liegt bei der maximal erreichten Geschwindigkeit von $v_{\text{LSR}} \pm 3.5 \text{ km s}^{-1}$ (entspricht $15''$, bzw. einem Radius von 0.12 pc).

Falls sich ein bipolarer Ausfluss als Ursache für den Geschwindigkeitsgradienten erweisen sollte, dann sollte sich die Geschwindigkeit proportional zum *projizierten Abstand* von der Quelle verhalten. Dies wird auch als *Hubble-law* bezeichnet (z. B. Simulationen von Poludnenko et al. 2004; Cunningham et al. 2006). Die schmale Absorption bei etwa 12.0 km s^{-1} (am deutlichsten bei $\text{CO } 3 \rightarrow 2$) durchquert die ganze Region und zeigt selbst keine klaren Anzeichen für einen Geschwindigkeitsgradienten. Damit ist dieser Vordergrund kinematisch nicht besonders aktiv, also weder durch eine auffallend große Geschwindigkeitsdispersion, noch durch eine Eigenbewegung bezüglich der Quelle bzw. Expansion oder Kontraktion.

4.4 Modellierung der Staub- und Linienemission

4.4.1 Einschränkungen der physikalischen Bedingungen durch die verfügbaren Linien

Eine detaillierte Modellierung der physikalischen Bedingungen in verschiedenen Tiefen der Quelle setzt voraus, dass die beobachteten Linien unterschiedliche Anregungsbedingungen haben. Anknüpfend an Abschnitt 2.2.1 soll hier kurz zusammengefasst werden, welche Anregungstemperaturen und kritische Dichten die beobachteten Linien ausweisen.

Die Kohlenstoffmonoxid-Linien decken einen Dichtebereich von n_{krit} zwischen 3×10^3 bis $3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ab und benötigen gleichzeitig Temperaturen bis zu $E_u/k_B =$

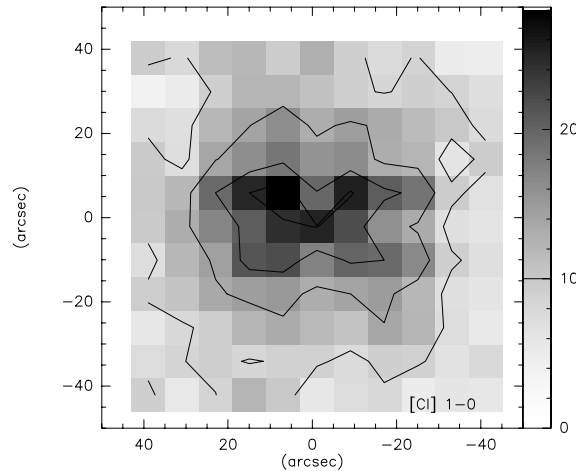


Abbildung 4.10: [C I]-Karte von ON 1 der geschwindigkeitsintegrierten Emission (in K km s^{-1}). Die Konturen beginnen bei 3σ und haben eine Schrittweite von ebenfalls 3σ .

116 K zur Thermalisierung. [C I] ist bereits bei 24 K und $n_{\text{krit}} \simeq 10^3 \text{ cm}^{-3}$ thermalisiert. HCO^+ $4 \rightarrow 3$ benötigt mindestens 43 K. H_2CO ist ein Tracer für hohe Dichten ($n_{\text{krit}} = 0.2 - 1.0 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$). Der Temperaturbereich ist sehr breit von 21 K (für den $3_{03} \rightarrow 2_{02}$ -Übergang) bis 158 K (für $5_{33} \rightarrow 4_{32}$ und $5_{32} \rightarrow 4_{31}$). Auch soll erwähnt werden, dass die beiden nicht detektierten Übergänge $5_{42} \rightarrow 4_{41}$ und $5_{41} \rightarrow 4_{40}$ bereits Anregungstemperaturen von ca. $E_u/k_B = 241 \text{ K}$ benötigen. CH_3OH ist, wie in Abschnitt 4.3.2.6 gezeigt, bis mindestens 260 K empfindlich und benötigt Dichten von etwa 10^6 cm^{-3} . Allerdings zeigt das komplexe Anregungsschema von Methanol auch unterhalb von 10^4 cm^{-3} Übergänge, die bereits vorher zur Thermalisierung der anderen Übergänge führen können. CS $5 \rightarrow 4$ dagegen ist ab $7 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ und ab 35.3 K am empfindlichsten. Das Übersichtsdiagramm in Abb. 4.11 zeigt noch Lücken bei Temperaturen $T \geq 100 \text{ K}$. Hier wären [C II] (geringe Dichten) und [O I] (hohe Dichten) geeignete Kandidaten für zukünftige Beobachtungen.

Bei den höheren Dichten kämen hochangeregte CO-Rotationslinien in Frage, da mit diesen, wie etwa bei DR 21 in Kapitel 3 und W3 in Kapitel 5 diskutiert, die Menge des warmen Gases abgeschätzt werden kann. Im Fall von W3 IRS5 wird beispielsweise eine kalte Komponente von 40 K gefunden, die 90 % der Masse trägt. Leider kann bei ON 1 diese Methode nicht direkt angewendet werden, da keine ISO/LWS-Daten existieren. Dennoch ist die Temperatur in ON 1 vergleichbar und lässt eine warme Komponente mit einem ähnlich kleinen Anteil an der Gesamtmasse vermuten.

4.4.2 Escape-Probability Rechnung der Linienstrahlung

Noch bevor mit der genauen Modellierung begonnen wird, kann mit der *Line Escape Probability Approximation* (Stutzki & Winnewisser 1985, vgl. mit Kapitel 2) nach Startwerten für die Dichte und die kinetische Temperatur gesucht werden. Dazu wird eine kugelförmige homogene Wolke angenommen, welche durch einem sehr kleinen Teleskopbeam betrachtet wird und welche die kanonischen Häufigkeitsverhältnisse von CO und den Isotopomeren (siehe nächsten Abschnitt) aufweist. Die beobachteten CO-,

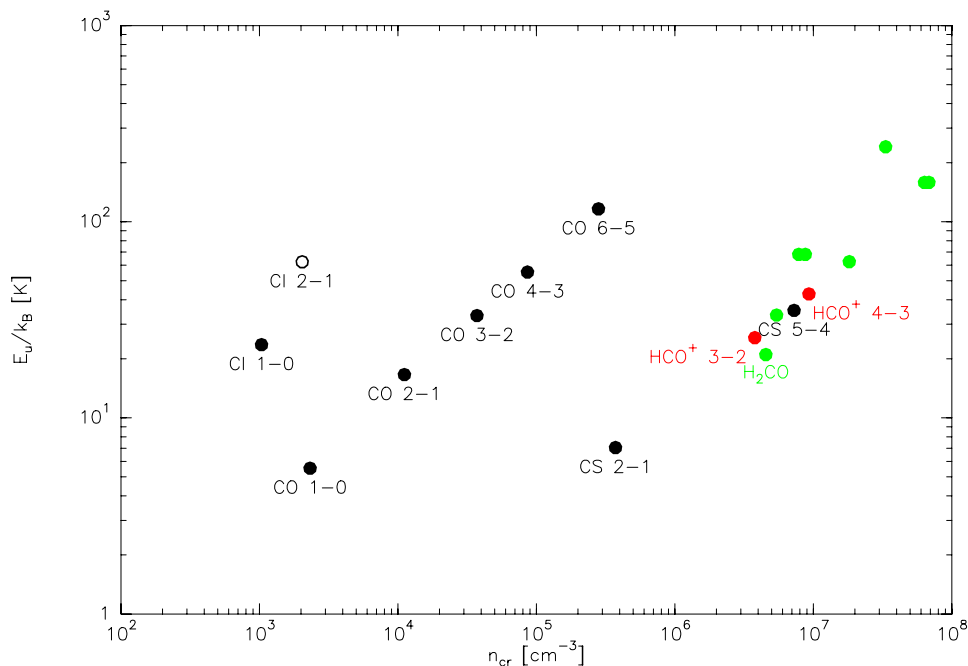


Abbildung 4.11: Kritische Dichten und Anregungstemperaturen (Energieniveau des oberen Zustandes) der hier verwendeten Spezies. Die Energieniveaus von ^{13}CO und C^{18}O liegen leicht unterhalb denen von CO und werden nicht dargestellt.

^{13}CO - und C^{18}O -Flüsse werden mit einem *Datenkubus*, bestehend aus simulierten Intensitäten, verglichen. Der Kubus deckt die Säulendichten von $N(\text{CO})/\Delta v = 4 \times 10^{13}$ bis $1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-1}$, die Dichten $n(\text{H}_2)$ zwischen $1 \times 10^3 - 1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ und einen Temperaturbereich $T_{\text{kin}} = 20 - 360 \text{ K}$ ab. Die integrierten Intensitäten der Beobachtungen werden dem Zweikomponentenfit in Tabelle 4.2 entnommen. Die Linienbreite Δv von CO , ^{13}CO und C^{18}O wurde auf 10 km s^{-1} , 5.4 km s^{-1} und 3.8 km s^{-1} festgelegt. Bei Profilen mit Absorption wurde die negative Intensität nicht gezählt und statt dessen die Emissionskomponente aus dem Zweikomponentenfit verwendet, so als ob die Absorption von unbeteiligten, kälteren Material im Vordergrund stammt.

Für alle Elemente des Datenkubus wurde das χ^2 bezüglich der integrierten CO Linienintensitäten berechnet und nur die Modelle mit einem kleinen χ^2 wurden in einem 2. Schritt mit den ^{13}CO und C^{18}O Linienintensitäten verglichen. Diese lassen sich aus dem gleichen Datenkubus ableiten, wenn die CO -Säulendichten um das Isotopenverhältnis skaliert werden, während die Dichte und die Temperatur gleich bleiben. Die Intensitäten gelten dann, bis auf eine v^2 -Frequenzabhängigkeit³, auch für ^{13}CO und C^{18}O . Die verbleibenden Modelle zeigen eine gute Übereinstimmung mit allen Beobachtungen. Haben beispielsweise zwei Modelle ein ähnliches χ^2 und eines der beiden hat eine höhere Temperatur, dann ist dessen Dichte und dessen Säulendichte dafür tendenziell niedriger. Dieses Modell erzeugt verständlicherweise weniger C^{18}O Emission, während die CO -Emission konstant bleibt (ohne eine Variation der Häufigkeit zu berücksichtigen). Die drei besten Modelle aus dieser Selektion

³Zwischen erg-Einheiten und K-Einheiten gilt die Umrechnung $I_\nu = 2k(\nu/c)^2 T_K$.

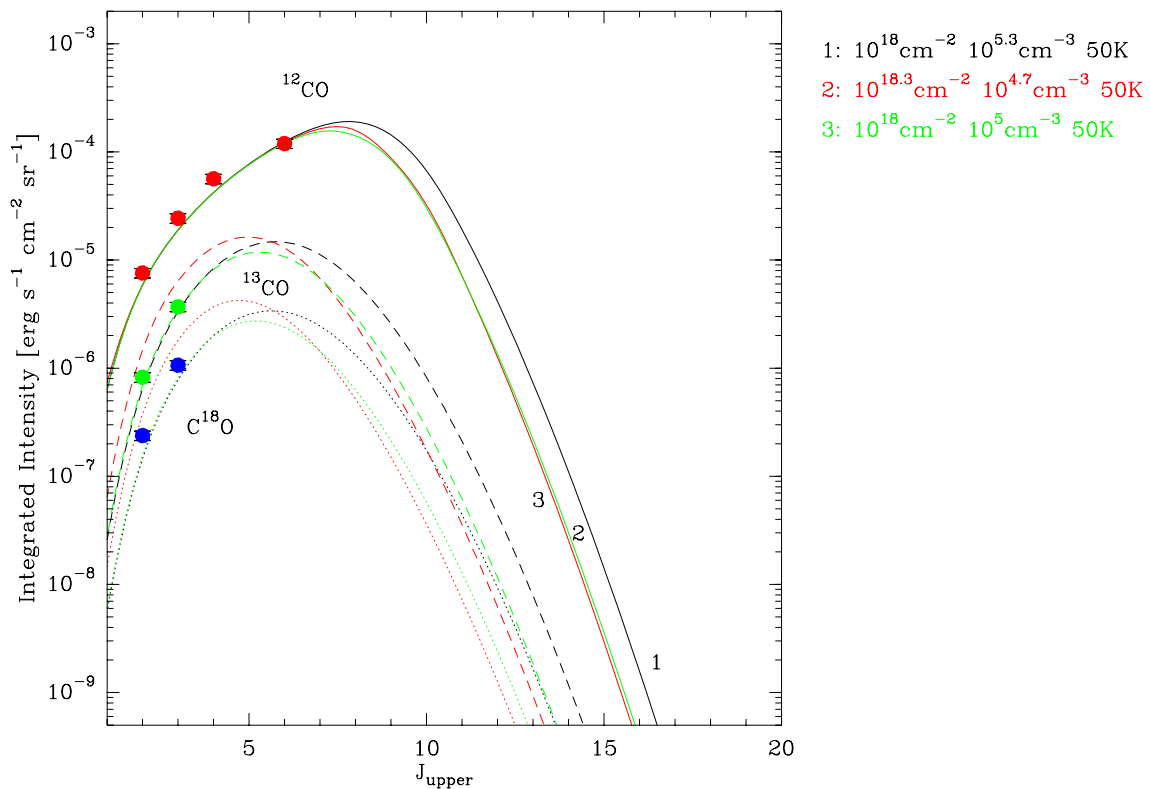


Abbildung 4.12: Drei mögliche Line-Escape-Probability Modelle, welche die ON 1 CO-Beobachtungen beschreiben. Beobachtete integrierte Intensitäten für CO, ^{13}CO und C^{18}O sind markiert. Die Kurven zeigen die vorhergesagten Intensitäten entlang der Rotationsleiter für diskrete J bis zu $J_{\text{upper}} = 20$. Die drei Modelle haben nahe beieinander liegende Werte für die H_2 Säulendichte pro Geschwindigkeitsintervall und die Anzahl-dichte.

(von etwa 10^4) sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Diese grenzen den Parameterbereich recht gut ein. Die kinetische Temperatur beträgt jeweils $T_{\text{kin}} = 50 \text{ K}$, während die CO-Säulendichten $N(\text{CO}) = 10 \text{ km s}^{-1} \cdot 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-1}$ bzw. $N(\text{CO}) = 10 \text{ km s}^{-1} \cdot 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} (\text{km s}^{-1})^{-1}$ nahe beieinander liegen. Die zugehörigen Dichten sind $n(\text{H}_2) = 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und $n(\text{H}_2) = 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Diese Resultate passen zu den Dichten, die für die Anregung von C^{18}O $3 \rightarrow 2$ notwendig sind und von der CO $4 \rightarrow 3$ -Linienstärke angedeutet wird. Bei einem Wolkendurchmesser von $\theta = 20''$ ergibt sich eine Gesamtmasse zwischen $M_{\text{Gas}} = 67 - 133 M_{\odot}$.

4.4.3 Rechnung mit vollem Strahlungstransport

Um nun die vorhandene Information aus den Messungen im vollen Umfang nutzen zu können und um realitätsnähere Modelle zu erstellen, wird im Folgenden auf die zwei nicht-lokalen Strahlungstransport-Programme SIMLINE (Ossenkopf et al. 2001) und RATRAN (Hogerheijde & van der Tak 2000) zurückgegriffen. RATRAN hat den Vorteil ein- und zweidimensionale Rechnungen mit einer Monte-Carlo-Methode auszuführen und kann auch das Staubkontinuum nach Staubmodellen von Ossenkopf & Henning (1994) berechnen. SIMLINE ist rein 1-dim, berücksichtigt Turbulenz und Klumpung in

einer statistischen Näherung und passt sein Gittermodell adaptiv an die vorgegebene physikalische Struktur an. SIMLINE wird im Folgenden bei allen 1-dim Linienproblemen benutzt, während RATRAN für das Staubmodell und das rotierende Modell genutzt wird.

Der statistische Ansatz der Turbulenzbeschreibung hat den Effekt, dass auch bei Verkleinerung des synthetischen Beams die Linienbreiten konstant bleiben. Messungen zeigen dagegen bei steigender räumlicher Auflösung eine Abnahme der Linienbreite, da nahe benachbarte Klumpen eine bessere Korrelation der Geschwindigkeit zeigen als weit voneinander entfernte⁴. Da sich zudem die Beamgröße mit der Frequenz verändert, lassen sich Seiteneffekte, wie eine niedrigere Sensitivität auf die äußeren Wolkenbereiche nicht ganz ausschließen. Dies trifft daher auch auf eine Analyse des radialen Wolkenprofils zu, d. h. wenn Positionen abseits vom Zentrum simuliert werden sollen. Deshalb wird weitgehend auf die Untersuchung des Wolkenprofils abseits verzichtet und nur die Zentralposition untersucht. Ausnahmen sind das Staubmodell, wo der Turbulenzparameter keine Rolle spielt und das 2-dim Modell, in welchem die radiale Verteilung der Linienbreite diesen Parameter festlegt.

Bei allen Strahlungstransportrechnungen wird eine kugelsymmetrische Wolke in 1.7 kpc Entfernung simuliert. Offensichtlich ist ein einfaches, einem Potenzgesetz folgendes Modell nicht zur Beschreibung der komplexen geometrischen Struktur mit allen Feinheiten wie Klumpigkeit, Ausflüssen und Schockfronten geeignet. Dennoch hilft es dabei, die Eigenschaften der vorliegenden Gaskomponenten einzugrenzen. Glücklicherweise tragen die beobachteten Linien genügend Informationen zur Temperatur, Dichte oder Turbulenz aus verschiedensten Wolkentiefen in sich (siehe oben), was das *Abtasten* der Wolkeneigenschaften bis zu einem gewissen Grad erlaubt.

4.4.4 Modell 1: Das Säulendichtemodell

4.4.4.1 Das Staubkontinuum

Um realistische Anfangswerte für die Struktur der ON 1-Wolke zu erhalten, wird zunächst nur die Staubverteilung modelliert. Dazu wird eine potenzgesetzmäßige Dichte- und Temperaturverteilung postuliert:

$$n(r) = n_0(r/r_0)^{-p} \quad (4.2)$$

und

$$T(r) = T_0(r/r_0)^{-q}. \quad (4.3)$$

Der Wert der inneren Temperatur T_0 wird auf 100 K festgelegt und eine feste Abnahme mit Steigung $q = 0.4$ angenommen, was konsistent mit typischen Wolkenmodellen ist. Die Dichtestruktur wird mit 38 kugelförmigen Schalen homogener Dichte angenähert, die einem logarithmischen Abstand voneinander haben. Bei einem inneren Radius von 0.004 pc und einem äußeren Radius von 0.31 pc ist damit sichergestellt, dass die Schrittweite zwischen zwei Schalen nicht zu groß wird. Der innere Radius ist gut

⁴Lediglich zum Zentrum des Modells kann dieser Effekt auftreten, wenn hier der Exponent des Dopplerbreitenparameters positiv ist.

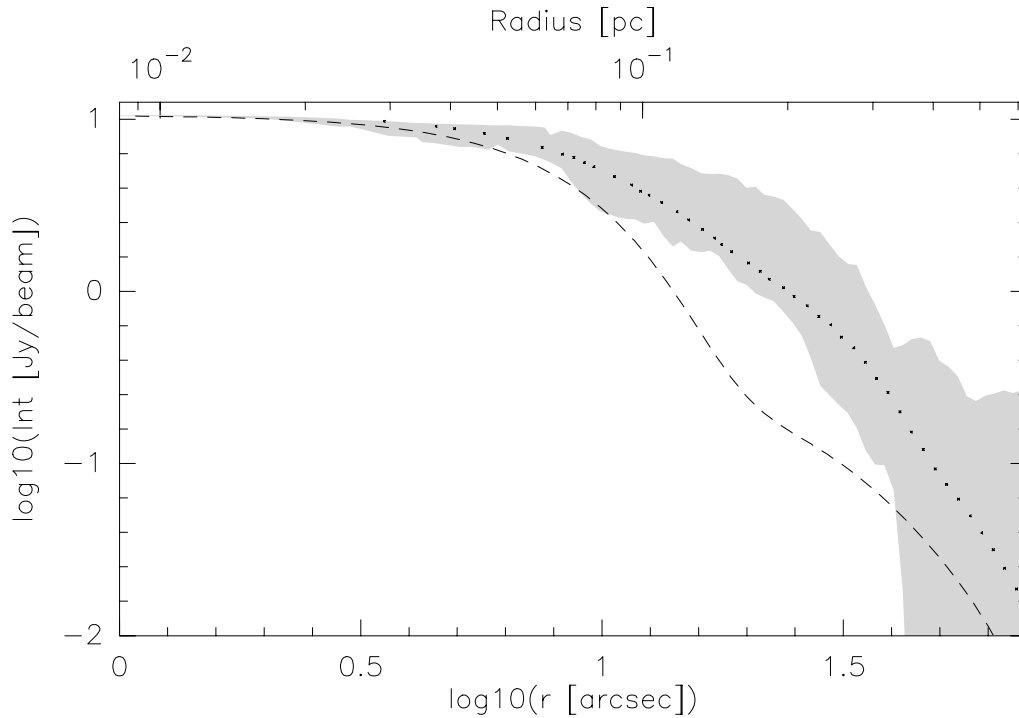


Abbildung 4.13: Beobachtete (*grauer Bereich*) und modellierte (*durchgezogene Linie*) radiale Helligkeitsverteilung des $850\ \mu\text{m}$ Kontinuums. Die simulierte Verteilung wurde mit dem in der Abbildung gezeigten Beam-Profil (*gestrichelte Linie*) gefaltet.

durch das radiale Helligkeitsprofil bestimmt und entspricht dem Radius der eingebetteten H II-Region. Im Modell wird das Gas-zu-Staub Verhältnis auf 100:1 festgelegt. Für den Absorptionskoeffizienten der Staubteilchen κ_λ wurde die zusätzliche Annahme gemacht, dass die Oberflächen von einer dünnen Eisschicht bedeckt sind, welche eine Wachstumszeit von 10^5 Jahre hatte (Ossenkopf & Henning 1994). Die Ergebnisse wurden mit einem Beamprofil des JCMT-Teleskops gefaltet und mit den Beobachtungsdaten verglichen (siehe Abb. 4.13). Die Anpassung erfolgte durch Variation der inneren Dichte n_0 und der Steigung p (zwischen 1.25 und 2.25). Die molekulare Masse des Modells liegt, ohne Berücksichtigung des Volumenfüllfaktors (siehe nächsten Abschnitt), bei $270 M_\odot$. Der Fehler der $850\ \mu\text{m}$ -Daten ist vermutlich kleiner als 20% und die κ_{850} -Abschätzung ist auf etwa einen Faktor 2 genau. Das beste Ergebnis für die freien Parameter ist in Tabelle 4.5 dargestellt (Modell 1). Die Linienparameter werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

4.4.4.2 CO Linienmodell

Der Startwert für die verwendete Häufigkeit $[X/H_2]$ ist 2×10^{-4} bei CO, 3.1×10^{-6} bei ^{13}CO und 4×10^{-7} bei C^{18}O ⁵. Nur die ^{13}CO und C^{18}O Linien werden in der Fitprozedur berücksichtigt. Dies schließt den C^{18}O $1 \rightarrow 0$ Übergang (beobachtet von Zinchenko et al. 2000) als gaussförmiges Linienprofil mit ein.

Die berechneten Linienprofile von C^{18}O $1 \rightarrow 0$ und $2 \rightarrow 1$ stimmen beide sehr gut mit

⁵ $[^{13}\text{CO}]:[\text{CO}]$ steht damit im Verhältnis 1 : 65 und $[\text{C}^{18}\text{O}]:[\text{CO}]$ ist 1 : 500.

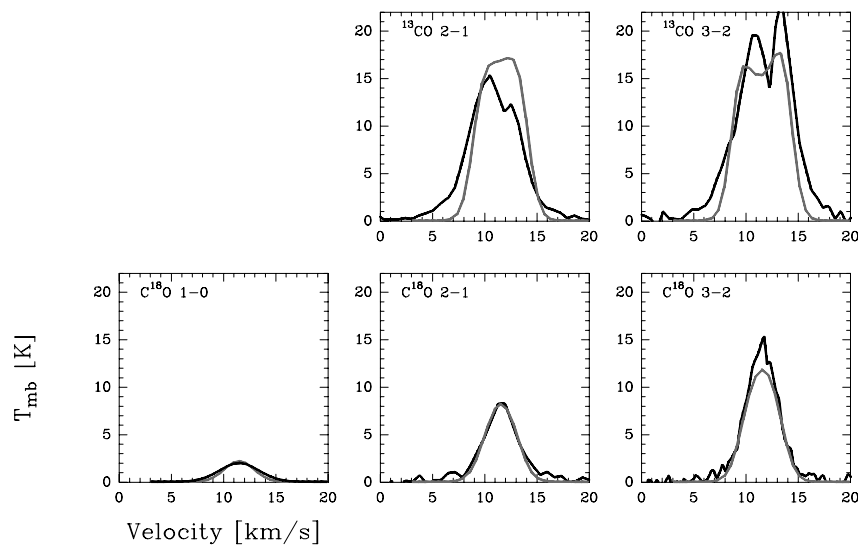


Abbildung 4.14: Resultate der Linienmodellierung des kugelsymmetrischen Modells 1. Beobachtete Linien sind dick markiert und die modellierten Linien grau.

den Messungen überein (siehe Abb. 4.14). Die angefttete ^{13}CO und C^{18}O -Häufigkeit liegt bei nur rund 35 %, des Startwertes, d. h. bei $1.1 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$ bzw. $1.4 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$. $[\text{C}^{18}\text{O}/\text{H}_2]$ liegt damit im Bereich $7 \times 10^{-9} - 5 \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$, welcher von Jørgensen et al. (2002) in massearmen protostellaren Hüllen gefunden wurde. Die modellierte C^{18}O 3 \rightarrow 2 Linie passt ebenfalls in den Flügeln, jedoch fehlen in der Linienmitte ca. 2 K bis zum Peak. Da die Opazität bereits bei $\tau \sim 2.5$ liegt, ist mit einer stärkeren Temperaturabhängigkeit zu rechnen als im optisch dünnen Fall, d. h. die Säulendichte verliert als Maß für die Häufigkeit an Signifikanz.

Auch die ^{13}CO Linien reproduzieren grob die gemessenen Daten. Der Selbstabsorptionsdip wird qualitativ sehr gut wiedergegeben und spricht für Opazitäten von $\tau \sim 11..19$. Im Detail gibt es weder in den Flügeln noch auf dem rot- oder blauverschobenen Maximum der Linie eine befriedigende Übereinstimmung in diesem Modell. Es wurde hier nicht weiter optimiert, da es offensichtlich ist, dass für eine bessere Übereinstimmung eine deutlich größere Turbulenz- oder Radialgeschwindigkeit notwendig wäre. Und da der Großteil des Materials nicht von dieser Bewegung betroffen sein kann, muss die Emission aus den Linienflügeln von einer Komponente mit sehr viel höherer Geschwindigkeitsbreite stammen. ^{12}CO (hier nicht modelliert) kann daher nicht sinnvoll durch dieses Modell beschrieben werden. Auch dehnt sich CO weit über den hier benutzten Radius von 0.31 pc aus. Dennoch wäre die Häufigkeit von ^{12}CO wegen der geringeren Isotopomerhäufigkeit $X(\text{CO}) = 7 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ etwas niedriger als erwartet.

Grundsätzlich ist eine Korrelation zwischen der Temperatur und der Häufigkeit zu beobachten. Eine erhöhte Häufigkeit kann bis zu einem gewissen Grade durch eine niedrigere Temperatur ausgeglichen werden. Eine höhere Temperatur (z. B. $T_0 = 160 \text{ K}$, mit dem Wolkenmittelwert von 44.4 K) kann die Ergebnisse zugunsten der C^{18}O 3 \rightarrow 2-Linie verbessern, aber nur auf Kosten der Übereinstimmung mit den ^{13}CO -Linien, deren optische Tiefe sich reduziert und die Linie im Peak auf 25 K ansteigen lässt. Mit

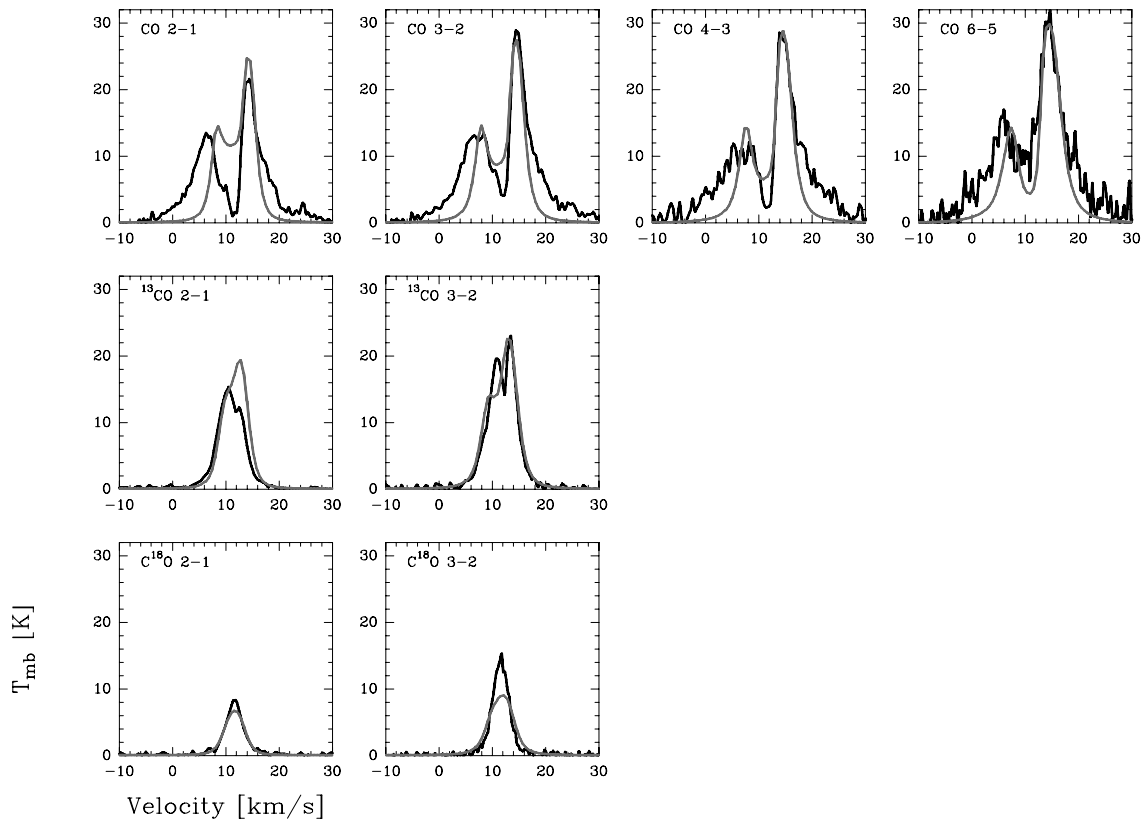


Abbildung 4.15: Linienfits für Modell 1b. Unten stehen $C^{18}O$ $1 \rightarrow 0$, $2 \rightarrow 1$ und $3 \rightarrow 2$, in der Mitte ^{13}CO $2 \rightarrow 1$ und $3 \rightarrow 2$ und darüber CO $2 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 2$, $4 \rightarrow 3$ und $6 \rightarrow 5$.

den Ergebnissen in diesem Modell-Szenario fällt es schwer zu sagen, welche der beiden Temperaturen näher an die Realität heranreicht. Die bolometrische Temperatur (57 K, nach Mueller et al. 2002) wird nur bis zu einem maximalen Radius von 0.015 pc übertroffen. Bei diesem Abstand reicht die Dichte prinzipiell für eine Kopplung der Gas- und Staubtemperatur aus.

Eine konstante Turbulenzgeschwindigkeit mit $v_D = 3.2 \text{ km s}^{-1}$ liefert zusammen mit dem Temperaturgradienten die typischen $C^{18}O$ -Linienbreiten. In den Flügeln der ^{13}CO -Linien erkennt man jedoch eine Verbreiterung, welche auch auf stärker turbulentes Gas hindeutet, das hier nicht erfasst wird. Die Radialgeschwindigkeit v_r ist in diesem Modell nur relativ ungenau bestimmt. Kleine positive Werte sind eher mit ^{13}CO $3 \rightarrow 2$ in Konsistenz zu bringen, während negative Werte die Profile des $2 \rightarrow 1$ -Übergangs besser beschreiben.

Eine Anmerkung zum Beamfilling: Bei vielen Autoren wird ein Füllfaktor entweder angenommen oder aus Intensitäten abgeleitet, welcher die (unaufgelöste) klumpige Substruktur im Beam empirisch zu beschreiben versucht. Dies wird in diesem und den folgenden Modellen nicht gemacht, da die Simulation eine direktere Möglichkeit bietet: Wie bei Ossenkopf et al. (2001), wird die Häufigkeit relativ zum Stoßpartner H_2 um einen Volumenfüllfaktor reduziert, während die H_2 Teilchendichte nicht geändert wird. Zwar wäre bei dieser Dichte die Masse einer homogenen Wolke höher, jedoch reduziert sich diese um den Füllfaktor, da nur ein Teil der Wolke Gas enthält und der

Rest frei ist. Diese Betrachtungsweise hat einen großen Einfluss auf die abgeleitete Häufigkeit und Masse. Wenn statt der Häufigkeit sich der Füllfaktor auf 0.35 reduziert, verringert sich analog dazu die H₂-Masse in Modell 1 auf $M_{\text{ges}} \simeq 95 M_{\odot}$. Diese Masse ist gut mit der Escape-Probability-Masseabschätzung vereinbar.

4.4.5 Modell 1b: *Ein expandierendes Modell*

Die Grenzen des Modells 1 zeigen klar, wo Nachbesserungen am nötigsten sind. Das Modell 1b ist eine Erweiterung zu Modell 1, in welchen für die Turbulenz- und Radialgeschwindigkeitsparameter Gradienten einführt werden. Das Ziel ist, eine bessere Übereinstimmung mit den CO-Linienprofilen zu erreichen, ohne die bisher gefundene Lösung für ¹³CO und C¹⁸O zu sehr zu verändern.

Die Parameter der Geschwindigkeitsfelder v_D und v_r sind beides Größen, die, da sie beide Komponenten entlang des Sehstrahls zeigen, Einfluss auf die Linienbreite haben. v_D bewirkt eine symmetrische Geschwindigkeitsverteilung, während v_r unterschiedlich auf die rote und blaue Seite der Linien wirkt. Da ein sehr starker Überschuss an Emission auf der rotverschobenen Seite beobachtet wird, ist eine signifikante Expansionsbewegung ($v_r > 0$) vorstellbar.

In diesem Fall läge die größte Radialgeschwindigkeit weit im Inneren der Wolke und nähme nach außen hin stetig ab. Für Schocks werden typischerweise Geschwindigkeiten von einigen km s^{-1} bis zu etwa 100 km s^{-1} gefunden. Die Bewegung der Hauptmasse dürfte jedoch nur sehr langsam stattfinden, was bereits in Modell 1 bestätigt wurde. Deshalb werden die ¹²CO Linienprofile nun genauer betrachtet:

1. Die Breite des rotverschobenen Peaks scheint ein guter Indikator für die Radialgeschwindigkeit nahe am äußeren Rand der Schale zu sein. Misst man die Breite dieses Peaks, so sollte sich damit die Struktur der Radialgeschwindigkeit eingrenzen lassen. Die Breite ist zudem auch von verschiedenen Faktoren wie der optischen Tiefe abhängig. Da sich die Breite nur schlecht exakt bestimmen lässt, wurde die Breite bei 75 % der Peakhöhe als Referenz genommen.
2. Der Absorptionsdip hat eine deutliche Asymmetrie. Aus Testsimulationen wurde ersichtlich, dass die Steigung im Übergang von Absorption in Emission auf der blauen Seite mit dem Exponenten von v_r korreliert ist. Die Wahl eines konstanten Geschwindigkeitsfeldes ergibt eine zu starke Steigung vom Absorptionsdip zum Peak. Die beobachteten Linienprofile deuten zudem auf Variationen im Geschwindigkeitsfeld hin.

Aufgrund dieser beiden Punkte lässt sich das Modell für v_r bei 15.2 km s^{-1} an der Innenkante und 0.7 km s^{-1} an der Außenkante (Steigung -0.7) in gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen bringen. Die 75 % Linienbreite ist typischerweise um den Faktor 3 größer als v_r an der Modelloberfläche.

Tabelle 4.5: Strahlungstransportmodelle: Auflistung der physikalischen Parameter und Eigenschaften der hier vorgestellten Modelle. Der Wert in Klammern ist die Steigung ausgehend vom angegebenen Wert an der Schaleninnenseite. Modell 1, 1b und 2 sind reine eindimensionale Modelle. Modell 3 wurde in zylindrischen Koordinaten mit RATRAN gerechnet.

Parameter	Modell 1	Modell 1b	Modell 2	Modell 3
Innerer & äußerer Radius [pc]	0.004 .. 0.31	(siehe Modell 1)	(siehe Modell 1b)	(siehe Modell 2)
Innere, äußere Dichte n_i [cm^{-3}]	7.5×10^7 .. 1.5×10^4 (-2)			
Häufigkeitsbruchteil	0.35 (0)			
Innere, äußere Temperatur [K]	100 .. 18 (-0.4)			
H_2 Säulendichte N [cm^{-2}]	4.7×10^{22}			
Turbulenzgeschwindigkeit v_D [km s^{-1}]	3.2 (0)	5.2 .. 2.2 (-0.2)		
Radiale Geschwindigkeit v_r [km s^{-1}]	0.2 (0)	15.2 .. 0.7 (-0.7)		
Masse $< m >$ [M_\odot]	270			
Temperatur $< T >$ [K]	28			
Dichte $< n >$ [cm^{-3}]	3.7×10^4			
Azimutgeschwindigkeit v_a [km s^{-1}]	—	—	—	1
Innerer & äußerer Radius [pc]	—	—	0.31 .. 0.71	(siehe Modell 2)
Innere, äußere Dichte n_i [cm^{-3}]	—	—	4×10^7 .. 4×10^7 (0)	
Häufigkeitsbruchteil	—	—	0.35×10^{-4}	
Innere, äußere Temperatur [K]	—	—	50 .. 5 (-2.8)	
Turbulenzgeschwindigkeit v_D [km s^{-1}]	—	—	14.0 .. 1.0 (-3.2)	
Radiale Geschwindigkeit v_{rad} [km s^{-1}]	—	—	5.0 .. 0.1 (-4.7)	
Azimutgeschwindigkeit v_a [km s^{-1}]	—	—	—	1

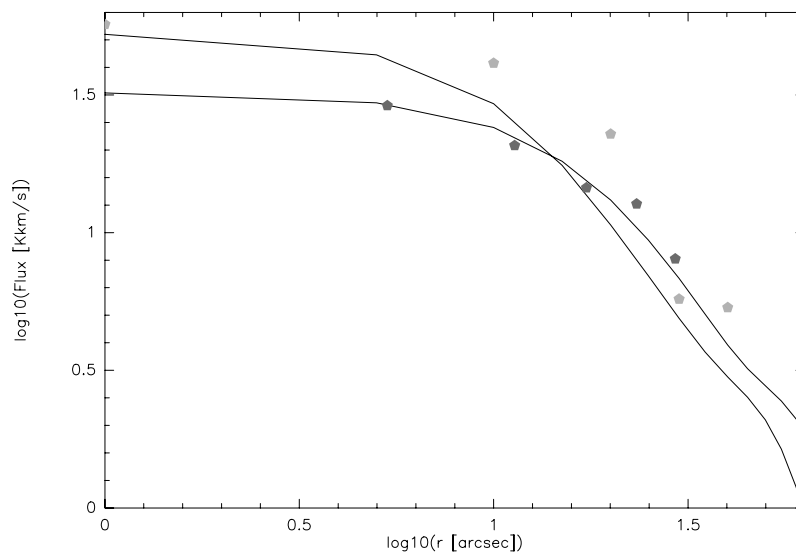


Abbildung 4.16: Radial gemittelte integrierte Linienintensitäten von C^{18}O $2 \rightarrow 1$ und C^{18}O $3 \rightarrow 2$. Die Punkte zeigen gemessene Daten, die durchgezogenen Linien zeigen das Modell 1b.

Eine Konsequenz der variablen Radialgeschwindigkeit v_r ist, dass mit zunehmendem J_{up} auch die CO Linienbreite ansteigt und die Absorption sich in den blauen Linienflügel verliert (abgeschwächt aufgrund der kleineren optischen Tiefe). Dieser Effekt sollte auch in typischen Dichtetracern wie HCO^+ oder H_2CO zu finden sein. Es wird später gezeigt, wie diese Linien bei der Eingrenzung des inneren Geschwindigkeitsfeldes helfen.

v_D hat an der Außenkante einen Wert von 2.2 km s^{-1} . Würde dieser Wert erhöht, so würden die ^{13}CO und C^{18}O -Linien eine Verbreiterung zeigen, ohne dass dies eine wesentliche Änderung bei den unteren CO-Linien zur Folge hätte – ein klares Zeichen, dass die niedrigeren Dichten im Modell unterrepräsentiert sind. Aus diesem Grund wird v_D bei 2.2 km s^{-1} belassen. Der Wert an der Innenkante ist noch weniger sicher und wurde auf $v_D = 5.2 \text{ km s}^{-1}$ angehoben, da sich die Fitqualität in den ^{13}CO Flügeln leicht verbessert.

Alles in allem bringt dieses Modell in den unteren CO-Übergängen nur wenig Besserung, denn sowohl die Linienflügelbreite als auch die Tiefe des Absorptionsdip werden unterschätzt. Andererseits wurde die Asymmetrie der Linie entscheidend verbessert und erklärt die Peaktemperaturen von beiden Maxima sehr gut. Insbesondere stimmt der $J = 6 \rightarrow 5$ Übergang sehr gut mit der Beobachtung überein. ^{13}CO $3 \rightarrow 2$ liegt im Peak wieder etwas zu niedrig im Vergleich zu den Beobachtungen, aber im Vergleich zum vorherigen Modell zeichnet sich die Asymmetrie des Profils klar ab.

Erneut weisen die Ergebnisse auf eine zusätzliche Gasschicht geringerer Dichte und niedrigerer Temperatur hin.

4.4.6 Weitere Spezies

Neben CO wurden noch eine Reihe weiterer Spezies (H_2CO , CS, C I und HCO^+) beobachtet, welche mit dem nun vorliegenden Modell 1b näher untersucht werden können. Insbesondere die Häufigkeiten der Spezies, für welche bisher Standardwerte angenommen werden mussten, lassen sich bestimmen. Dazu werden alle Modellparameter mit Ausnahme der jeweiligen Häufigkeit eingefroren.

4.4.6.1 Atomarer Kohlenstoff – [C I]

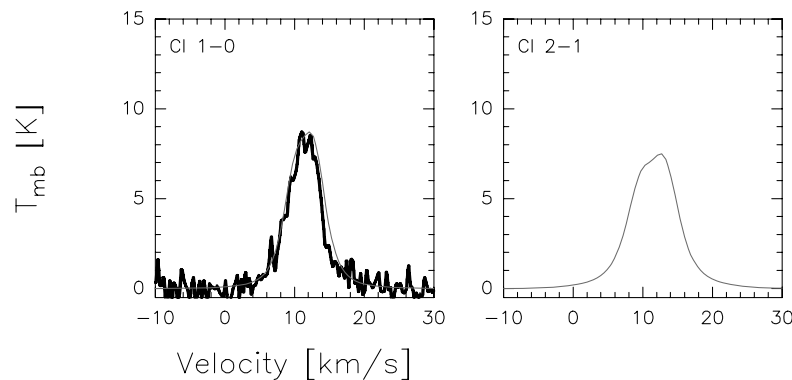


Abbildung 4.17: Ergebnisse für [C I] (Modell 1b). Der modellierte 2→1-Übergang ist der Vollständigkeit halber mit dargestellt, obwohl für ihn keine Messdaten existieren.

Für C I ließ sich eine hervorragende Anpassung des Modell an die Messungen erzielen, was eine Analyse der Kohlenstoffhäufigkeit erlaubt. Die Intensität im Linienzentrum passt sehr gut zu einem Verhältnis $[\text{C I}]/[\text{H}_2]$ von $0.9 \cdot 10^{-5}$ (siehe Abb. 4.17). Die Linienbreite stimmt fast perfekt überein und erlaubt die Schlussfolgerung, dass C I in hohem Maße mit dem Gas, welches auch ^{13}CO und C^{18}O anregt (und Grundlage des Modells ist), korreliert sein dürfte. Für [C I] 2→1 kann das Modell ebenso ein Linienprofil vorhersagen (siehe Abb. 4.17). Das Verhältnis der integrierten Intensitäten ($I_{2\rightarrow 1}/I_{1\rightarrow 0}$) ist dann ~ 1.1 . Der Anstieg der [C I]-Häufigkeit etwas abseits des Zentrums Richtung Nord-Ost um ca. 10 % weist auf eine Verarmung in der Umgebung des OB-Sterns hin. Für eine genaue Untersuchung der Variation innerhalb der Quelle ist dieses Modell jedoch nicht geeignet und mehr als ein Übergang notwendig.

4.4.6.2 HCO^+

Der Fit der HCO^+ 4→3-Linie in Abbildung 4.18 zeigt klar, dass die zuvor in Abs. 4.3.2.2 gefundene schmale und breite Linie auch mit Selbstabsorption in den blauen Flügel hinein erklärbar ist. Der alternativen Erklärung, d. h. der Überlagerung von zwei getrennten Komponenten, kann daher klar widersprochen werden. Statt dessen ist die Verbreiterung auf warmes Gas zurückzuführen, dessen Emission teilweise von einer kalten Vordergrundkomponente absorbiert wird.

Die HCO^+ -Häufigkeit beträgt 4×10^{-9} . Mit diesem Wert gelingt eine erstaunlich gute Übereinstimmung mit dem asymmetrischen Profil der 4→3 Linie. Der Absorptionsdip geht praktisch ohne Änderung in den blauen Flügel über. Bei der 3→2-Linie

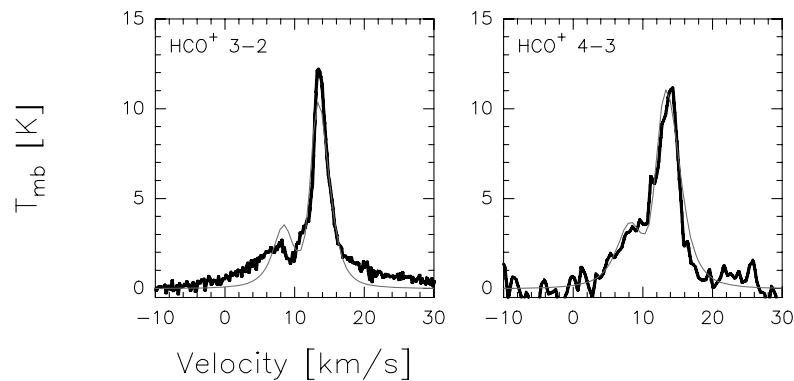


Abbildung 4.18: Fit und gemessene HCO^+ Linien (Modell 1b).

wird die Breite der Flügelemission ganz ähnlich wie bei ^{12}CO unterschätzt. Entsprechend stimmt auch die Peakhöhe nicht überein, sondern liegt etwa 2 K zu tief.

Die interferometrisch gemessenen H^{13}CO^+ $1 \rightarrow 0$ Daten wurden hier nicht berücksichtigt, da hierzu ein weitaus detaillierteres Quell- und Beammmodell notwendig gewesen wäre.

4.4.6.3 H_2CO

Die Ausgangshäufigkeit $X(\text{p-H}_2\text{CO}) = 2 \times 10^{-9}$ und $X(\text{o-H}_2\text{CO}) = 5 \times 10^{-9}$ wurde von Dickens & Irvine (1999) übernommen. Das ortho-zu-para-Verhältnis beträgt 2.5 und der Volumenfüllfaktor wurde (wie beim CO-Molekül) bei 0.35 belassen. Die Ergebnisse zu Modell 1b sind in Abb. 4.19 dargestellt.

Das Modell liefert ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Die beobachteten Profile der Übergänge $3_{22} - 2_{21}$ und $3_{22} - 2_{20}$ sind praktisch identisch mit dem Modell, sowohl in der Linienbreite als auch Linienhöhe. Die Modelle zu $3_{03} - 2_{02}$ und $3_{12} - 2_{11}$ überschätzen die Temperatur im Linienpeak (und links davon) leicht. $5_{15} - 4_{14}$ stimmt zwar in der Höhe, sagt aber eine zu breite Linie voraus. Das beobachtete Dublett der Linien $5_{33} - 4_{32}$ & $5_{32} - 4_{31}$ ist 50% stärker als das Modell. Dies könnte bedeuten, dass die Anregungstemperaturen für diese zwei Übergänge im Modell nicht erreicht wurden. In der Tat ist $T_{\text{ex}} \sim 160$ K dieser beiden Übergänge weit oberhalb von $T_0 = 100$ K und es sind zusätzlich hohe Dichten notwendig. $5_{42} - 4_{41}$ & $5_{41} - 4_{40}$ ($T_{\text{ex}} = 240$ K) sind demnach erwartungsgemäß noch deutlich schwächer.

Es gibt zwei mögliche Ursachen für die erhöhte Breite von $5_{33} - 4_{32}$, $5_{32} - 4_{31}$ und $5_{15} - 4_{14}$:

1. Die Turbulenzgeschwindigkeit ist in den sehr dichten Gebieten geringer als vom Modell simuliert.
2. Die Auswahlsektion des H_2CO -Tracers zugunsten hoher Dichten könnte einen im Vergleich zu CO niedrigeren Volumenfüllfaktor implizieren. In den dann kleineren Klumpen wäre die Geschwindigkeitsdispersion wiederum niedriger als die, die für CO gefunden wurde.

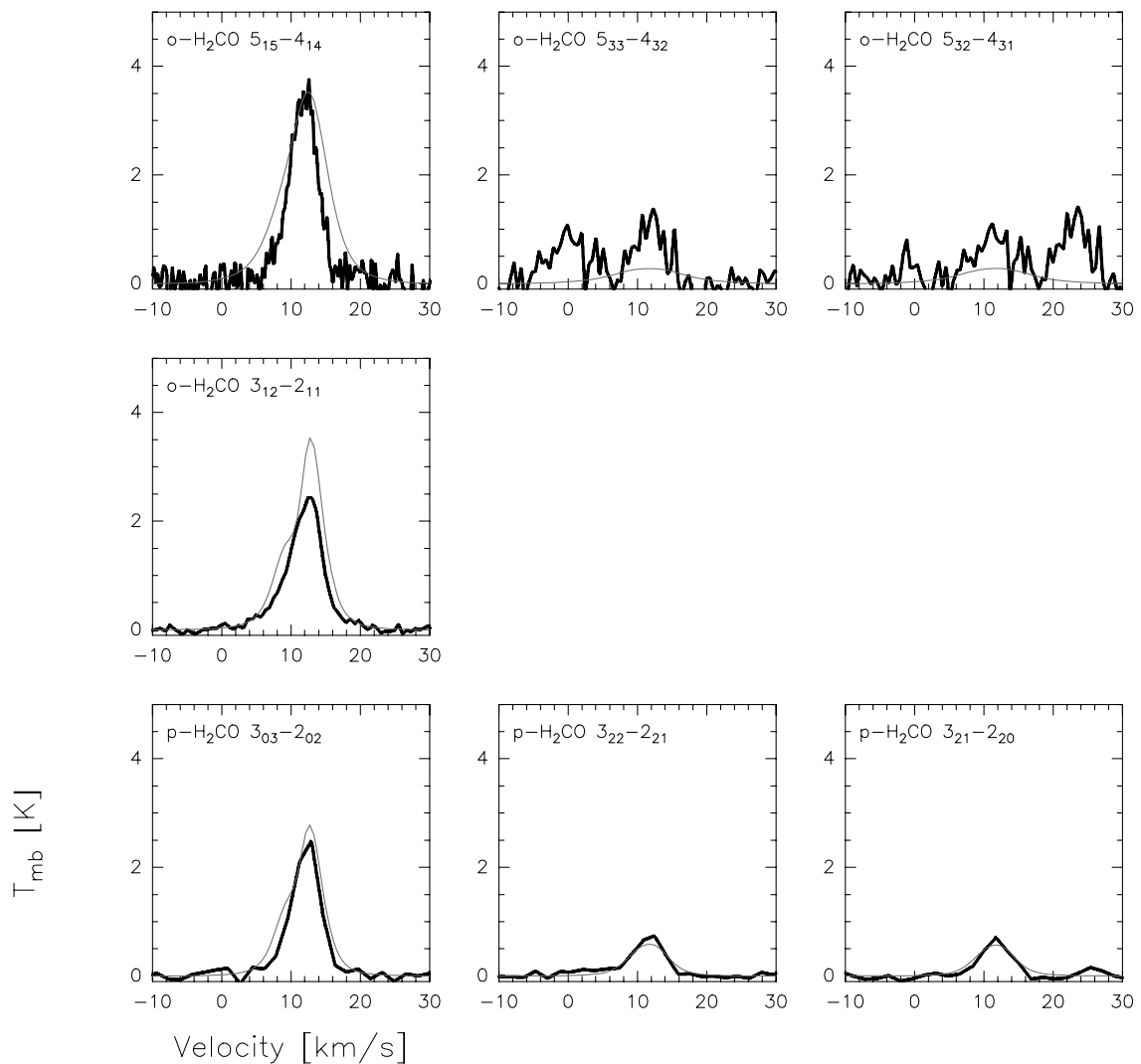


Abbildung 4.19: Fits für H_2CO (Modell 1b). Die Linien $5_{33} - 4_{32}$ & $5_{32} - 4_{31}$ überlappen leicht.

Es ist klar, dass die Mängel durch die Vereinfachung im Strahlungstransportmodell entstehen, da dieses die makro- und mikroskopische Turbulenz nur näherungsweise beschreiben kann.

4.4.6.4 CS

In Abb. 4.20 ist für den Stoßpartner CS das Ergebnis von Modell 1b dargestellt. Die Häufigkeit beträgt $X(\text{CS}) = 6 \times 10^{-9}$. Interessanterweise passt nur der Übergang $2 \rightarrow 1$ (Bronfman et al. 1996), wohingegen $\text{CS } 5 \rightarrow 4$, welcher durch Messungen von Shirley et al. (2003) bestätigt ist, mehr als zweifach stärker als das Modell ist.

Es ist bekannt, dass die Häufigkeit von CS durch dessen Bildungsprozess einer starken Streuung unterworfen ist (vgl. z. B. mit Shirley et al. 2003, die Werte zwischen 10^{-10} bis einige 10^{-8} in Kernen mit massereichen Sternen fanden). Da CS auch ein *Hot-Core-Tracer* ist, erscheint die Zunahme der Häufigkeit in Richtung des Kerns mehr

als wahrscheinlich. Bei einer Erhöhung der zentralen Häufigkeit auf 2×10^{-6} und mit einem scharfen Gradienten von -2.0 in der Häufigkeit kommt das Verhältnis zwischen $5 \rightarrow 4$ und $2 \rightarrow 1$ nahe 1.0 und nähert sich damit an das beobachtete Verhältnis an (vgl. Abb. 4.20). Im Mittel ist die Häufigkeit dann signifikant größer ($\sim 2.6 \times 10^{-8}$) als im *homogenen* Modell ohne Gradient. In der kalten Hülle kann die Häufigkeit nicht zu hoch sein, da die optische Tiefe sonst bereits weit außen stark ansteigen würde und Selbstabsorption verursachen würde.

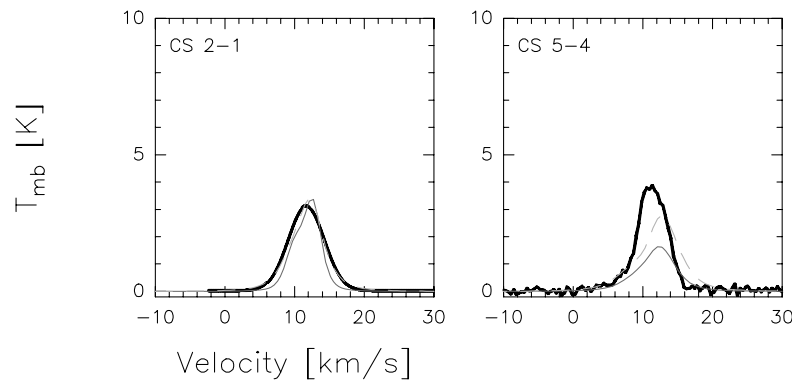


Abbildung 4.20: Fitergebnisse für CS $2 \rightarrow 1$ und CS $5 \rightarrow 4$ (Modell 1b). CS $2 \rightarrow 1$ stammt aus Bronfman et al. (1996) (siehe Text). Die gestrichelte Linie zeigt ein Modell mit einer höheren Häufigkeit im Kern.

4.4.7 Modell 2: Ein expandierendes Modell II

Aufbauend auf die Ergebnisse der vorherigen Modelle wird der innere Teil von Modell 2 identisch zu Modell 1b aufgesetzt. Außen wird es um eine zusätzliche Schale ergänzt. Aus den bisherigen Ergebnissen folgt, dass CO in der äußeren Schicht zwar relativ selten sein muss, dafür aber gleichzeitig in den Klumpen Dichten von etwa $n(\text{H}_2) = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ aufweisen muss, damit ein mid- J Übergang wie CO $4 \rightarrow 3$ die Emission aus dem Kern wieder absorbieren kann. Damit die Säulendichten nicht zu stark ansteigt (und sich damit die Masse zu sehr erhöht), wird ein sehr kleiner Volumenfüllfaktor angesetzt. Abbildung 4.21 zeigt in den CO-Linienflügeln eine deutliche Verbesserung zu Modell 1b. Nur der warme Teil der Hülle expandiert mit der maximalen Geschwindigkeit von $v_r = 5 \text{ km s}^{-1}$. Der überwiegende Rest ist kalt und fast ohne Eigenbewegung ($v_r < 0.6 \text{ km s}^{-1}$). Die Linienbreite der CO Linien muss daher zum Teil mit Turbulenz erklärt werden. Die Größe der Turbulenz variiert zudem stark, da eine kleine Turbulenzgeschwindigkeit als wahrscheinlichste Ursache des sehr scharfen und tiefen Absorptionsdips in Frage kommt. Statt mit einem makroskopischen Gradienten mag das Medium der Wolke wohl eher als Durchmischung von Gaskomponenten mit unterschiedlichen Eigenschaften beschrieben werden (beispielsweise als fraktale Struktur).

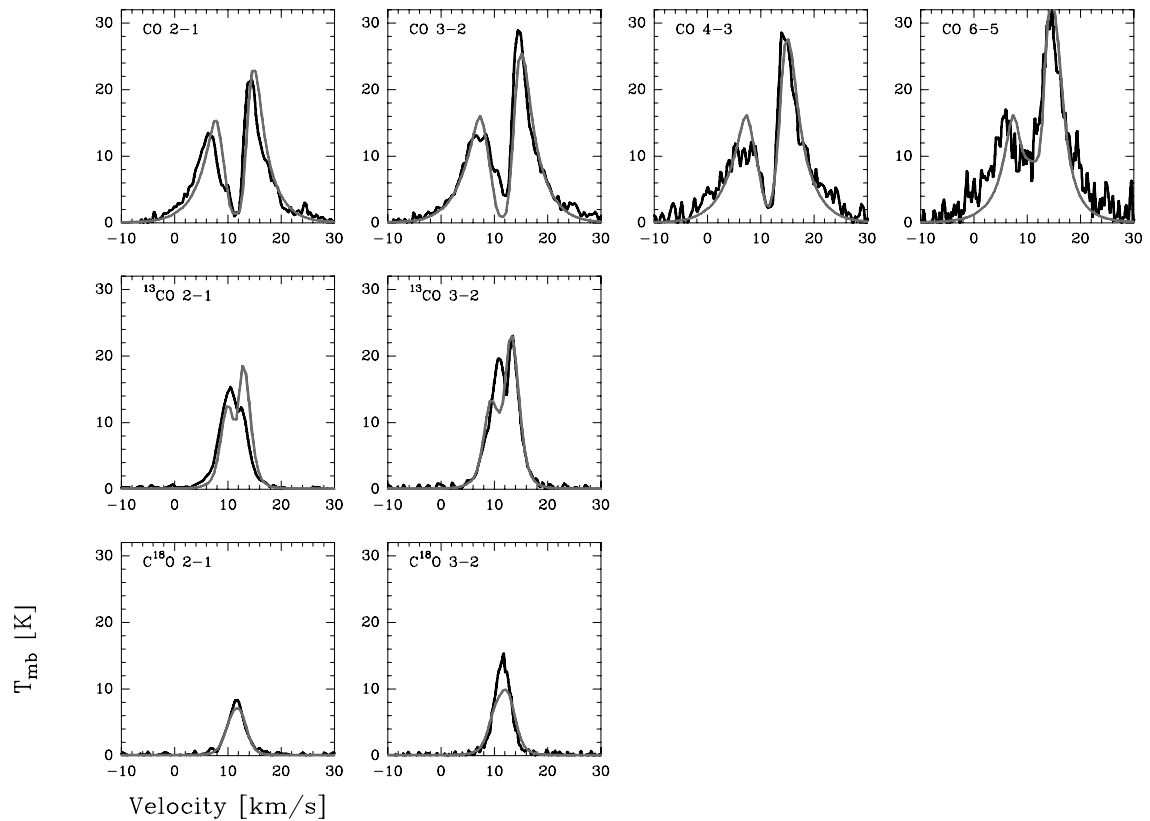


Abbildung 4.21: Fit von Modell 2 an die Messdaten von C^{18}O $1 \rightarrow 0$, $2 \rightarrow 1$ und $3 \rightarrow 2$ (unten), ^{13}CO $2 \rightarrow 1$ und $3 \rightarrow 2$ (mitte) und CO $2 \rightarrow 1$, $3 \rightarrow 2$, $4 \rightarrow 3$ und $6 \rightarrow 5$ (oben).

4.4.8 Modell 3: Ein rotierendes Wolkenmodell

Die vorangegangenen Modelle konnten an der Zentrumsposition überzeugen. Dennoch ist einer der, in Hinblick auf die Wolkenkinematik, gravierendsten Mängel dieser Modelle, dass sich wegen der Limitierung auf Kugelsymmetrie die Form der PV-Diagramme nicht näher untersuchen lässt. Um dieses Problem anzugehen, wurde der zylindersymmetrische Modus in RATRAN aktiviert, um eine Rotationsbewegung der Wolke zu simulieren. Das Modell 3 basiert wiederum auf den Parametern von Modell 2, mit der Ausnahme, dass eine azimuthale Geschwindigkeit (Rotation um die z -Achse) neu hinzu kommt und die Radialgeschwindigkeit sich nun in je eine Komponente senkrecht und parallel zur z -Achse aufteilt. Es wurde das zuvor schon in 4.3.3 untersuchte Zweikomponenten-Modell in der xy -Ebene für $|z| < 0.05$ pc angewendet, d. h. die Rotation der so definierten Scheibe verhält sich innen wie ein starrer Körper und außen ist das Geschwindigkeitsfeld keplerisch. Da das Geschwindigkeitsfeld allein in dieser dünnen Scheibe von Interesse ist, wurde die Geschwindigkeitsstruktur entlang der Rotationsachse in z -Richtung weitestgehend ignoriert. Bereits mit einer sehr schmalen Scheibe mit Höhe $d = 0.08$ pc zeigen die CO-Linienflügel eine deutliche Verbreiterung. In Abbildung 4.22 sind die PV-Diagramme von CO $1 \rightarrow 0$ bis $4 \rightarrow 3$ dargestellt, welche an die Form der PV-Diagramme in Abbildung 4.4 angepasst wurden.

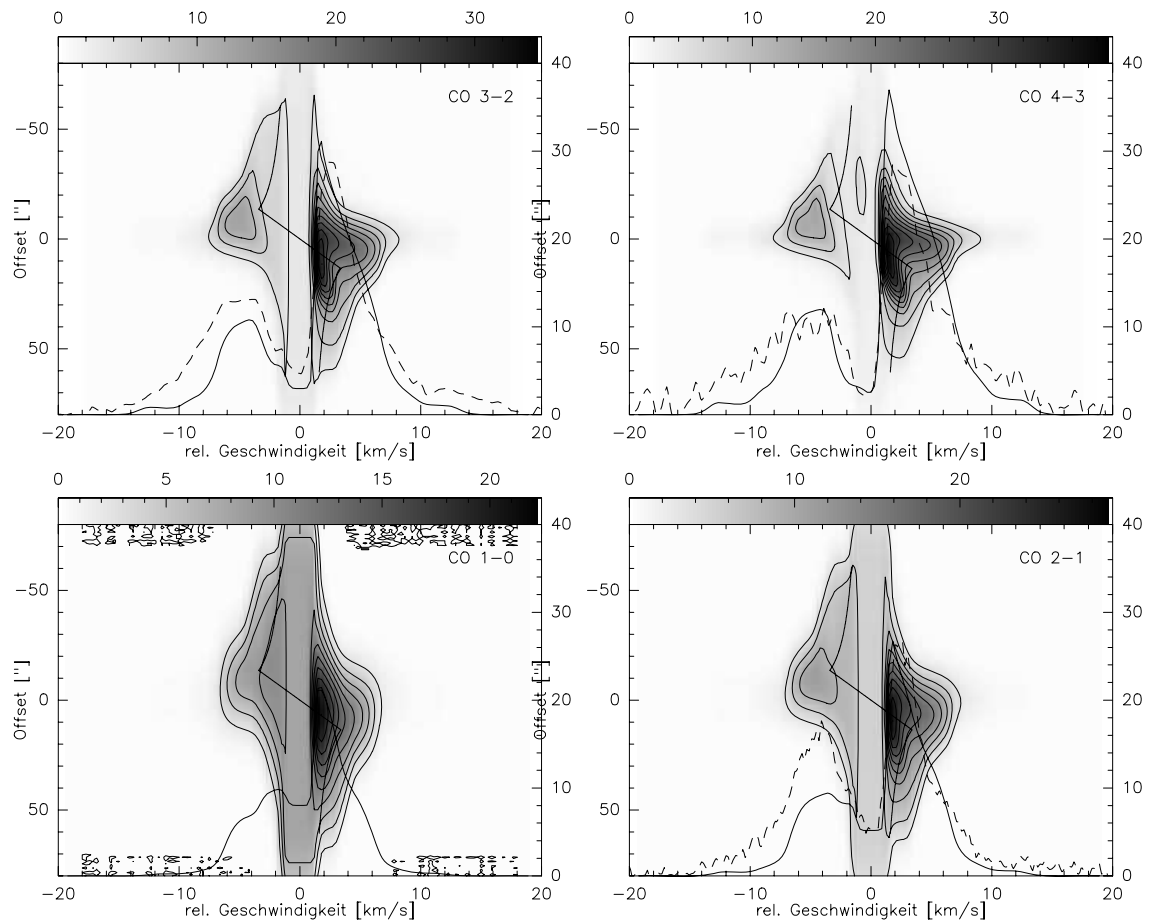


Abbildung 4.22: P-V-Diagramme von CO 1 \rightarrow 0, 2 \rightarrow 1, 3 \rightarrow 2 und 4 \rightarrow 3 des zweidimensionalen Modells 3. Das beobachtete Spektrum an der Zentrumsposition (gestrichelte Linie) zeigt die Übereinstimmung mit modellierten Daten (durchgezogene Linie).

4.5 Die physikalische Struktur des Kerns und der Umgebung

Mit Zunahme der Komplexität der Strahlungstransportmodelle steigt die Anzahl der ableitbaren Parameter. Das homogene Escape-Probability Modell berücksichtigte nur zum Teil die Masse des kalten Gases ($T \ll 50$ K), welches für die Absorption verantwortlich ist. Erst durch die Einführung von Gradienten konnten die physikalischen Bedingungen in der makroskopischen Wolke näherungsweise beschrieben werden. Modelle 2 und 3 zeigten, dass mit der Verfeinerung der Modelle die physikalischen Bedingungen im Kern und in der Umgebung eingegrenzt werden konnten.

Die Ergebnisse lassen sich daher wie folgt zu einem Bild der ON 1 Molekülwolke zusammenfassen: Die Masse des molekularen Gases beträgt innerhalb eines Abstand von 0.31 pc etwa $95 M_{\odot}$. Am Rand zur H II-Region ist das Gas auf etwa 100 K aufgeheizt, wird nach außen deutlich kühler, sodass im Mittel eine Temperatur von < 30 K erreicht wird. Warmes Gas ist gleichzeitig turbulenter und hat eine höhere Eigenbewegung relativ zur Wolke als das kalte Gas weiter außen. Das Escape-Probability Modell

hatte dagegen eine homogene Temperatur von 50 K. Die Turbulenz wurde in diesem Modell implizit durch verschiedene Linienbreiten von CO, ^{13}CO und C^{18}O berücksichtigt. Ebenso ist in diesem Modell die Dichte $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$, während die Modelle 1–3 einen sehr breiten Bereich zwischen $7 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ und $1 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ abdecken. In allen Fällen sind diese Dichten mit der Masse gewichtet. Auf das Volumen umgerechnet fallen die Dichten noch niedriger aus.

4.5.1 Die Geschwindigkeitsstruktur

Die Ergebnisse aus Abschnitt 4.4 stützen die Vermutung einer expandierenden Hülle. Die treibende Kraft hinter diesem Prozess könnten einer (oder mehrere) Ausflüsse sein oder durch einen starken stellaren Wind von dem (oder den) eingebetteten OB Stern(en) verursacht werden. Die Messungen geben keine Auskunft zur Frage, wie viele Sterne (mit Ausfluss) möglicherweise vorhanden sind. In jedem Fall müsste die Energiequelle beträchtliche Mengen an Bewegungsenergie freisetzen um den notwendigen Druck aufzubauen.

In einem Ausfluss wird im Vergleich zur Gesamtwolke nur wenig Masse bewegt. Dennoch sind Ausflüsse in Linienemission aufgrund hoher Dichten und Temperaturen und Geschwindigkeitsgradienten sehr dominant. Weit geöffnete Ausflüsse mit einigen 10 Grad sind typisch für massereiche Sternentstehungsgebiete. Abhängig vom Blickwinkel zur Wolke und dem Geschwindigkeitsfeld sollte das PV-Diagramm eine charakteristische X-Form zeigen. Dies wird jedoch in ON 1 nicht beobachtet.

Thompson & White (2004) modellierte eine Wolke von $25 M_{\odot}$ mit Sternentstehung. Ihr daraus abgeleitetes Modell bestand aus einem kollabierenden Kern mit $v_r = -0.1 \text{ km s}^{-1}$, der etwa ein Drittel der Masse besitzt und einer Hülle mit der übrigen Masse mit einer Expansionsgeschwindigkeit von $v_r = 0.3 \text{ km s}^{-1}$. Auch in ON 1 scheint ein Teil der Wolke in Expansion zu sein, aber die tiefe Selbstabsorption ist auch ein klarer Beleg, dass das umgebende Material praktisch keine Bewegung zeigt oder nur leicht nach Innen driftet. Modell 2 kann das blau-dominierte Profil von ^{13}CO $2 \rightarrow 1$ am besten erklären, was ein Indiz ist, dass in den weniger turbulenten äußeren Bereichen die wenig beeinflussten Klumpen liegen, welche der Expansionsbewegung nicht folgen und, in Analogie zum Beispiel in Abschnitt 2.2.5, eher eine leichte Bewegung auf das Zentrum zu zeigen. Der relativ große ^{13}CO $2 \rightarrow 1$ Beam unterstützt diese Interpretation, da er eine größere Fläche abdeckt und damit in den Randbereichen empfindlicher ist.

Wie zu erwarten, vermag das Geschwindigkeitsfeld in Modell 3 ohne radiale Komponente die Asymmetrie des Linienpeaks im PV-Diagramm lediglich bezüglich der Position, aber nicht bezüglich der Geschwindigkeit erklären. Deshalb ist neben der azimuthalen Komponente noch eine radiale Komponente wie in Modell 2 notwendig. Die S-Form lässt sich nur so reproduzieren (Abb. 4.22) und zeigt, dass die Absorption vorwiegend aus dem äußeren Teil der Hülle stammt, welcher am wenigsten von der Rotation betroffen ist. Bei einer rotierenden Wolke, wie sie bereits von Zheng et al. (1985) diskutiert wurde, müsste zumindest ein Teil der Wolke eine typische *Infall*-Signatur oder symmetrische Linienprofile zeigen. In der Tat treten am nordöstlichen Rand ($> 50''$ vom Zentrum entfernt) blau-dominierte Profile auf, aber diese liegen bereits jenseits der inneren, expandierenden Schale. Vielmehr deuteten sie auf eine

Kontraktion der Randbereiche hin; oder zumindest auf Keplerrotation (vgl. Abb. 4.4). Obwohl Modell 3 in Übereinstimmung mit den Beobachtungen eine rotierende Wolke mit gleichzeitiger Expansionsbewegung beschreibt, können andere Szenarien nicht ausgeschlossen werden. Beobachtungen mit höheren Winkelauflösungen und bei Frequenzen im THz-Bereich sind in Zukunft notwendig, um die kinematische Struktur von ON 1 auf kleineren Skalen untersuchen zu können.

Die weiterhin offene Frage ist: Liegt der von Kumar et al. (2004) in $\text{HCO}^+ 1 \rightarrow 0$ gefundene Ausfluss nur rein zufällig entlang der Achse des Geschwindigkeitsgradienten oder handelt es sich um die gleiche Ursache. Falls eine rotierende Scheibe mit einem Ausfluss koexistieren sollte, dann wäre zu erwarten, dass der Ausfluss *senkrecht* zur Scheibe steht. Jedoch ist in den JCMT-Daten keine solche Struktur zu erkennen.

Falls ON 1, wie von den Modellen angedeutet, gerade eine expandierende Phase durchläuft, wie groß ist die Zeitskala? Für eine mittlere Expansionsgeschwindigkeit von 1.5 km s^{-1} wäre das zurück gerechnete Alter von der Größenordnung von nur ~ 2600 Jahren. Dies ist sehr ähnlich zum Alter der H II-Region von etwa 2000 Jahren (Zheng et al. 1985). Auch ist zu vermuten, dass diese Phase nicht lange andauert, sondern, wie es von Thompson & White (2004) vorgeschlagen wurde, Teil einer Oszillationsbewegung ist und sich der Expansionsphase wieder eine Kollapsphase anschließt. Längerfristig wird die H II-Region sich weiterentwickeln und ausdehnen. Selbst wenn die UV-Strahlung, welche nach Abschätzung aus der IR-Leuchtkraft $G_0 = 3.5 \cdot 10^3$ beträgt, das Gas anfangs nur verdrängt, wird sie die Molekülwolke zerstören und den eingebetteten Stern(cluster) freilegen. In Kapitel 6 wird das Strahlungstransportmodell „Modell 2“ zur Vergleich der CO-Kühlkurve mit einem PDR-Modell noch genauer untersucht.

Kapitel 5

CO, C I und C II in der Sternentstehungsregion W3 Main

Teile dieses Kapitels wurden publiziert in

- C. Kramer, H. Jakob, B. Mookerjea, N. Schneider, M. Brüll, and J. Stutzki, 2004, *A&A*, 424, 887-903
- C. Kramer, H. Jakob, B. Mookerjea, N. Schneider, M. Brüll, and J. Stutzki, 2004, *Proceedings of the 4th Cologne-Bonn-Zermatt Symposium*, p217
- H. Jakob, C. Kramer, B. Mookerjea, S. Jeyakumar, and J. Stutzki, 2003, *SFCHEM 2002: Chemistry as a Diagnostic of Star Formation*, proceedings of a conference held in August 21-23, 2002 at University of Waterloo, p312

Kapitelzusammenfassung

Mit dem KOSMA 3m-Teleskop wurde das $7' \times 5'$ große Kerngebiet der galaktischen Sternentstehungsregion W3 Main in den beiden Feinstrukturübergängen des atomaren Kohlenstoffs und in vier mid- J Rotationsübergängen der Moleküle CO und ^{13}CO kartiert. Die Karten sind auf die leuchtstarke Infrarotquelle IRS 5 zentriert, für welche Beobachtung mit dem LWS-Instrument von ISO existieren. Diese umfassen vier high- J CO Linien, [C II] und [O I] bei 63 und $145 \mu\text{m}$. In Kombination mit einer [C II]-Karte vom KAO (Howe et al. 1991) erlaubt dieser Datensatz die Untersuchung der physikalischen Struktur der Molekülwolkenoberflächen. In der Gasphase häuft sich der Kohlenstoff je nach physikalischer Randbedingung in einer der Formen C^+ , C^0 oder CO an. Das Gas in der Molekülwolke von W3 Main wird durch das Fern-Ultraviolettfeld (FUV) von mehr als einem Dutzend OB-Sterne aufgeheizt. Eine genaue Untersuchung der beobachteten Linienverhältnisse und -intensitäten zeigt, dass eine klumpige Photondominierte Region (PDR), bestehend aus einigen hundert Klumpen mit Radien von je 0.025 pc , Massen von je $0.44 M_{\odot}$ und einem Volumenanteil von 3 bis 9 %, die Beobachtungen im 0.84 pc Beam erklären kann. Die angeregten hohen CO Linien stammen

wie die [C I]-Linien aus einer 100 – 200 K warmen Schicht. Der Hauptteil der Masse hat jedoch eine niedrigere Temperatur.

5.1 Einleitung

Nur in wenigen Untersuchungen ist es im Ansatz gelungen die Hauptkühllinien [C II]/[C I]/CO einer PDR zu kartieren, um daraus ein schlüssiges Bild der chemischen und physikalischen Struktur und, mit hochauflösenden Linien, auch die dynamische Struktur der Regionen abzuleiten. In den Untersuchungen in S 106 von Schneider et al. (2003, 2002), in der Orion Molekülwolke (OMC-1) von Mookerjea et al. (2003) und Yamamoto et al. (2001) sowie im Reflektionsnebel NGC 7023 von Gerin & Phillips (1998) zeigte sich, dass in zeitunabhängigen PDR-Modellen keine wirklich befriedigende Erklärung für die beobachtete Verteilung gefunden werden konnte. Insbesondere die großräumige Ausdehnung von atomarem Kohlenstoff und die hohe Häufigkeit tief im Inneren von Molekülwolken scheint derzeitigen Standard-PDR-Modellen zu widersprechen. Dies wurde bereits in den [C I]/CO Vergleichsstudien von Plume et al. (1994) in S 140, Oka et al. (2001) in DR 15, Kamegai et al. (2003) in Ophiuchus und von Oka et al. (2004) in NGC1333 beschrieben. In der transluzenten Wolke¹ MCLD123.5+24.9 fand Bensch et al. (2003) schwächere [C I]-Linien und niedrigere [C I] zu CO-Verhältnisse als erwartet. Kamegai et al. (2003) und Oka et al. (2004) argumentieren, dass [C I] vor allem in den jungen Entwicklungsstadien in den Oberflächen der Wolken auftritt, was sich auch aus zeitabhängigen PDR-Modellrechnungen ergibt (siehe auch Störzer et al. 1997). Gerin & Phillips (1998) schlugen vor, dass die Emission aus der PDR von NGC7023 durch eine zweite PDR tiefer in der Wolke überlagert wird und damit die erhöhten [C I]/CO-Verhältnisse erklären kann. Auch kann ein Zwischenklumpenmedium Teile der CO-Emission aus den eingebetteten Klumpen abschirmen (Bensch et al. 2003).

Um die derzeitigen Defizite in unserem Verständnis von PDRen in verschiedenen Quellen mit unterschiedlicher Geometrie oder FUV-Strahlung zu verringern, wird im folgenden die Quelle W3 Main näher untersucht. Da die starken Übergänge auch in externen Galaxien gefunden werden und dort ebenfalls zur Kühlung der Molekülwolken beitragen, hilft die Interpretation ihrer Herkunft die chemischen und physikalischen Bedingungen und damit die Rahmenbedingungen zur Sternentstehung zu deuten.

5.1.1 W3

Die Kette der H II-Regionen W3-W4-W5 befindet sich an der Grenze der Cas OB6-Assoziation und gehört zum Perseus Arm der Milchstraße. Heyer & Terebey (1998) zeigten großräumige CO 1 \rightarrow 0-Karten und kombinierten diese mit 21 cm H I- und Kontinuumemission vom DRAO (Normandeau et al. 1997) (siehe auch Read 1981) und IRAS HIRES-Karten auf der Auflösung von etwa 1'. Zu W3 gehört die W3 *Giant Molecular Cloud (GMC)* mit einer Gesamtmasse von mehr als 10⁵ M_☉, die in einer Entfernung von 2.3 kpc liegt (Georgelin & Georgelin 1976). Die nachfolgenden Abschnitte werden sich auf diese Entfernung beziehen, obwohl von Imai et al. (2000)

¹Molekülwolke, die teilweise lichtdurchlässig ist.

und Hachisuka et al. (2006) aus Masereigenbewegungen kürzlich eine Entfernung von 1.8 – 2.0 kpc ins Spiel gebracht wurde. W3 Main ist eine gut untersuchte, aus mehreren H II-Regionen bestehende, massive Sternentstehungsregion (Tieftrunk et al. 1995, 1997, 1998; Tieftrunk et al. 1998). ISO/SWS und LWS Spektroskopie der kompakten H II-Region W3 A (Peeters et al. 2002) zeigen starke Emission verschiedener atomarer Spezies. W3 A enthält die starke Infrarotquelle IRS 2, eine von sieben Infrarotquellen (IRS 1 – 7), welche von Wynn-Williams et al. (1972) entdeckt und später von Richardson et al. (1989) untersucht wurden. Die Leuchtkraft von IRS 5 ist schätzungsweise etwa $2 - 5 \cdot 10^5 L_{\odot}$ (Werner et al. 1980; Thronson et al. 1980; Campbell et al. 1995). Ladd et al. (1993) maßen die Staubemission im Submillimeterbereich und fanden drei dichte Kerne (SMS 1 – 3). Schließlich entdeckten Megeath et al. (1996) in NIR-Karten einen ganzen Cluster aus mehreren Dutzend masseärmeren Sternen und folgerten hierraus, dass massive Sternentstehung in W3 mit masseärmerer Sternentstehung einher geht.

Das molekulare Gas wurde von Tieftrunk et al. (1995) in mm-Übergängen von $C^{18}O$ und $C^{34}S$ kartiert und später von Roberts et al. (1997) um ^{13}CO und $C^{18}O$ $1 \rightarrow 0$ ergänzt, um aus den Daten eine Abschätzungen der H_2 -Säulendichte ableiten zu können. Letztere Messungen wurden mit dem BIMA-Interferometer² gemacht und offenbarten sechs Klumpen in der Umgebung von IRS 5 und IRS 4 mit Durchmessern von 0.1 – 0.3 pc und Massen zwischen 120 – 480 M_{\odot} . Die Dichten und Massen liegen in der Nähe von IRS 5 höher.

Im Rahmen von Studien des dichten und heißen Gas in galaktischen Sternentstehungsregionen beobachteten Krügel et al. (1989) und Boreiko & Betz (1991) an der Position IRS 5 die CO $7 \rightarrow 6$ -Linie und die beiden $8 \rightarrow 7$ -Übergänge von CO und ^{13}CO . Die Verteilung der atomaren Feinstrukturlinie von Kohlenstoff bei 492 GHz und von ^{13}CO und $C^{18}O$ $2 \rightarrow 1$ studierten Plume et al. (1999), wenn auch nur mit einer räumlichen Auflösung von $3'$. Hasegawa et al. (1994) beobachteten erstmals an der Position IRS 4 die mid- J CO-Linien $3 \rightarrow 2$ und $6 \rightarrow 5$. Howe et al. erstellten bereits 1991 ein Karte der [C II]-Emission bei $158 \mu m$ und entwarfen ein Modell, das FUV-Strahlung und die [C II]-Verteilung erklärte.

Im Folgenden soll versucht werden mit den Karten der Emissionslinien von mid- und high- J CO, [C I] und [C II] ein konsistentes Modell zu erstellen. Abschnitt 5.2 beschreibt die KOSMA-Beobachtungen und die Aufbereitung der ISO/LWS-Daten. Abschnitt 5.3 zeigt die Karten der integrierten Intensität und identifiziert vier charakteristische Positionen, an denen Spektren vorgestellt werden. Zudem werden erste physikalische Eigenschaften abgeleitet. In Abschnitt 5.4 wird die physikalische Struktur der PDR im Detail untersucht. Dazu wird zunächst ein Modell der FUV-Strahlung erstellt und dann die Linienintensitäten mit PDR-Modellrechnungen verglichen. Abschließend werden in Abschnitt 5.5 die Ergebnisse zusammengefasst.

5.2 Beobachtungen

Am KOSMA-3m Sub-Millimeter Teleskop auf dem Gornergrat (Schweiz) (Winnewisser et al. 1986; Kramer et al. 1998, 2000) wurden die nachfolgend beschriebenen Mes-

²BIMA – *Berkeley Illinois Maryland Association*, inzwischen Teil des *Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy* (CARMA).

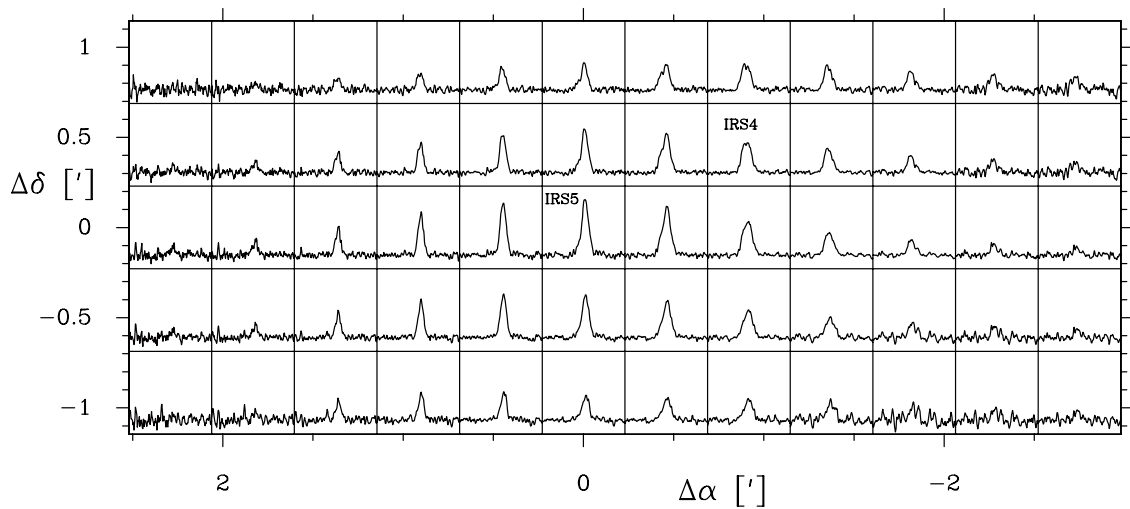


Abbildung 5.1: Karte der ^{13}CO 8 \rightarrow 7 Spektren (mit einer Auflösung von $75''$, bzw. 0.84 pc). Die T_{mb} -Temperaturskala geht von -2 bis 10 K. Der Geschwindigkeitsintervall v_{lsr} liegt zwischen -70 und -10 km s^{-1} . Die (0;0) Position wurde in dieser Karte nachträglich korrigiert (siehe auch Brüll 2005).

sungen ausgeführt.

5.2.1 [C I] und mid-J CO

W3 (Abb. 5.2 und 5.3) wurde mit dem *SubMillimeter Array Receiver for Two frequencies* (SMART) (Graf et al. 2002, siehe 2.1.1.1) in den beiden atomaren Übergängen von Kohlenstoff ([C I]) bei 492 GHz (entspricht $609 \mu\text{m}$, $^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{P}_0$, kurz 1 \rightarrow 0) und 809 GHz (bzw. $370 \mu\text{m}$, $^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{P}_1$; hiernach 2 \rightarrow 1) und mid-J Rotationsübergängen $J = 4 \rightarrow 3$ und $J = 7 \rightarrow 6$ von CO, sowie ^{13}CO $J = 8 \rightarrow 7$ kartiert.

Alle hochfrequenten Messungen wurden mit dem SMART-Empfänger im Dual-Beam-Switch Modus (DBS) durchgeführt, wobei der Chopper einen Winkel von $6'$ in Azimut überstrich. Durch den schnellen Wechsel der Positionen ließen sich sehr glatte Baselines erzeugen, welche in Nullter Ordnung korrigiert wurden. Die relativen Positionen zwischen zwei benachbarten Pixeln wurde durch Scans über den Rand der Sonne auf etwa $114 \pm 5''$ bestimmt. Das Pointing wurde regelmäßig an Jupiter und der Sonne überprüft. Die absolute Genauigkeit lag unter $\pm 20''$.

Eine $\sim 7' \times 5'$ große Fläche wurde in den vier Übergängen von [C I] und von CO mit einer Auflösung von $27.5'' \times 27.5''$ kartiert. Die Integrationszeit betrug 160 s pro Position, wobei die Hälfte der Zeit auf der OFF gemessen wurde. Da es sich bei W3 um einen ausgedehnten Wolkenkomplex handelt, konnte Self-Chopping an den Kartenrändern nicht vollständig vermieden werden. Es konnte jedoch mit punktuellen Total-Power Messungen nachgewiesen werden, dass dieser Effekt nicht besonders groß ist. Deshalb wurde kein Korrekturversuch wie in Kapitel 3 unternommen.

Die Bestimmung der atmosphärischen Absorption wurde auf den Referenz-Positionen neben der Quelle vorgenommen (Hiyama 1998). Die beiden Frequenzbänder bei 492 und 810 GHz wurden dabei getrennt behandelt. Ein Atmosphärenmodell

(Cernicharo 1985) kam zum Einsatz um das Seitenbandverhältnis zu bestimmen. Für CO 7→6 im Image-Seitenband wurde die Korrektur nachträglich ausgeführt, indem das τ_i , welches ca. 5 % niedriger als die Opazität τ_s war, mit einer Korrekturformel³ umgerechnet wurde. Die Kalibrationsgenauigkeit auf den Referenzpositionen betrug ca. 15 %.

Eine kleinere Karte zeigt eine $5.5' \times 2.3'$ große Region um IRS 5 und IRS 4 im Übergang ^{13}CO 8→7 bei 880 GHz (Abb. 5.1). Die Integrationszeit pro Position war jeweils etwa 480 Sekunden. In den Spektren wurde kein Self-Chopping beobachtet. Das Pointing wurde nachträglich um $(0'', -27.5'')$ korrigiert, so dass das Linienmaximum in der Kartenmitte liegt.

Die Antennenkopplungsfaktoren (auch *Main-Beam-Efficiency*) und die Beambreiten (HPBW) wurden an Jupiter bestimmt. Bei 810 GHz wird ca. 25 % der Emission über den Hauptbeam aufgefangen. Sonnenrandmessungen zeigen zudem, dass über einer Breite von ca. $200''$ FWHM weitere 40 % aufgefangen werden. Dieser Errorbeam stammt von Alignmentfehlern der 18 Hauptspiegelpanele, welcher aufgrund mangelnder konstruktiver Interferenz nur mit der Aperturgröße eines einzelnen Panels korrespondiert. Da der Errorbeam etwa die selbe Fläche wie die kartierte Region hat, wurde nicht versucht die Karte mit einem Errorbeammodell zu entfalten, und statt dessen wurde das Verhältnis Forward-Efficiency zu Main-Beam-Efficiency verwendet, um aus der T_A^* -Skala T_{mb} -Temperaturen abzuleiten.

5.2.2 CO & ^{13}CO $J = 3 \rightarrow 2$

Großräumige Karten von W3 wurden mit dem Dual-Channel SIS-Empfänger (Graf et al. 1998) in den beiden Übergängen CO $J = 3 \rightarrow 2$ und ^{13}CO 3→2 erstellt (siehe auch Müller 2001). Diese Daten wurden im On-The-Fly (OTF) Modus (Beuther et al. 2000; Kramer et al. 2000) gemessen, wobei der Gitterabstand $30'' \times 30''$ betrug. Als Spektrometer kam zu Beginn ein hochauflösendes AOS (HRS1) zum Einsatz und nach dem Winter 2001 wurde ein Spektrometer mit variabler Auflösung (VRS1) verwendet. Stehwellenmuster wurden als Sinus-Baselines subtrahiert. Der Rauschlevel auf der Baseline (*r.m.s.*) beträgt an den Einzelpositionen weniger als 0.1 K. Tabelle 5.1 listet alle Beobachtungsparameter.

³Die Umrechnung erfolgt über die Transmission, welche proportional zur Temperatur ist:
 $T_{A_{\text{img,CO}}}^* = e^{(\tau_i - \tau_s) / \sin \theta} \cdot T_{A_{\text{sig,C1}}}^*$

Tabelle 5.1: Liste der Beobachtungsparameter: Die Spalten zeigen die Ruhfrequenz der Linien, die Beam-Efficiency B_{eff} , die Halbwertsbreite des Beams ($HPBW$), den Beobachtungsmodus, die Anzahl der Punkte pro Karte, die Geschwindigkeitsbreite Δv des verwendeten Spektrometers (wobei die physikalische Auflösung um einen Faktor ~ 1.4 größer ist), die mittlere atmosphärische Opazität $\langle \tau_0^{\text{atm}} \rangle$, und den Beobachtungszeitraum. Die Vorwärtseffizienz F_{eff} wurde mit Sky-Dip-Messungen auf 0.9 bestimmt.

Spezies	Übergang	Frequenz [GHz]	B_{eff}^c	$HPBW^c$ [']	Mode	Pos.	Δv [m s ⁻¹]	$\langle \tau_0^{\text{atm}} \rangle$	Beobachtungszeitraum
¹² CO	$J = 3 \rightarrow 2$	345.7960	0.65	76	OTF ^a	1091	29	0.54	11/2000
¹³ CO	$J = 3 \rightarrow 2$	330.5880	0.65	76	OTF	1091	29	0.63	1/2001, 8/2002
¹² CO	$J = 4 \rightarrow 3$	461.0408	0.57	57	DBS ^b	192	675	1.09	10/2001
¹² CO	$J = 7 \rightarrow 6$	806.6518	0.25	42	DBS	192	389	1.15	12/2001
¹² CO	$J = 8 \rightarrow 7$	881.2728	0.38 ^d	40 ^d	DBS	60	356	0.89	1/2003
¹² [C I]	$^3P_1 \rightarrow ^3P_0$	492.1607	0.50	55	DBS	192	634	0.82	12/2001
¹² [C I]	$^3P_2 \rightarrow ^3P_1$	809.3420	0.25	42	DBS	192	388	1.10	12/2001

^a OTF – On-The-Fly Scanmodus mit einer Referenz-Position bei (42.5', -25.7').

^b DBS – Dual-Beam-Switch Modus mit sich periodisch bewegenden Sekundärspiegel (6' Chopper-Hub in Azimut).

^c Die *Beam-Efficiency* und das $HPBW$ wurden durch Kontinuums-Scan-Messungen über Jupiter ermittelt.

^d Die Daten bei 880 GHz stammen aus einer Messreihe nach einer Oberflächenneujustage des Hauptspiegels durch Photogrammetrie (siehe Miller et al. (2003)). Die *Beam-Efficiency* bei 880 GHz wurde aus Messreihen bei 810, 492 und 345 GHz nach der *Ruze*-Formel für eine Oberflächengenauigkeit von 25 μm extrapoliert. Die $HPBW$ wurde aus den 810 GHz Beammessungen abgeleitet.

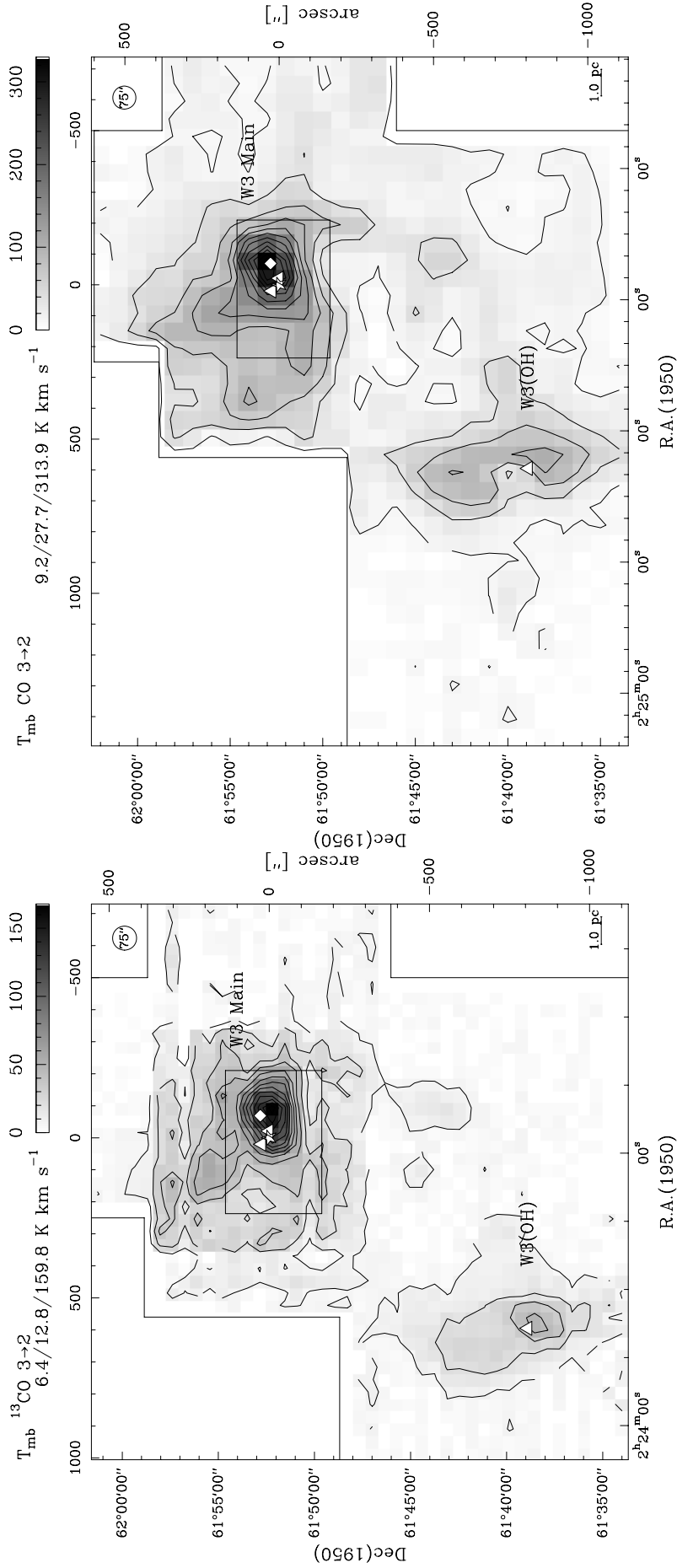


Abbildung 5.2: (Links) Karte der integrierten Intensität von $^{13}\text{CO } 3 \rightarrow 2$ der Region um W3 Main im Norden und W3(OH) im Südosten. (Rechts) Die selbe Region in $\text{CO } 3 \rightarrow 2$. Der Integrationsintervall läuft von -55 bis -25 km s^{-1} , was die Emission von W3(OH) einschließt. Die angegebenen Offsets in Bogensekunden verlaufen relativ zu W3 IRS 5 (Markierung durch ein Sternsymbol). IRS 4 ist durch ein Quadratsymbol gekennzeichnet und IRS 1, IRS 3 und W3(OH) jeweils durch ein Dreieck. Das große Rechteck um W3 Main umfasst die Region, die mit dem SMART-Empfänger kartiert wurde.

Tabelle 5.2: Beobachtete Linienflüsse (in K km s^{-1}) an den vier Positionen in W3 Main (Abb. 5.4). Die Werte der ^{12}CO Linien wurden um die Selbst-Absorption korrigiert, weshalb einige der Intensitäten identisch sind. Der Fehler der Werte liegt bei $\sim 15\%$.

Spezies & Übergang	IRS 5 (0, 0)	IRS 4 (-55.0, 27.5)	North (0, 82.5)	South (0, -82.5)
$^{12}\text{CO } J=3\rightarrow 2$	408.4	408.4	231.2	129.9
$^{12}\text{CO } J=4\rightarrow 3$	408.4	408.4	231.2	99.4
$^{12}\text{CO } J=7\rightarrow 6$	432.4	432.4	231.2	132.7
$^{13}\text{CO } J=3\rightarrow 2$	148.7	158.6	63.7	60.2
$^{13}\text{CO } J=8\rightarrow 7$	52.9	37.4	–	–
[C I] $^3\text{P}_1\rightarrow^3\text{P}_0$	38.3	42.5	15.5	21.3
[C I] $^3\text{P}_2\rightarrow^3\text{P}_1$	73.5	78.3	44.3	27.4
[C II] $^2\text{P}_{3/2}\rightarrow^2\text{P}_{1/2}^a$	311.3	267.2	148.8	311.3

^a Die [C II]-Werte stammen von Howe et al. (1991).

5.2.3 ISO/LWS Daten

Aus dem offenen ISO-Daten-Archiv wurden für die Position IRS 5 in W3 Main spektroskopische Daten des ISO/LWS-Instruments (Clegg et al. 1996) ausgewählt (TDT-Nr. 47301305). Das LWS Gitterspektrometer deckte einen Wellenlängenbereich von $47 - 197 \mu\text{m}$ ab, welcher viele wichtige Linien des atomaren und ionisierten Gases enthält (z. B. [C II] $158 \mu\text{m}$, [O I] 63 & $146 \mu\text{m}$ und [N II] $122 \mu\text{m}$). Zusätzlich befinden sich hier höhere Rotationsübergänge von CO. FITS-Daten im OLP-10-Format stellen das Standard-Datenprodukt des Archivs dar. Die Daten wurden mit der Software IS-AP v. 2.1 noch um *Glitches* bereinigt, vorhandene Stehwellen (*Fringes*) entfernt und alle Scandaten anschließend gemittelt. Linien wurden mit einer Gaussfunktion und einer linearen Baseline gefittet. Die Linienbreite entsprach in allen Fällen der Breite des Instrumentenprofils.

5.3 Ergebnisse

5.3.1 Karten der integrierten Intensität

Die im Folgenden gezeigten KOSMA-Karten haben eine räumliche Auflösung von etwa einer Bogenminute. Die ^{12}CO und $^{13}\text{CO } 3\rightarrow 2$ Karten überdecken die Regionen W3 Main und W3 (OH) (bzw. ein Gebiet von $\sim 20' \times 14'$). Um W3 Main-IRS5 wurde in [C I] $^3\text{P}_1\rightarrow^3\text{P}_0$, $^3\text{P}_2\rightarrow^3\text{P}_1$, in $^{12}\text{CO } 4\rightarrow 3$ und in $7\rightarrow 6$ eine Region mit der Größe $7' \times 5'$ kartiert. Zudem konnte vom $^{13}\text{CO } 8\rightarrow 7$ Übergang ein Gebiet von $5.5' \times 2.3'$ Größe kartiert werden, das die beiden Infrarotquellen IRS 5 und IRS 4 enthält.

Von Howe et al. (1991) stammt eine [C II] Karte integrierter Intensität. ISO/LWS lieferte die spektrale Energieverteilung im Ferninfrarot von IRS 5. Beide werden in die spätere Analyse einbezogen.

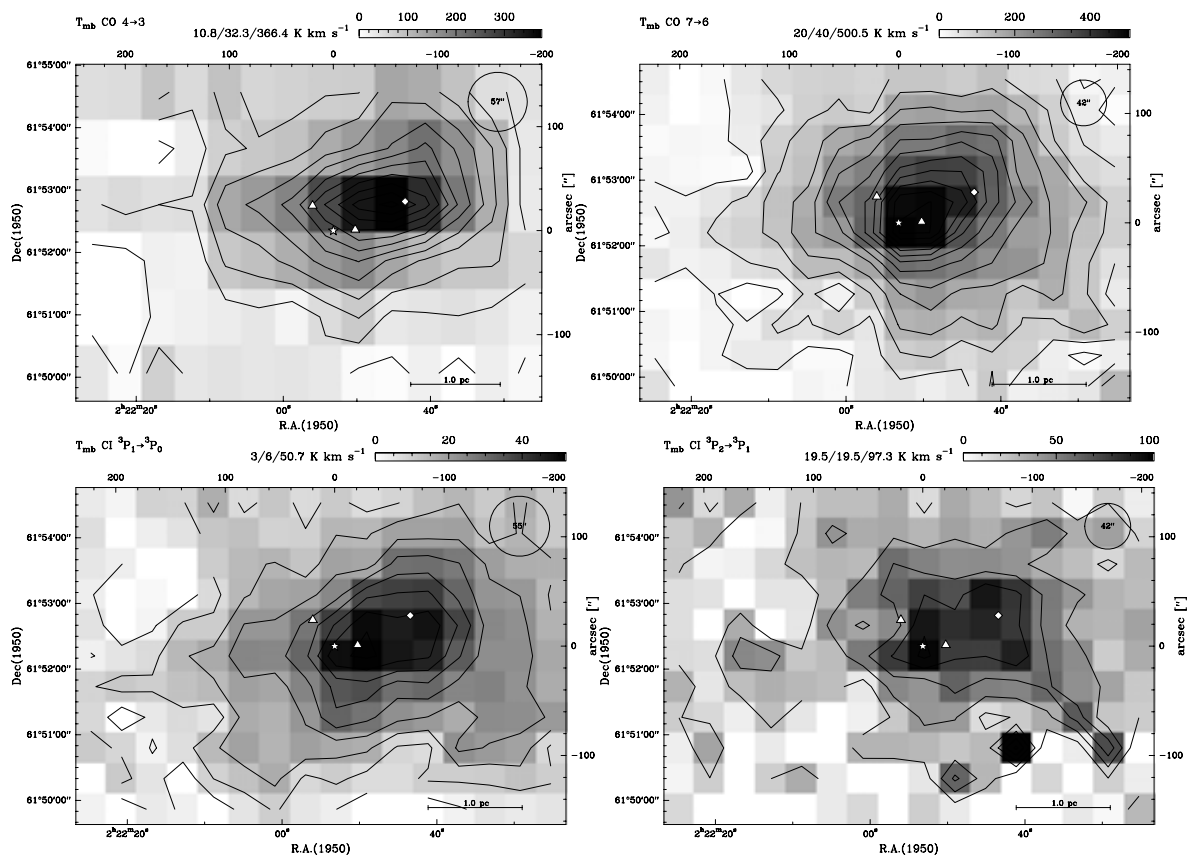


Abbildung 5.3: (Von oben links nach unten rechts) Karten der integrierten Intensität der W3 Main-Region (siehe Rechteck in Abb. 5.2) von CO 4→3, CO 7→6, [C I] 1→0 und von [C I] 2→1.

Die integrierten Karten zeigen ein Maximum bei IRS 5, während die entsprechenden Spektren viele Details offenbaren, etwa Selbstabsorption und überlappende Geschwindigkeitskomponenten. Hierauf wird im Abschnitt 5.3.2 näher eingegangen.

5.3.1.1 ^{12}CO und ^{13}CO 3→2 Karten

Die ^{12}CO und ^{13}CO 3→2 Karten zeigen mehrere Details: (i) Ein zentraler Peak nahe bei IRS 5. (ii) Auf der Nord-Ost Seite in Richtung W3 North dehnt sich die Region leicht aus (siehe Plume et al. 1999). W3 North stellt die nördlichste Quelle entlang einer Kette aktiver Sternentstehungsregionen dar. (iii) Ein Emissionsband erstreckt sich nach Süden auf W3 (OH) zu. (iv) Weiterhin lassen beide Karten einen Emissionsbogen erkennen, welcher nach Osten weist und dann nach Nord-Osten abknickt. Dabei ist diese Emission in ^{13}CO etwas stärker ausgeprägt als im Isotopomer ^{12}CO .

Tabelle 5.3: Ausgewählte Verhältnisse von beobachteten integrierten Linienintensitäten (in K km s^{-1}). Es wurden die vier Positionen untersucht, welche in Abb. 5.4 dargestellt sind. Der Fehler der Verhältnisse wurde auf etwa 20 % abgeschätzt.

$\Delta\alpha/\Delta\delta$ [" , "']	$\frac{^{12}\text{CO } 3 \rightarrow 2}{^{13}\text{CO } 3 \rightarrow 2}$	$\frac{\text{CO } 7 \rightarrow 6}{\text{CO } 4 \rightarrow 3}$	$\frac{^{13}\text{CO } 3 \rightarrow 2}{^{13}\text{CO } 8 \rightarrow 7}$	$\frac{[\text{C I}] 2 \rightarrow 1}{[\text{C I}] 1 \rightarrow 0}$	$\frac{[\text{C I}] 1 \rightarrow 0}{\text{CO } 4 \rightarrow 3}$	$\frac{[\text{C II}] 1 \rightarrow 0}{[\text{C I}] 1 \rightarrow 0}$	$\frac{[\text{C II}] 4 \rightarrow 3}{\text{CO } 4 \rightarrow 3}$
W3 Main:							
0,0	2.75	1.06	2.81	1.92	0.09	8.14	1.12
-55,28	2.57	1.06	4.24	1.84	0.10	6.29	0.82
0,82.5	3.63	1.00	-	(2.86)	0.07	9.60	1.11
0, -82.5	2.16	1.33	-	1.29	0.21	14.62	3.27
S 106 ^a	3.0	1.03-1.57		1.0-1.8	0.12-0.38	6.4	0.8
Orion A		1.2-3.5 ^b		0.83 ^h			
Carina MC ^c					0.14-0.45		
G333.0-0.4, NGC 334A, G351.6-1.3				0.48-0.75 ^m			
Innere Galaxis ^e				0.31		3.54	4.29
Galaktisches Zentrum ^e				0.22		1.38	0.71
M83 Nukleus ^d					0.14-0.47		
M82 Zentrum		0.28-0.36 ⁱ		1.0 ^f			
Sample von 15 Galaxien ^g					0.1-1.2		
Cloverleaf				0.54 ^k			

Referenzen: ^aSchneider et al. (2003, KOSMA), ^bWilson et al. (2001, HHT), ^cZhang et al. (2001, AST/RO), ^dPetitpas & Wilson (1998, JCMT), ^eFixsen et al. (1999, COBE), ^fStutzki et al. (1997, HHT), ^gIsrael & Baas (2002, JCMT), ^hYamamoto et al. (2001, Mt.Fuji), ⁱMao et al. (2000, HHT/IRAM 30 m), ^kWeiss et al. (2003, IRAM PdBI) und ^mTieftrunk et al. (2001, AST/RO).

5.3.1.2 CO 4→3 und 7→6 Karten

Das zentrale Gebiet um W3 Main wird von den höherfrequenten CO-Linien abgedeckt und hat eine Größe von $\sim 7' \times 5'$. Die CO 4→3 und 7→6 Karten zeigen ebenfalls einen starken Peak nahe bei IRS 5, wenn auch leicht in Richtung IRS 4 verschoben. Die Emission schwächt sich nach allen Seiten gleichmäßig ab. Das Emissionsband, welches von IRS 4 nach Süd-Westen reicht, ist in den CO 7→6 Daten gerade noch andeutungsweise zu erkennen.

5.3.1.3 [C I] 1→0 und 2→1 Karten

Im direkten Vergleich der C I Karten mit den CO Karten in Abb. 5.2 und 5.3 zeigt sich trotz der großräumigen Ähnlichkeit zwischen den beiden Spezies, dass die mid-*J* CO Emission sich eher auf das Zentrum konzentriert, während C I mehr ausgedehnt ist. Dies deutet auf eine höhere CO Häufigkeit in Gebieten mit hoher Dichte und Temperatur hin, während die [C I] Emission aus den Bereichen mit niedrigerer Dichte und Temperatur stammt. Dort deutet [C I] zudem auf die Anwesenheit von ausgedehnter diffuser UV-Strahlung hin, welche das neutrale Gas heizt.

5.3.2 Spektren an ausgewählten Positionen

Abbildung 5.4 zeigt Spektren der Positionen IRS 4 und IRS 5, sowie jeweils eine Position 0.92 pc (oder 85'') nach Norden und nach Süden von IRS 5, wo die integrierte CO-Emission auf etwa ein Drittel des Maximalwerts abgefallen ist. Die ^{12}CO Linien haben allgemein eine auffallend komplexe Form, insbesondere um IRS 5 und 4. Die Form der ^{13}CO und [C I] Linien zeigt dagegen nur leichte Abweichung von der Form einer Gaussverteilung. Die Linienbreiten⁴ bei IRS 5 nehmen sukzessiv von ^{12}CO mit $\sim 9 \text{ km s}^{-1}$, über ^{13}CO und hin zu [C I] ab, welche Breiten von $\sim 6 \text{ km s}^{-1}$ zeigen.

Die Form der ^{12}CO 3→2 und 4→3 Linien um IRS 5 weist einen ausgeprägte Selbstabsorptionsdip auf. Bei ^{12}CO 7→6 ist nur ein flaches Linienplateau zu erkennen. Der Peak der ^{13}CO - und [C I]-Spektren stimmt sehr gut mit der Geschwindigkeit des Dips bei etwa -38 km s^{-1} überein. Dieses Absorptionsfeature im Zentrum von W3 Main ist bereits aus den CO Untersuchungen von Hasegawa et al. (1994) her bekannt. Mit dem Odin Satellit wurde dies ebenso in der Wasser-Linie bei 557 GHz bestätigt (Wilson et al. 2003). Nimmt man an, dass die Absorption durch kaltes Material im Vordergrund entsteht, lässt sich die Linienform und -intensität der ^{12}CO Linien rekonstruieren, wenn sich an die Linienflügel ein Gaussprofil anfitzen lässt (siehe Abb. 5.4). Die Tabelle 5.2 listet die so korrigierten Intensitäten und die Linienverhältnisse. Alle weiteren Schritte nehmen Bezug auf diese Werte.

⁴Linienbreiten werden hier durch das *Full Width Half Maximum* (FWHM) beschrieben.

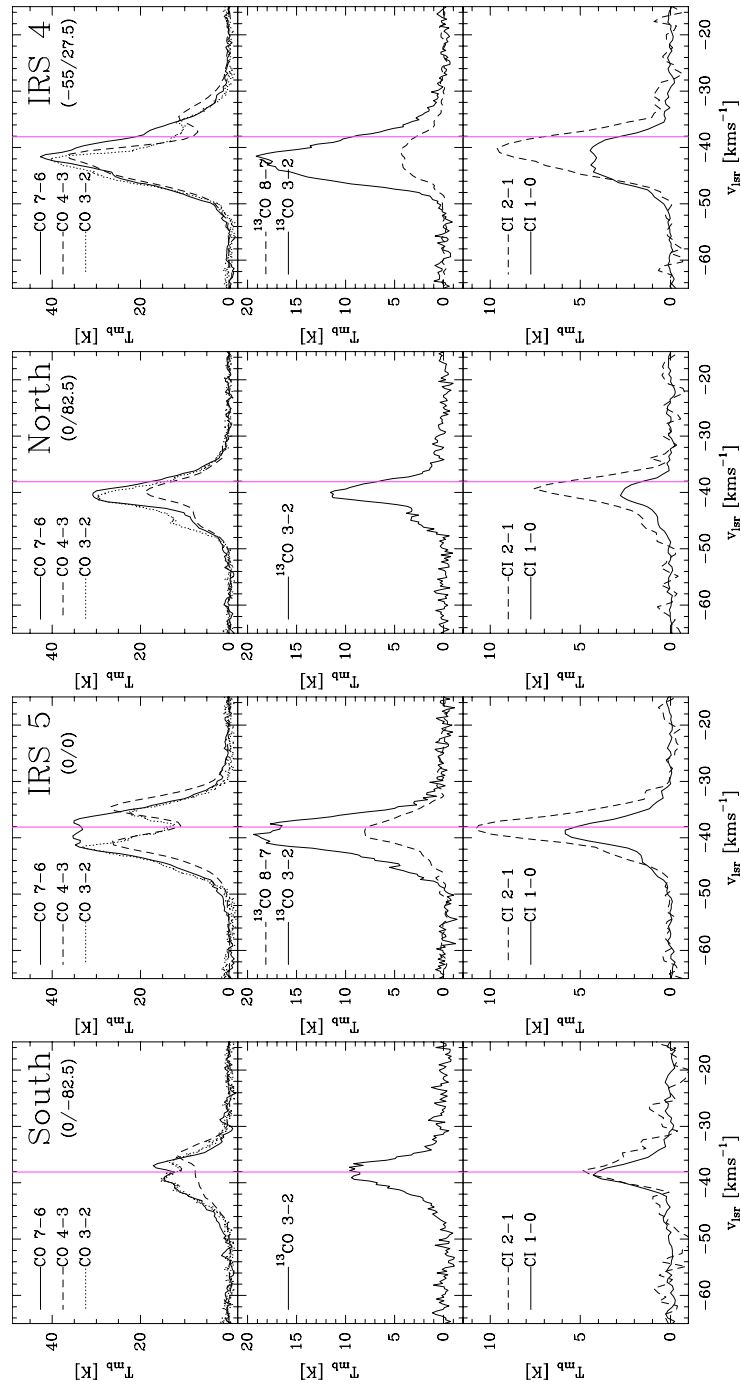


Abbildung 5.4: Spektren der vier ausgewählten Positionen, u. a. von IRS5 und IRS4. Die Abbildung zeigt die Spektren auf einer gemeinsamen räumlichen Auflösung von $75''$ (bzw. 0.84 pc) und sind in der T_{mb} Skala dargestellt. ^{13}CO und $[\text{C I}]$ haben ihr Maximum bei der Geschwindigkeit an der die ^{12}CO Spektren einen Dip zeigen – ein Hinweis auf eine kalte Vordergrundkomponente bei etwa -38 km s^{-1} (vertikale Linie). Die ^{12}CO Gesamtintensität der im Hintergrund liegenden Wolke wurde aus den nicht betroffenen rot- bzw. blauverschobenen Geschwindigkeitsbereichen mit Hilfe eines Gaussfits bestimmt.

5.3.3 Temperaturen und Kohlenstoffvorkommen an vier ausgewählten Positionen

Die gemessenen integrierten Linienstärken, bei einer vergleichbaren räumlichen Auflösung von $75''$, und häufig untersuchte Linienverhältnisse sind in den Tabellen 5.2 und 5.3 zusammengestellt. Die physikalischen Eigenschaften an den vier ausgesuchten Positionen sind in der Tabelle 5.4 angegeben. Diese werden im Folgenden nun näher untersucht.

5.3.3.1 CO Linienverhältnisse, Anregungstemperaturen und Beam-Füllfaktoren

In W3 Main liegt das CO $7 \rightarrow 6/4 \rightarrow 3$ -Linienverhältnis zwischen 1.0 und 1.3 (Tabelle 5.3). Dies passt zu optisch dicker Emission, denn umgekehrt wäre bei Annahme von optisch dünner Emission das Verhältnis deutlich größer als 1.0, da CO $4 \rightarrow 3$ eine etwas kleinere optische Tiefe aufweist. Nimmt man für die Besetzung der Energieniveaus LTE an, dann kann das Verhältnis R von $7 \rightarrow 6/4 \rightarrow 3$ nicht größer als 3.06 werden und die Anregungstemperatur (nach Anhang C) liegt bei

$$T_{\text{ex}} = 99.4 \text{ K} / \ln[3.06/R]. \quad (5.1)$$

Damit dürfte in W3 Main wahrscheinlich optisch dicke, thermalisierte Emission bei mindestens 85 K vorliegen. In der Tat wurden ähnlich hohe Verhältnisse z. B. in Orion A von Wilson et al. (2001) (siehe Tabelle 5.3) gefunden. Falls $7 \rightarrow 6$ nicht primär durch Stöße, sondern subthermisch angeregt wird, sind aufgrund der kleineren kritischen Dichte von CO $4 \rightarrow 3$ auch Linienverhältnisse kleiner als 1.0 möglich.

Für $4 \rightarrow 3/3 \rightarrow 2$ gilt entsprechend, dass das Verhältnis R dieser Linien nicht größer als 1.78 werden darf und die Anregungstemperatur ergibt sich dann zu

$$T_{\text{ex}} = 22.1 \text{ K} / \ln[1.78/R]. \quad (5.2)$$

Hieraus folgt immerhin eine untere Grenze von 40 K. Messungen von Petitpas & Wilson (1998) im Nulkeus der Galaxie M83 ergaben Verhältnisse bis 1.6 und deuten dort auf optisch dünne Emission hin.

Auch der Vergleich von Anregungstemperatur aus dem Linienverhältnis mit der Temperatur, die direkt aus dem Linienmaximum abgeleitet werden kann, ermöglicht eine grobe Abschätzung des Beam-Füllfaktors. Die Anregungstemperaturen in Tabelle 5.4 ergeben sich aus der (korrigierten) Peaktemperatur der $^{12}\text{CO } 3 \rightarrow 2$ Linie im Falle optisch dicker Emission. Ihre Größe nimmt von 50 K bei IRS 5 und 4 auf ca. 20 K in 1 pc Abstand ab (die CO $7 \rightarrow 6$ Anregungstemperatur ist wegen der Rayleigh-Jeans-Korrektur ca. 10 K höher als die reine Strahlungstemperatur). Die obere Grenze des Füllfaktors des warmen CO Gases bewegt sich nach dieser Abschätzung zwischen $60 \text{ K}/85 \text{ K} = 0.7$ im Zentrum und $30 \text{ K}/85 \text{ K} = 0.35$ in 1 pc Abstand.

Diese Schlussfolgerung beruht auf der Annahme, dass die Strahlung aus einer homogenen Region stammt. Jedoch zeigen verschiedene Beobachtungen, dass von UV-Strahlung beheizte Wolken Gradienten in Temperatur und Dichte aufweisen. Erst mit der Untersuchung der high- J CO ISO/LWS-Daten durch ein Escape Probability Modell (siehe 5.4.4.3) kann eindeutig auf eine deutlich wärmere Gaskomponente von $> 140 \text{ K}$

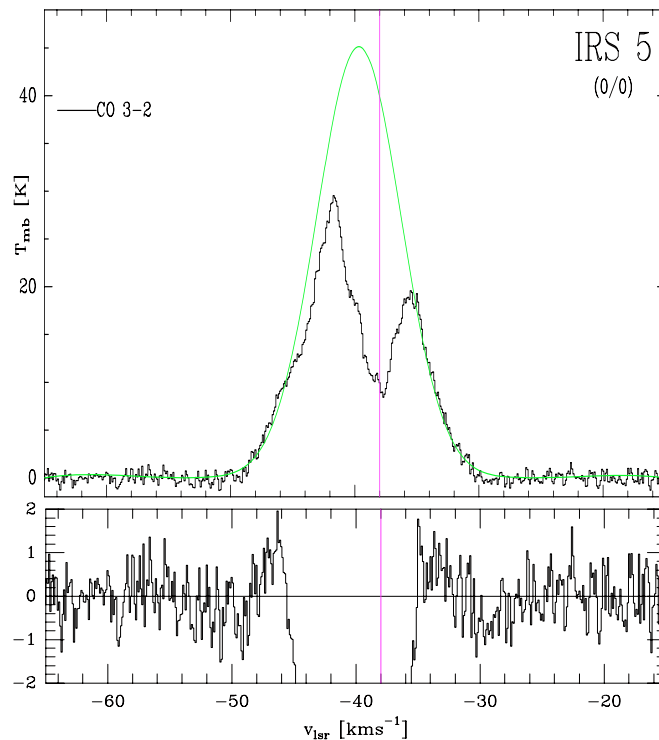


Abbildung 5.5: ^{13}CO 3 \rightarrow 2 Spektrum bei IRS 5 überlagert mit einem Gaussprofil, welches an den Linienflügeln angefittet wurde. Das Verhältnis der gefitteten und beobachteten integrierten Linienintensität ist 1.5. Das untere Diagramm zeigt das Residuum des Linienfits.

um IRS 5 geschlossen werden. In Abschnitt 5.4.5 wird auf diese Eigenschaft im Zusammenhang mit PDR Modellen weiter eingegangen.

5.3.3.2 [C I] Linienverhältnis

Das Verhältnis der beiden [C I] Linien variiert systematisch zwischen 1.3 im Süden und 2.9 im Norden (Tabelle 5.3) und deutet auf optisch dünne Emission hin, da das Verhältnis bei optisch dicker Emission kleiner als 1.0 sein sollte. Zudem entsprechen die niedrigen Peak-Temperaturen der Linien von weniger als 11 K nicht der oben abgeschätzten kinetischen Temperatur. Stattdessen deutet dies auf eine optische Tiefe von weniger als $\tau < 0.15$ (für $T_{\text{ex}} = 100\text{ K}$) hin.

Im optisch dünnen Bereich ist das Linienverhältnis R (in K km s^{-1}) ein gutes Maß für die Anregungstemperatur (Anhang C):

$$T_{\text{ex}} = 38.8\text{ K} / \ln[2.11/R]. \quad (5.3)$$

Spalte (8) von Tabelle 5.4 gibt die untere Grenze von T_{ex} inklusive deren Messgenauigkeit an. Der Fehler erlaubt nur eine verlässliche Aussage über die untere Grenze, denn die Temperatur kann im Grenzfall von $R = 2.11$ zu nicht-physikalischen Ergebnissen führen. Dies tritt an der Position nördlich von IRS 5 auf. Detaillierte PDR-

Rechnungen von Kaufman et al. (1999, Abb. 8) bestätigen, dass das C I-Linienratio für Dichten bis auf 10^7 cm^{-3} und FUV-Feldstärken von bis zu $G_0 = 10^{6.5}$ unter 2.1 bleibt.

Um auch systematische Beobachtungsfehler auszuschließen, wie etwa der zunehmende Error-Beam bei kürzeren Wellenlängen oder Kalibrationsfehler, wurde die Verteilung der beobachteten C I-Verhältnisse genauer untersucht. Von 167 Positionen zeigen nur 14 Punkte (8.4 %) ein Verhältnis größer als 2. Dies ist innerhalb eines 20 %-Fehlers konsistent mit einem Wert von 1.5, wenn eine rein gaussförmige Fehlerverteilung vorliegt (z. B. nach Taylor 1982). Mit der Formel für optisch dünne Emission und gleichem T_{ex} für beide Übergänge (Gl. (5.3)) ergibt das Verhältnis 1.5 eine Anregungstemperatur von 114 K und ist somit für die [C I]-Emission charakteristisch.

Zusammengefasst ergibt sich daher für atomaren Kohlenstoff eine Anregungstemperaturen von etwa 100 K, was höher ist als die von ^{12}CO abgeleiteten Anregungstemperaturen. Allerdings sind die Ergebnisse aufgrund der Fehler nur mit Einschränkung verwendbar, da höhere Linienverhältnisse auch eine höhere Messgenauigkeit erzwingen würden.

Nur wenige Literaturquellen zeigen Messungen der oberen [C I]-Linie bei 809 GHz (siehe in Tabelle 5.3). Die Erstdetektion machten Jaffe et al. (1985) in Orion A (OMC1) und wurde später durch Messungen von Genzel et al. (1988) in M 17 und W 51 ergänzt. Mit dem COBE-Satellit konnte das [C I]-Linienverhältnis auf einer 8° Winkelauflösung in der inneren galaktischen Scheibe zu 0.31, bzw. einer kinetischen Temperatur von $> 20 \text{ K}$ bestimmt werden. Spätere Messungen des Linienverhältnisses in OMC1 von Yamamoto et al. (2001) am Mt. Fuji-Teleskop ergaben Temperaturen im Bereich von 52 und 62 K (und höher). Zmuidzinas et al. (1988) beobachteten den oberen [C I]-Übergang an Bord des KAO⁵ in verschiedenen innergalaktischen Sternentstehungsregionen. Sie ermittelten aus dem [C I]-Linienverhältnis Anregungstemperaturen zwischen 25 K und 77 K. In W3 erhielten die Autoren als Anregungstemperatur 25 K, was deutlich unter dem oben ermittelten Wert liegt, welcher auf Messungen mit *einem* Instrument basiert, und nach Korrektur der räumlichen Auflösung, eine bessere Kalibrationsgenauigkeit hat.

⁵Kuiper-Airborne-Observatory

Tabelle 5.4: Physikalische Parameter der vier untersuchten Positionen in W3 Main. Die Anregungstemperaturen $T_{\text{ex}}(\text{CO})$ in Spalte 1 wurden aus den Peaktemperaturen des $^{12}\text{CO } 3 \rightarrow 2$ -Übergangs bestimmt. Die untere Grenzen der C I-Anregungstemperatur (Spalte 8) stammt aus dem Verhältnis [C I] $2 \rightarrow 1/1 \rightarrow 0$ für eine Kalibrationsgenauigkeit von 20%. Die Säulendichte von C I wurde jedoch für $T_{\text{ex}}(\text{C I}) = 100 \text{ K}$ berechnet. Sowohl Säulendichten wie auch die relativen Häufigkeiten der Spezies CO, C I und C II wurden unter LTE-Annahmen (s. Abschnitt 5.3.4.1) bestimmt und gelten pro $75''$ -Beam (0.84 pc). Das Fern-UV-Feld G_0 wurde aus der Leuchtkraft der eingebetteten OB-Sterne berechnet und gilt ebenfalls für $75''$ (s. Abs. 5.4.1).

$\Delta\alpha/\Delta\delta$ [', '']	$T_{\text{ex}}(\text{CO})$ [K]	N(CO)	N(C I) [10^7]	N(C II)	C I:CO	C II:C I:CO	$T_{\text{ex}}(\text{C I} - \text{Verhältnis})$ [K]	N(H ₂) [10^{21} cm^{-2}]	G_0 [10^4]
0,0	53.	55.2	5.8	13.8	10:90	18:8:74	> 122	39.9	40.4
-55,28	53.	58.7	6.4	11.8	10:90	15:8:76	> 108	42.5	19.9
0,82.5	39.	20.9	2.4	6.6	10:90	22:8:70	–	15.1	10.4
0, -82.5	21.	26.2	3.2	13.8	11:89	32:7:61	> 54	18.9	6.7

5.3.4 Warmes Gas um IRS 5?

In hoher räumlicher Auflösung maßen Helmich et al. (1994) am JCMT in IRS 5 Rotationstemperaturen an den Molekülen SO_2 , CH_3OH und H_2CO zwischen 64 und 187 K. van der Tak et al. (2000) fanden hier mit Hilfe von CH_3OH und H_2CO -Rotationsübergängen $T_{\text{rot}} = 73 - 78$ K.

High- J CO-Rotationslinien und $^{13}\text{CO } \nu = 0 - 1$ ($4.7 \mu\text{m}$) Absorptionsmessungen auf IRS 5 mit Auflösung unterhalb einer Bogensekunde (bestimmt durch die Ausdehnung des Kontinuums der IR-Hintergrundquelle (Mitchell et al. 1990, am CFHT) zeigt eine heiße Gaskomponente bei 577 K, welche $\sim 50\%$ der gesamten Gas-Säulendichte trägt. Eine kältere ~ 66 K warme Komponente enthält die andere Hälfte.

Festes CO in Form von Eis konnte ebenfalls bereits um IRS 5 nachgewiesen werden (Sandford et al. 1988; Lacy et al. 1984; Geballe 1986). Die Masse ergibt jedoch nur 0.2 % der gesamt CO-Säulendichte (Mitchell et al. 1990). ISO/SWS-Beobachtungen zeigen ein Band-Profil von $^{13}\text{CO}_2$ -Eis (Boogert et al. 2000), welches auf eine Aufheizung des Eises hindeuten und gut zu den obigen Ergebnissen passt.

Tieftrunk et al. (1998) verwendeten Ammoniak-Messungen bei einer Auflösung von $40''$ für die Bestimmung der kinetischen Temperaturen um IRS 5 und 4. So stimmt die kinetische Temperatur von 48 K bei IRS 4 sehr gut mit der Anregungstemperatur der $^{12}\text{CO } 3 \rightarrow 2$ -Daten überein, die kinetische Temperatur für IRS 5 liegt mit 150 K jedoch deutlich über obiger Abschätzung. Siehe dazu später in Abschnitt 5.4.4.3, wo eine genauere Methode zum Einsatz kommt.

Zusammenfassend deuten die Messungen auf einen von IRS 5 ausgehenden Temperaturgradienten hin, mit dort bis zu 600 K. Die heiße Gaskomponente hat einen kleinen Beamfüllfaktor während das kältere Gas ausgedehnter vorliegt. Aber auch Variationen der optischen Tiefe und chemische Prozesse spielen möglicherweise eine wichtige Rolle.

5.3.4.1 Relative Kohlenstoffhäufigkeit

Die drei wichtigsten kohlenstoffhaltigen Spezies im Gas sind C II, C I und CO. Die relative Häufigkeit dieser Spezies ist in Tabelle 5.4 dargestellt. Die Häufigkeit wurde direkt aus der Säulendichte von $^{13}\text{CO } 3 \rightarrow 2$, [C I] und [C II] im optisch dünnen Fall unter Annahme von LTE ermittelt. Für C I wurde an allen Positionen eine Anregungstemperatur von 100 K angesetzt. Da sich die ermittelte Säulendichte nur schwach gegenüber Temperaturänderungen verändert – bei einer Verdopplung der Temperatur steigt die Säulendichte nur um 10 % – ist diese Annahme sinnvoll. Die Säulendichte von ionisiertem Kohlenstoff ist sogar unabhängig gegenüber der Temperatur, solange der Übergang thermalisiert ist und von Gas wärmer als 91 K stammt (siehe z. B. Schneider et al. 2003).

Die Säulendichte von molekularem Wasserstoff H_2 wurde aus der integrierten Intensität von $^{13}\text{CO } 3 \rightarrow 2$ abgeleitet, wobei $[^{13}\text{CO}]:[^{12}\text{CO}] = 1 : 65$ und $\text{CO}/\text{H}_2 = 8 \cdot 10^{-5}$ als Häufigkeitsverhältnisse verwendet wurden.

Das relative Verhältnis von C I zu CO in W3 Main ist an den vier Positionen eher konstant bei ~ 0.11 . Vergleichbare Verhältnisse wurden auch von Zmuidzinas et al. (1988) in einer Studie von sieben innergalaktischen Sternentstehungsregionen gefun-

den. Plume et al. (2000) leiteten ebenso ein Verhältnis von ~ 0.1 ab, beobachteten jedoch zum Wolkenrand eine Zunahme von C I/CO auf etwa 0.5. In S 106 fanden Schneider et al. (2003) nur sehr niedrige Werte zwischen 0.03 bis 0.08. Howe et al. (2000) ermittelte 0.4 in M17 SW und Gerin & Phillips (1998) maß in der PDR des Reflektionsnebels NGC 7023 Verhältnisse von 0.1 bis 0.7. MCLD 123.5+24.9, eine diffuse kalte Wolke fern der galaktischen Ebene und mit einem A_V von ca. 0.5, zeigt Werte zwischen 0.2 und 1.1 (Bensch et al. 2003).

Doch zurück zu W3 Main: Atomarer Kohlenstoff hat im Vergleich zu den anderen beiden Hauptspezies im Gas eine Häufigkeit von ca. 8%. C II ist im Süden besonders häufig (32%) und liegt sonst bei 15%–22%. Damit ist CO entsprechend mit mehr als 60% die am meisten vorkommende kohlenstoffhaltige Spezies. Ähnliche Verteilungen wie in W3 Main-South finden (Jansen et al. 1996) in IC 63 mit 37:7:56. Geringere CO-Anteile treten etwa in NGC 2024 (Orion B) (Jaffe & Plume 1995) (C II:C I:CO gleich 40 : 10 : 50), oder gar nur 68:15:16 in η Carina Brooks et al. (2003). In S 106 (siehe Schneider et al. 2003) dagegen ist CO mit $> 86\%$ so häufig, dass atomarer und ionisierter Kohlenstoff kaum mehr eine Rolle spielen: Nur 8% C II an der Position des anregenden Sterns S106IR und abseits noch weniger. Bei W3 Main scheint die Situation anders zu sein, da hier C II wohl aufgrund der relativ großen Anzahl von OB-Sternen und H II-Regionen erhöht ist.

5.3.5 Säulendichte und Masse des molekularen Wasserstoffs

Die totale H₂-Säulendichte im 75''-Beam aus den ¹³CO Daten variiert zwischen $1.5 \cdot 10^{22}$ und $4.3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ an den vier untersuchten Positionen (siehe Tabelle 5.4) und liegt damit, bis auf einen Faktor 2, nahe der von Tieftrunk et al. (1998) aus C¹⁸O in einem 40''-Beam abgeleiteten Säulendichte.

Auf den 75'' Beam bezogen beträgt die Gesamtmasse in IRS 5 $481 M_{\odot}$. Dabei wird pro Wasserstoffmolekül eine Molekulargewicht von 1.36 angesetzt.

5.4 W3 Main: Die physikalische Struktur

5.4.1 Modellierung des FUV-Feldes und der Fern-IR Leuchtkraft

Tieftrunk et al. (1997) stellten in einer Studie von Multifrequenz VLA-Daten Radio-kontinuumquellen in der W3 Main-Region vor. Eher diffuse H II-Regionen⁶ sind W3 H, J und K, die kompakten H II-Regionen⁷ W3 A, B und C, die ultrakompakten H II-Regionen⁸ W3 C, E, F und G sowie die hyperkompakten H II-Regionen⁹ W3 Ma-g und Ca. Letztere entsprechen wahrscheinlich der jüngsten Evolutionsstufe einer H II-Region. Abbildung 5.6 zeigt die Positionen der 17 OB-Sterne, welche die sie umgebenden H II-Regionen verursachen (siehe auch Tabelle 5.5). Die leuchtkräftigste Quelle ist

⁶Die diffusen H II-Regionen in W3 sind ionisierte Gebiete mit einer Größe bis etwa 1 pc.

⁷Kompakte H II-Regionen haben Durchmesser von 0.06 – 0.4 pc

⁸UC H II-Regionen haben Durchmesser von < 0.03 pc und sind sehr dicht ($> 10^4 \text{ cm}^{-2}$).

⁹HC H II-Regionen haben einem Durchmesser von weniger als ~ 0.01 pc, bzw. 1'' und Dichten $n > 10^6 \text{ cm}^{-2}$.

IRS 2, welcher ein O5-Stern zugeordnet wurde. Die Leuchtkraft von IRS 5 entspricht der eines Clusters von ~ 7 Sternen vom B0 Typ (Claussen et al. 1994). Die Spektraltypen dieser OB-Sterne (Tieftrunk et al. 1997) lassen sich nutzen, um die großräumige Verteilung der FUV-Strahlung in der Region abzuschätzen.

Das FUV-Feld um W3 Main lässt sich in zwei räumlichen Dimensionen simulieren, wenn die Beträge eines jeden Sterns an jedem Punkt der Karte aufaddiert werden. Dazu kann man sich alle Sterne in einer gemeinsamen Ebene im projizierten Abstand voneinander vorstellen. Das FUV-Feld ist dann für einen ZAMS¹⁰-Stern mit einer effektiven Oberflächentemperatur nach (Panagia 1973) allein durch dessen Spektraltyp definiert (siehe Anhang B). Wenn die Strahlung nur durch die geometrische Abschwächung mit dem Abstand abnimmt (zusätzliche Streuung oder Absorption der UV-Strahlung an Staubkörnern oder durch Gasklumpen wird vernachlässigt!), ergibt sich ein oberer Grenzwert für die UV-Strahlung, welcher das molekulare Gas im gegebenen Abstand ausgesetzt sein kann.

Die gefundenen FUV-Feldstärken variieren aufgrund der vielen eingebetteten Sterne um einen Faktor 100. Die Ergebnisse wurden auf $75''$ verschmiert, um mit den Messdaten von KOSMA, KAO und ISO vergleichbar zu sein. Die Werte liegen zwischen $G_0 = 10^{5.5}$ um IRS 5 bis $G_0 = 10^{3.5}$ am Rand der kartierten Region. Das mit G_0 bezeichnete Habing-Feld entspricht im Mittel $1.6 \cdot 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ (Habing 1968). In Draine & Bertoldi (1996) und in Zielinsky (1999) werden andere Felder mit voneinander verschiedenen spektralen Energieverteilungen verwendet¹¹.

Die Gesamtleuchtkraft von W3 im FIR wurde z. B. von Thronson et al. (1980) auf $1 \cdot 10^6 L_{\odot}$ bestimmt. Allein ein einzelner O5-Stern im Zentrum von IRS 2 reicht für 68 % dieser Leuchtkraft (siehe Tabelle 5.5) aus. In der Summe ergibt sich für alle OB-Sterne ein Wert von $1.5 \cdot 10^6 L_{\odot}$. Dieser Wert deutet darauf hin, dass zum einen das FIR-Kontinuum primär durch *Re*-Emission der stellaren Strahlung erzeugt wird und zum anderen ein Teil der UV-Photonen ungehindert aus der Wolke entkommen kann. Es sind somit keine weiteren Heizprozesse, wie etwa Schocks in Ausflüssen, stellare Winde oder die ebenfalls vorhandenen weniger massereichen Sterne, notwendig, um die Leuchtkraft im Ferninfrarotbereich zu erklären.

5.4.2 Kartierung der [C II] Emission

Abbildung 5.6 zeigt die räumlich ausgedehnte [C II] $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ Emission bei $158 \mu\text{m}$ (Howe et al. 1991) als Konturen auf einer Auflösung von $80''$. Die Emission erstreckt sich in Nord-Süd-Richtung und folgt der Verteilung der von (Tieftrunk et al. 1997) im Radio-Kontinuum gemessenen H II-Regionen. Interessanterweise ist die Orientierung entlang der Nord-Süd-Achse weder in den Karten von atomaren Kohlenstoff noch denen von CO (Abb. 5.3) zu erkennen. Ebenso erscheint das FIR-Kontinuum (ebenfalls von Howe et al. (1991) bei $158 \mu\text{m}$ gemessen) als nicht ausgedehnt, sondern kreissymmetrisch um IRS 5. Eine mögliche Interpretation wäre, dass die [C II]-Emission, anders als erwartet, nicht nur aus den Oberflächenschichten der Molekülwolken stammt, sondern auch in nennenswerter Menge in und um den H II-Regionen vorliegt. Der nächste

¹⁰Zero Age Mainsequence Star (ZAMS)

¹¹In dieser Notation ist $G_0 = 1.71 \cdot \chi \cdot \chi_0$, wobei χ_0 als Draine-Feld bezeichnet wird.

Tabelle 5.5: H II-Regionen und anregende OB-Sterne, welche zur Berechnung der Verteilung des FUV-Feldes verwendet wurden (s. Abb. 5.6). Der Spektraltyp (2. Spalte) ist der Mittelwert der in Tieftrunk et al. (1997) angegebenen Spanne. Die Gesamtleuchtkraft (4. Spalte) gilt für ZAMS-Sterne und stammt aus Panagia (1973). Die 5. Spalte zeigt die Namen der zugehörigen Infrarotquellen (Wynn-Williams et al. 1972; Richardson et al. 1989).

H II Region	Spektral-Typ	Position (",")	L [$10^4 L_{\odot}$]	entsprechende Infrarotquelle
A	O5	(25, 21)	68.0	IRS 2
B	O6.5	(-20, 1)	15.0	IRS 3a
K	O6.5	(32, -132)	15.0	
J	O8	(-87, -129)	6.5	
D	O8.5	(-76, 34)	5.4	IRS 10
Aa	O8.5	(18, 25)	5.4	IRS 2a
H	O8.5	(-58, 67)	5.4	
F	O9.5	(-3, -11)	3.8	IRS 7
C	O9.5	(-72, 27)	3.8	IRS 4
G	B0	(-47, 0)	2.5	
E	B0	(-37, -18)	2.5	
Ma-g	B0	(0, 0)	7×2.5	IRS 5
Ca	B1	(-69, 28)	0.5	IRS 4
Summe			151.0	

Abschnitt widmet sich daher der Frage, wieviel Beitrag zur Gesamtemission man von den H II-Regionen in W3 Main erwarten kann.

Hinzu kommt, dass das FUV-Modell im Detail nicht besonders gut der [C II]-Emission folgt. Während das FUV-Modell bei IRS 5 klar das Maximum hat, ist die [C II]-Emission entlang der Nord-Süd-Achse praktisch konstant. Dies überrascht, denn die [C II]-Strahlung sollte ein sehr guter FUV-Tracer sein. Howe et al. (1991) zeigten hierbei, dass diese Diskrepanz mit einem homogenen Wolkenmodell nicht zu erklären ist. Vielmehr bedarf es eines klumpigen Mediums, durch welches die FUV-Strahlung tief in die Wolke eindringen kann. Die neuen [C I]- und CO-Messungen liefern möglicherweise nützliche Hinweise, um diesen Ansatz zu verfeinern.

5.4.3 [C II]-Emission aus dem ionisierten Medium

Die [C II]-Linie stammt zu einem Teil aus H II-Regionen, aber der Beitrag zur gemessenen Emission ist in den meisten Fällen nachweislich gering. Um diesen relativen Beitrag für W3 Main abzuschätzen, wurden die Größen für das Emissionsmaß (EM) und die Elektronendichte (N_e) aus Tieftrunk et al. (1997) herangezogen und nach der von Russell et al. (1981) beschriebenen Methode die [C II]-Emission berechnet (siehe

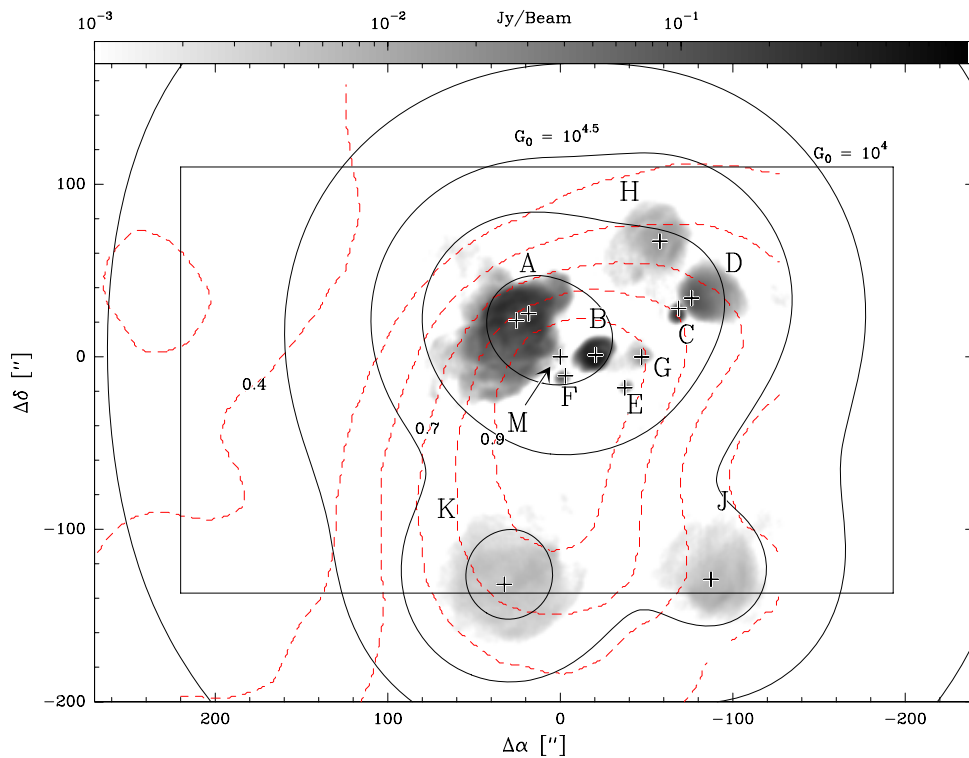


Abbildung 5.6: Darstellung des UV-Feldes, der [C II]-Emission und des 6 cm Radiokontinuums. In Grau: Karte der VLA 6 cm Radiokontinuumsmission (Tieftrunk et al. 1997). Das Rechteck zeigt die Region, welche am KOSMA-Teleskop kartiert wurde. Konturen: Räumliche Verteilung des modellierten, auf eine Auflösung von $75''$ geglätteten, FUV-Feldes in Einheiten des interstellaren Strahlungsfeldes G_0 nach Habing (1968). Die Positionen der OB-Sterne wurden mit $+$ -Symbolen markiert. Gestrichelte Konturen: Ausgedehnte [C II]-Emission mit einer Auflösung von $80''$ gemessen von Howe et al. (1991) an Bord des KAO. Die Konturen zeigen die Emission zwischen 40 % und 90 % in Schritten von 10 %. Das Maximum beträgt 314 K km s^{-1} .

auch Crawford et al. 1985; Nikola et al. 2001). Als Beitrag ergeben sich erstaunlich geringe Werte zwischen 0.1 % bis 0.7 %.

Das Ergebnis passt recht gut zu den Befunden, die mit dem COBE Milchstraßen-Survey gefunden wurden. Nach Petuchowski & Bennett (1993) ist nur 1 % der Galaktischen [C II]-Emission auf H II-Regionen zurückzuführen.

5.4.4 IRS 5/W3 Main ISO/LWS Daten

Wie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben, wurde aus dem ISO-Datenarchive (IDA) eine ISO/LWS Messung an der Position von IRS 5 aufbereitet und analysiert.

5.4.4.1 Graukörperstrahlung

Das Ferninfrarot-Kontinuum von IRS 5 kann mit Hilfe der ISO/LWS-Beobachtungen modelliert werden, wenn für einen Graukörperstrahler

Tabelle 5.6: Linienintegrierte Intensitäten der ISO/LWS FIR-Linien bei IRS 5. Die Intensitäten wurden für die angegebenen Beamgrößen (Spalte 4) berechnet und für ausgedehnte Quellen (nach Tabelle 4.10 im *ISO-LWS Handbook v. 1.2*) korrigiert. Die angegebenen Fehler spiegeln die Fitgenauigkeit wider, d. h. enthalten keine systematischen Effekte. Die Intensität der [O I](145 μm)-Linie entspricht dem Mittelwert aus den beiden überlappenden LWS Bänder LW3 und LW4. Der Fehler ist in diesem Fall die Abweichung zwischen den beiden Flüssen.

IRS 5	λ [μm]	Integrierte Intensität [$10^{-3}\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$]	HPBW [$''$]
CO 14–13	186.	0.21 ± 0.03	66.
CO 15–14	174.	0.30 ± 0.03	66.
CO 16–15	163.	0.08 ± 0.03	66.
CO 17–16	153.	0.13 ± 0.03	68.
[C II]	158.	1.54 ± 0.03	68.
[O I]	145.	0.77 ± 0.13	68.
[N II]	122.	0.06 ± 0.06	78.
[O III]	88.	3.8 ± 0.2	76.
[O I]	63.	8.3 ± 0.3	86.
[N III]	57.	1.7 ± 0.3	84.
[O III]	52.	19 ± 1	84.
FIR-Kontinuum		13500	

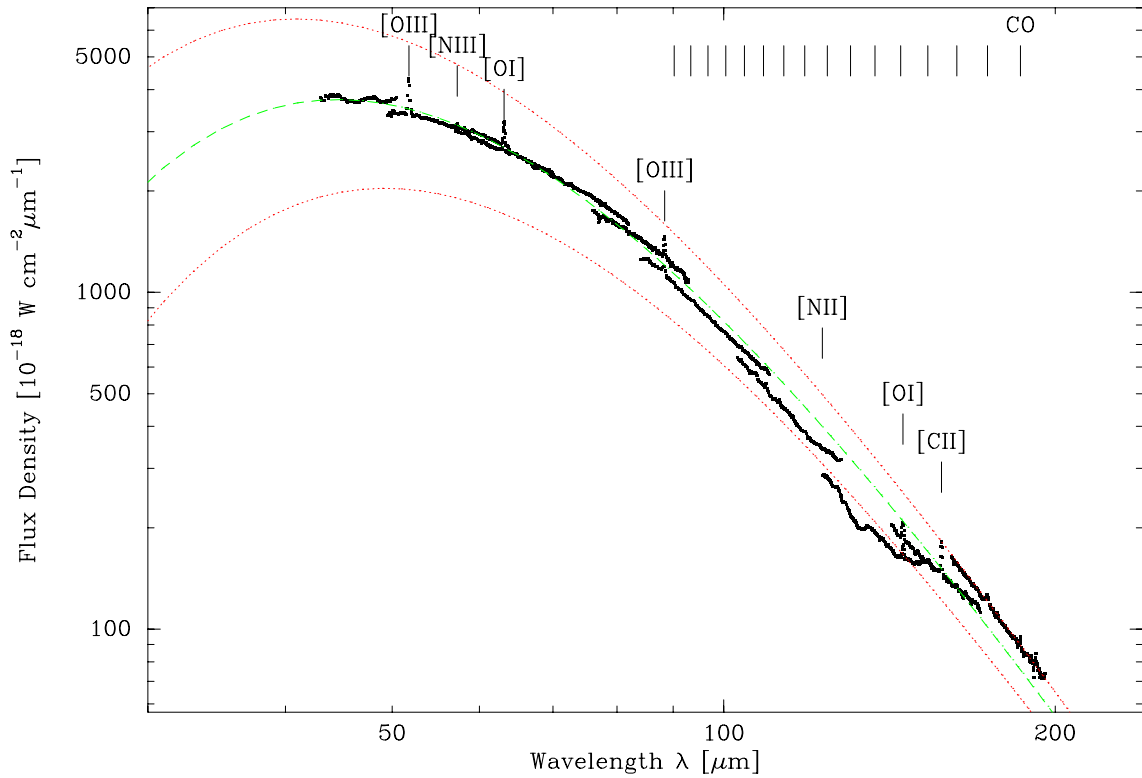


Abbildung 5.7: ISO/LWS Spektrum an der Position von IRS 5 in W3 Main. Die überlappenden LWS-Bänder sind klar erkennbar. Die gestrichelte Linie ist ein Fit an ein isothermes Graukörperstrahlungsmodell, welches für $T_{\text{dust}} = 53$ K und $\beta = 1.2$ für $A_V = 40^{\text{mag}}$ gerechnet wurde. Zum Vergleich: Die gepunkteten Linien zeigen Modelle, die ebenfalls für $\beta = 1.2$, aber jeweils mit 58K und 47K als Staubtemperatur, gerechnet wurden. Die Wellenlängen einiger atomarer Feinstrukturlinien und CO Rotationsübergängen sind gekennzeichnet.

$$F_\lambda = \Omega B_\lambda(T_{\text{dust}}) \cdot (1 - \exp^{-\tau_{\text{dust}}}) \quad (5.4)$$

angenommen wird, wobei der Raumwinkel Ω dem über die LWS-Bänder gemittelten Beam von $75''$ in sr^{-1} entspricht, $B_\lambda(T_{\text{dust}})$ die Planck-Funktion für einen isothermen Schwarzkörperstrahler mit T_{dust} ist und die Staubextinktion durch

$$\tau_{\text{dust}} = \tau_V (\lambda/\lambda_V)^{-\beta} \quad (5.5)$$

beschrieben wird. Die Gesamtsäulendichte von H_2 wird in Abschnitt 5.3.5 abgeschätzt zu

$$A_V = 40^{\text{mag}} = 1.086 \tau_V \quad (5.6)$$

(Bohlin et al. 1978) und wurde als gegeben angenommen. Mit einem *least-square fit* wurden die freien Parameter der T_{dust} (Staubtemperatur) und β (spektraler Staubindex) bestimmt. Die Werte sind $T_{\text{dust}} = 53 \pm 1$ K und $\beta = 1.21 \pm 0.02$ (Abbildung 5.7). Das Integral über alle Wellenlängen ergibt $0.238 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Dies entspricht einer Leuchtkraft von $3.4 \cdot 10^5 L_\odot$ (bzw. $2.1 \cdot 10^{-13} \text{ W cm}^{-2}$) innerhalb des ISO/LWS-Beams.

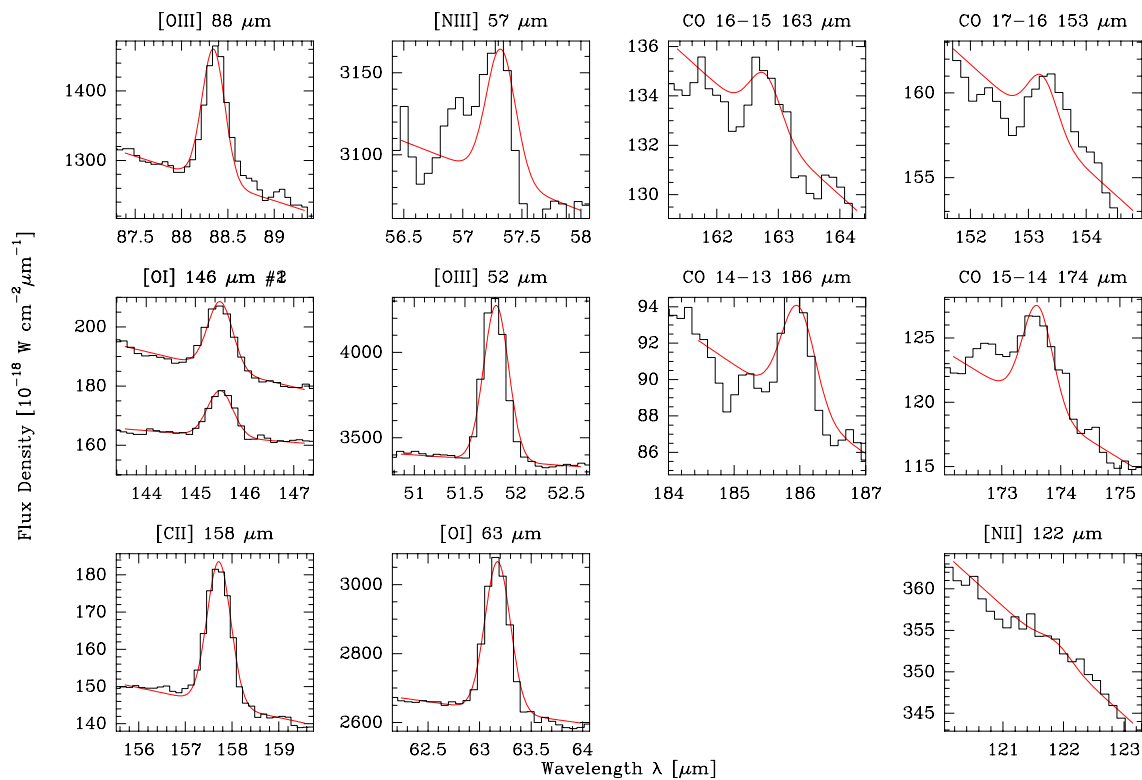


Abbildung 5.8: Die einzelnen (unaufgelösten) Spektren der ISO/LWS-Messung bei IRS 5/W3 Main (siehe Abb. 5.7). Die dünnen Linien zeigen den Fit an das Instrumentenprofil. Die integrierten Linienintensitäten sind in Tabelle 5.6 aufgelistet.

Die Tabelle 5.5 zeigt, dass die Leuchtkraft im FIR praktisch nur durch den O5-Stern an der Position von IRS 2 dominiert wird (Tabelle 5.5).

Wenn man annimmt, dass das FIR-Kontinuum allein durch die FUV Strahlung der Sterne in der Nähe des Gases entsteht, dann gilt

$$I_{\text{FIR}} = 2 \times 10^{-3} (4\pi)^{-1} \cdot G_0 \text{ [erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}] \quad (5.7)$$

(nach Kaufman et al. 1999). Hiermit ergibt sich an der Position IRS 5 ein G_0 von 5.3×10^4 . Dies ist jedoch nur 13 % der FUV-Strahlung die aus dem FUV-Modell folgt (4×10^5 , Tabelle 5.5). Abschnitt 5.4.5.4 wird im Rahmen der PDR-Modellierung auf diesen Punkt zurückkommen.

Eine Verbesserung dieser Methode müsste berücksichtigen, dass eine genauere Kalibration der LWS-Bänder nötig ist und dass die Beamgröße nicht konstant ist, sondern von der Wellenlänge abhängt ($55'' - 90''$).

Oldham et al. (1994) erhielten leicht höhere Werte mit $T_{\text{dust}} = 68 \text{ K}$ und $\beta = 1.4$ für höher aufgelöste FIR-Daten ($< 27''$). Dies deutet erneut auf höhere Temperaturen um die Kerne herum hin. Auch die Zunahme der visuellen Extinktion auf $A_V = 281^{\text{mag}}$ für eine Quelle mit $13''$ Durchmesser zeigt, dass, berücksichtigt man das oben für $75''$ ermittelte Ergebnis, die Quelle eine Ausdehnung von etwa $28''$ hat.

5.4.4.2 Atomare Feinstrukturlinien

Die mit ISO/LWS in IRS 5 detektierten integrierten Intensitäten sind in Tabelle 5.6 aufgelistet und gelten als Tracer des ionisierten Gases oder von PDRen.

5.4.4.2.1 Tracer von PDRen Die Linienemission von C II, O I und CO (siehe 5.4.4.3) zählt zu den bedeutendsten Tracern von PDRen in den Oberflächen von Molekülwolken. Die O I-Linie bei $63\mu\text{m}$ ist im Vergleich zu den anderen Tracern des neutralen Mediums im FIR-Bereich die Hauptkühllinie in IRS 5. Sie ist etwa 4.1fach stärker als die [C II]-Linie. Außerdem ist der Übergang wahrscheinlich optisch dick und wird deshalb vom kälteren Vordergrund absorbiert (und heizt diesen!). Das PDR-Modell in Abschnitt 5.4.5 bestätigt die hohe optische Tiefe – wenn auch indirekt.

Die integrierte Intensität der [C II]-Linie beträgt 70 % der von Howe et al. (1991) an Bord des KAO gemessenen Intensität. Innerhalb des Kalibrationsfehlers stimmen beide Werte also überein.

5.4.4.2.2 Tracer des ionisierten Gases Die Ionen N II, O III und N III haben jeweils ein Ionisationspotential größer als 13.6 eV und die Emission der Feinstrukturübergänge deuten deshalb auf die Anwesenheit eines ionisierten Mediums hin, in welchen die energiereicheren Photonen nicht absorbiert werden. Gleichwohl die [N II] Linie bei $122\mu\text{m}$ nicht detektiert wurde, kann für das Verhältnis [C II]/[N II] eine untere Grenze von wenigstens 27 abgeschätzt werden. Ein Wert von 9 (siehe Nikola et al. 2001) würde erwartet werden, wenn die Emission ausschließlich aus dem ionisierten Gas stammen würde. Da dies deutlich unter dem abgeschätzten Wert liegt, wären folglich höchstens 33 % der [C II]-Emission aus dem ionisierten Medium zu erwarten. Eine etwas solidere Abschätzung, mit weniger als 1 %, auf Basis der Eigenschaften der H II-Regionen in W3 Main, wurde in Abschnitt 5.4.3 vorgestellt.

5.4.4.3 CO Emissionslinien

In den ISO/LWS-Daten wurden an der Position von IRS 5 vier hochangeregte Rotationslinien von CO aus der Gasphase gefunden. Diese Linien werden erst im dichten, heißen Gas angeregt, da die Energieniveaus mehr als 500 K über dem Grundzustand liegen und die kritischen Dichten mehr als 10^7 cm^{-3} betragen (Tabelle D.1). Der CO 15 \rightarrow 14 Übergang ist nur geringfügig stärker als der 7 \rightarrow 6-Übergang, denn das Verhältnis der beiden Intensitäten beträgt 1.29. Andererseits ist das Verhältnis von CO 15 \rightarrow 14 zu CO 1 \rightarrow 0 etwa 500.

Es wird das *non-LTE Escape Probability* Strahlungstransportmodell von Stutzki & Winnewisser (1985) verwendet, um die physikalischen Eigenschaften des emittierenden Gases abzuleiten. Es wird ein CO/H₂ Häufigkeitsverhältnis von 8×10^{-5} verwendet mit zugrunde liegenden Stoßraten von Schinke et al. (1985). Abbildung 5.9 zeigt das Ergebnis.

Obwohl das Modell die Quellstruktur stark vereinfacht – es werden keine Dichte- oder Temperaturgradienten oder variierende Beam-Füllfaktoren berücksichtigt – kann eine Lösung für alle 9 beobachteten Linien gefunden werden. Die Säulendichte muss

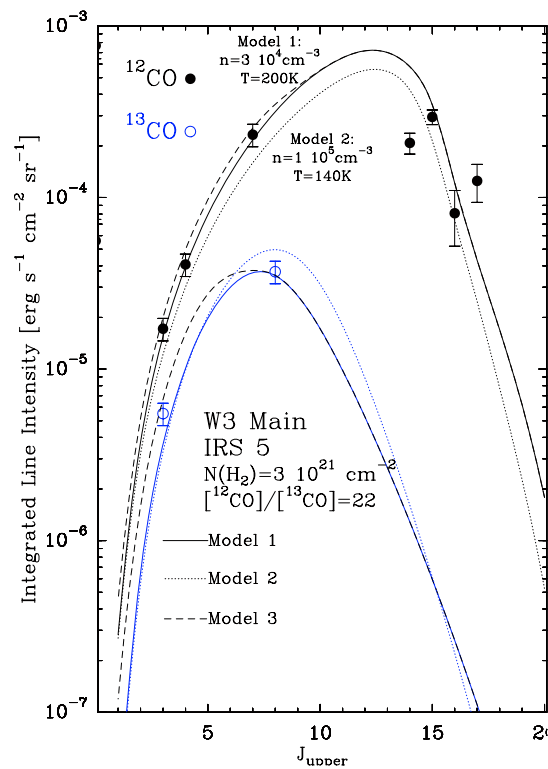


Abbildung 5.9: Integrierte CO Intensität als Funktion des oberen Rotationsquantenzahl J für IRS 5 in W3 Main und das Ergebnis einer non-LTE Strahlungstransportrechnung. CO Rotationsübergänge bis $J = 8$ wurden mit dem KOSMA-Teleskop gemessen und haben eine Genauigkeit von 15%. Die höheren J -Übergänge bis $J = 17$ stammen aus ISO/LWS Beobachtungen (siehe Tabelle 5.6 für Fehler). Die Simulationsdaten zeigen die Quantenzahlen bis $J = 20$. Diese Verteilung wird allg. als Kühlkurve bezeichnet. Modell 3 stellt die Summe aus zwei Rechnungen dar: Eine warme Gaskomponente (Modell 1) und eine kalte Komponente mit 90% der Masse (Parameter $T_{\text{kin}} = 40\text{K}$, $n = 10^3\text{cm}^{-3}$).

mindestens $N(\text{H}_2) = 3 \cdot 10^{21}\text{cm}^{-2}$ betragen, um die CO-Flüsse reproduzieren zu können. Dies ist etwa 10% der in IRS 5 bestimmten H_2 -Gesamtsäulendichte (s. Tabelle 5.4). Als Linienbreite wurde für CO 9km s^{-1} und für ^{13}CO 6km s^{-1} angesetzt. Dies wird durch die zugrunde liegenden Beobachtungsdaten gestützt und ist eine implizite Annahme, denn die Linien müssen aus grundverschiedenen Gaskomponenten stammen, damit sich deren Linienbreite so stark unterscheiden kann. Die Säulendichte im Modell ist hauptsächlich durch die mid- J Übergänge festgelegt und weitgehend unabhängig von der Dichte und der kinetischen Temperatur. Letztere muss hoch genug sein, damit die hohen CO-Übergänge aus den ISO/LWS-Messungen angeregt werden. Dennoch verhalten sich diese subthermisch, d. h. weichen vom LTE-Verhalten ab. Zwei Lösungen ergeben ein ungefähres Bild von den möglichen Bedingungen:

1. Eine hohe Temperatur um 200 K und eher niedriger Dichte von $3 \cdot 10^4\text{cm}^{-3}$, oder
2. eine Gastemperatur von 140 K und dafür eine höhere Dichte von 10^5cm^{-3} .

In beiden Lösungen ergibt das Produkt aus beiden Größen ($n \times T$) einen Druck von $(1 - 5) \cdot 10^7 \text{ K cm}^{-3}$. Tieftrunk et al. (1998) leiteten aus Ammoniak-Messungen eine kinetische Temperatur von 150 K für IRS 5 ab, was klar innerhalb des Temperaturbereichs 140 – 200 K liegt.

Nur ein kleiner Teil der Gesamtmasse des Gases – etwa 10 % – braucht, um konsistent mit den obigen Resultaten zu sein, warm und dicht zu sein. Demnach müsste eine zweite Komponente existieren, welche den Hauptanteil der Gasmasse umfasst und eine bedeutend niedrigere Temperatur und Dichte hat. Setzt man für diese Komponente $N(\text{H}_2) = 3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (also das 10-fache des gefundenen Wertes), $T_{\text{kin}} = 40 \text{ K}$ und $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ an, und addiert die Emission zur der des warmen Gases, ergibt sich die gestrichelte Kurve von Modell 3 in Abb. 5.9. Obwohl die kalte Gaskomponente 90 % der Masse enthält, ist sie nur andeutungsweise im Rotationsdiagramm zu erkennen, da sie zu den mid- J und high- J CO-Übergängen praktisch nicht beiträgt.

CO und ^{13}CO lassen sich gemeinsam nur modellieren, wenn ein Häufigkeitsverhältnis von $[\text{CO}]/[^{13}\text{CO}]$ von etwa 22 angesetzt wird. Dabei ist gerade $^{13}\text{CO } 8 \rightarrow 7$ für die Abschätzung der Säulendichte interessant, da diese Linie am *Abknickpunkt* zu subthermischer ^{13}CO -Emission liegt. Das relative Häufigkeitsverhältnis ist deutlich niedriger als der von Mitchell et al. (1990) in W3 gefundene Wert von 89, wo die heiße und dichte Umgebung vor IRS 5 mit einer Auflösung von unterhalb einer Bogensekunde beobachtet wurde. Der Standardwert für interstellares Gas beträgt 65 (Langer & Penzias 1990). Es ist unwahrscheinlich, dass der Fraktionierungsprozess bei ^{13}CO eine große Rolle spielt. Die kinetische Temperatur in IRS 5 liegt viel höher als 36 K und liegt damit oberhalb der Energie, die durch den Austausch von ^{12}C -Atomen durch ^{13}C -Isotope in CO entstehen würde. Das relativ niedrige CO/ ^{13}CO -Häufigkeitsverhältnis aus der Escape-Probability Rechnung könnte darauf hinweisen, dass die Quellstruktur mit allen Dichte und Temperaturgradienten noch nicht richtig verstanden wurde. Und tatsächlich können realistischere Strahlungstransportrechnungen und chemische Modelle belegen, dass die CO 15 \rightarrow 14 und CO 4 \rightarrow 3 Linien aus unterschiedlichen Regionen der Wolke stammen.

Auch von Harris et al. (1987); Stutzki et al. (1988); Stacey et al. (1994) wurden vergleichbare Analysen in den Sternentstehungsregionen M 17, S 106 und auch im *Bar* der Orion Molekülwolke durchgeführt. Auch diese ergaben warme Säulendichten von $N(\text{CO}) = 0.5 - 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, Temperaturen zwischen $T_{\text{kin}} = 100 - 450 \text{ K}$ und Dichten im Bereich $1 - 4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Diese sind sehr ähnlich zu den Werten in IRS 5 und vermutlich sehr typische Werte für Gas in galaktischen Molekülwolken, welches in der Umgebung von aktiver massiver Sternentstehung anzutreffen ist. Bradford et al. (2004) und andere finden diese Bedingungen auch in Starburst-Kernen von Galaxien, wie z. B. in NGC 253.

5.4.4.4 Kühlung der PDR: Linienstrahlung von [C II], [C I], CO und [O I]*

Das Verhältnis der Flüsse von C II-Linienstrahlung zum Fern-IR-Kontinuum in IRS 5 beträgt für den 75'' Beam $1.1 \cdot 10^{-4}$ (siehe Tabelle 5.6). Auf die gesamte kartierte Region bezogen liegt das Verhältnis um einen Faktor 14 höher ($1.5 \cdot 10^{-3}$, siehe Howe et al. 1991). W3 IRS 5 verhält sich ganz ähnlich wie eine Reihe anderer Sternentstehungsgebiete, z. B. Orion A, M 17, W 51 oder DR21 (siehe auch Kapitel 3), wo ebenso etwa

10^{-4} gemessen wurde. Andererseits liegen die großräumig gemessenen Verhältnisse in der Milchstraße höher, nämlich zwischen $(50 - 170) \cdot 10^{-4}$ (nach COBE-Daten von Fixsen et al. 1999). Bis zu 0.01 wurde von Stacey et al. (1991); Malhotra et al. (2001) in verschiedenen innergalaktischen Wolken und externen Galaxien gemessen. Letztere Autoren fanden in normalen, nicht-AGN¹² Galaxien einen Bereich von 10^{-3} bis 10^{-2} . Jedoch scheint es bei warmen und aktiven Galaxien auch Ausnahmen zu geben, wenn das Verhältnis auf weniger als $2 \cdot 10^{-4}$ reduziert ist, was IRS 5 sehr nahe kommt. Auch ULIRGs¹³ (Luhman et al. 1998) sind Objekte, welche ein C II-Defizit aufweisen. Eine Reihe an Erklärungen werden in der Literatur angeboten. Ein möglicher Ansatz ist, dass unter starken FUV-Einfluss und geringen Dichten (also hohen G_0/n) die Staubkörner stärker positiv aufgeladen werden und die in geringeren Mengen freiwerdenden Elektronen das Gas weniger heizen (siehe dazu in Kaufman et al. 1999). Dies ist nur ein Beispiel für grundlegende Prozesse in PDRen.

Die Gesamtstrahlung bzw. Kühlung der CO-Linien für Übergänge bis $J = 20$ beträgt nach Modell 1 (Abb. 5.9) $\Lambda_{\text{CO}} = 4.9 \cdot 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, etwa das fünffache der beobachteten CO-Übergänge. Dieser Wert ist nur wenig von der Selbstabsorption beeinträchtigt, da diese Absorption zum einen weitgehend beseitigt wurde und zum anderen sind die höheren J -Übergänge generell weniger stark von Absorption betroffen. Gerade die Übergänge zwischen $J_{\text{up}} = 10 - 15$ sind die in Λ_{CO} am stärksten beitragenden Linien. Hieran wird deutlich, dass die nicht beobachteten Übergänge $J = 8 \rightarrow 7$ bis $J = 13 \rightarrow 12$ für die Kühlung einer Molekülwolke von großer Bedeutung sind und erst durch die Strahlungstransportanalyse erschlossen werden kann. Jedoch machen erst kürzlich gemachte spektroskopische Beobachtungen von CO $13 \rightarrow 12$ (Wiedner et al. 2006) in Orion Hoffnung, dass auch dieser Bereich bald erschlossen wird.

Die CO-Kühlung ist weit stärker als der Betrag der Feinstrukturlinien des atomaren Kohlenstoffs: $\Lambda_{\text{CO}}/\Lambda_{\text{C}} = 123$. Jedoch sind die beiden [O I]-Linien noch bedeutsamer: $\Lambda_{\text{O}}/\Lambda_{\text{CO}} = 1.9$ und $\Lambda_{\text{O}}/\Lambda_{\text{CII}} = 6$. Die Kühlung des gesamten Gases (bzw. für den Teil für den Linienbeobachtungen existieren) setzt sich daher wie folgt zusammen: $\Lambda_{\text{CO}} = 31.6\%$, $\Lambda_{\text{O}} = 58.7\%$, $\Lambda_{\text{CII}} = 9.7\%$ und $\Lambda_{\text{C}} = 0.3\%$. Der Beitrag der [O I]($63 \mu\text{m}$)-Linie könnte ohne die Absorption im Vordergrund stärker als beobachtet ausfallen (siehe jedoch Diskussion in Abschnitt 5.4.5.2). Die Stärke der Gaskühlung durch Strahlung beträgt $15.5 \cdot 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ und macht somit nur 0.1 % der Staubkühlung aus.

5.4.5 PDR Modellierung der submillimeter und ferninfrarot Emission

Im folgenden werden PDR-Modelle von Kaufman et al. (1999) eingesetzt, um die Linienverhältnisse aus den Beobachtungen vergleichen und einordnen zu können. Die Modelle haben eine vereinfachte, eindimensionale Geometrie und gehen auf Tielens & Hollenbach (1985) zurück: Ein planparalleles Volumen der Dichte n wird von einer Seite von einem variablen Strahlungsfeld G_0 beschienen. Da PAHs das oben bereits erwähnte photoelektrische Heizen durch Staubkörner stark beeinflussen (s. 5.4.4.4), wurde diese Molekülgruppe in die Simulationen einbezogen. Andererseits fehlt das wichtige Kohlenstoffisotop ^{13}C im chemischen Netzwerk. Jedes Modell ist das Ergeb-

¹²AGN – Active Galactic Nucleus

¹³ULIRG – Ultra Luminous InfraRed Galaxies

nis eines mehrstufigen, iterativen Verfahrens, in welchem Ratengleichungen des chemischen Netzwerkes gelöst werden und der Strahlungstransport unter Berücksichtigung des thermischen Gleichgewichts in der PDR berechnet wird.

5.4.5.1 Dichte- und Fern-UV-Feld-Abschätzung aus Linienverhältnissen

Der Parameterraum der PDR-Modelle wurde mit ausgewählten, für PDRen typischen, Linienverhältnissen verglichen: CO (4 \rightarrow 3 & 7 \rightarrow 6), [C I] (1 \rightarrow 0 & 2 \rightarrow 1), [C II] (158 μ m) und (nur bei IRS 5) [O I] (63 & 145 μ m) und CO (15 \rightarrow 14). Abbildung 5.10 zeigt das Ergebnis an den vier Positionen von W3 Main. Die Diagramme überspannen den vollen Bereich der Kaufman et al. (1999)-Modelle mit einem Dichtebereich von $n = 10^1$ bis 10^7 cm^{-3} und FUV-Felder zwischen $G_0 = 0.3$ bis $3 \cdot 10^6$. Der in Abschnitt 5.4.1 aus den Spektraltypen der Sterne bestimmte Wert für G_0 ist jeweils als gestrichelte horizontale Linien in die Diagramme eingetragen.

Eines der Diskussion vorweg: Angesichts der Komplexität der physikalischen Struktur der Wolke und der Modelle ist nicht mit einer *perfekten* Lösung zu rechnen, bei der sich alle beobachteten Linienverhältnisse an einem Punkt (n, G_0) schneiden. Vielmehr tragen der 20 % Kalibrationsfehler und die vereinfachte Wolkengeometrie dazu bei, dass die Lösung – oder Lösungen – nur größenordnungsmäßig bestimmt werden können. Die Analyse kann dennoch eine Abschätzung der mittleren Klumpendichte, dem mittleren FUV-Feld und eine Reihe weiterer Parameter der Klumpen liefern.

Wie erwartet schneiden sich die Konturen der Linienverhältnisse an den vier Positionen in Abb. 5.10 nicht in einem Punkt. Mit Ausnahme von W3 South gibt es eine recht gute Übereinstimmung bei $n_{\text{KI}} = 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und $G_0 > 10^5$ zwischen den Verhältnissen [C II]/[C I] 1 \rightarrow 0, CO 7 \rightarrow 6/[C I] 2 \rightarrow 1, [C I] 1 \rightarrow 0/CO 4 \rightarrow 3 und [C II]/CO 4 \rightarrow 3. Die senkrechten Konturen von CO zu [C I] begrenzen im wesentlichen die Dichte, aber lassen das UV-Feld weitgehend unbestimmt. Dieses kann aus den [C II] zu [C I] bzw. auch [C II] zu CO 4 \rightarrow 3 Ratio eingegrenzt werden. Die beiden Verhältnisse [C I] 2 \rightarrow 1/1 \rightarrow 0 und CO 7 \rightarrow 6/4 \rightarrow 3 lassen Dichten von bis zu 10^7 cm^{-3} vermuten.

An der IRS 5-Position ist zudem das CO 15 \rightarrow 14/7 \rightarrow 6-Verhältnis verfügbar. Im Konturplot liefert es fast die gleiche Aussage wie das 7 \rightarrow 6/4 \rightarrow 3-Verhältnis, d.h. das Vorhandensein von hohen Dichten von etwa $6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ bei gleichzeitig hohen Strahlungsfeldern von $G_0 > 10^5$. Trotz der klaren Abweichung ist eine Übereinstimmung mit dem angefitteten Ergebnis innerhalb eines 50 %-Fehlers möglich.

Die Abbildung 5.11 zeigt eine Rechnung für die Parameter an der Position IRS 5: $n = 1.8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und $G_0 = 10^6$ (d. h. $G_0/n = 5.5 \text{ cm}^3$). Es stellt Temperatur bzw. die CO-Intensitäten in Abhängigkeit der Extinktion A_V dar. CO 15 \rightarrow 14 entstammt demnach einer Region der Wolke in der eine Temperatur von etwa 210 K herrscht, wohingegen die [C I]-Emission aus einer tieferen Schicht mit $\sim 140 \text{ K}$ stammt. Der starke Temperaturgradient im PDR-Modell lässt sich gut mit den Escape Probability Rechnungen der mid- und high- J CO-Linien aus Abschnitt 5.4.4.3 (Abb. 5.9) in Übereinstimmung bringen, welche für eine homogene Temperatur Werte zwischen 140 – 200 K liefern. Zwar würde ein Escape Probability-Modell mit 200 K und $n = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ deutlich stärkere CO-Linien vorhersagen, jedoch sind im PDR-Modell weder Häufigkeit noch Temperatur konstant und erlauben so keinen direkten Vergleich.

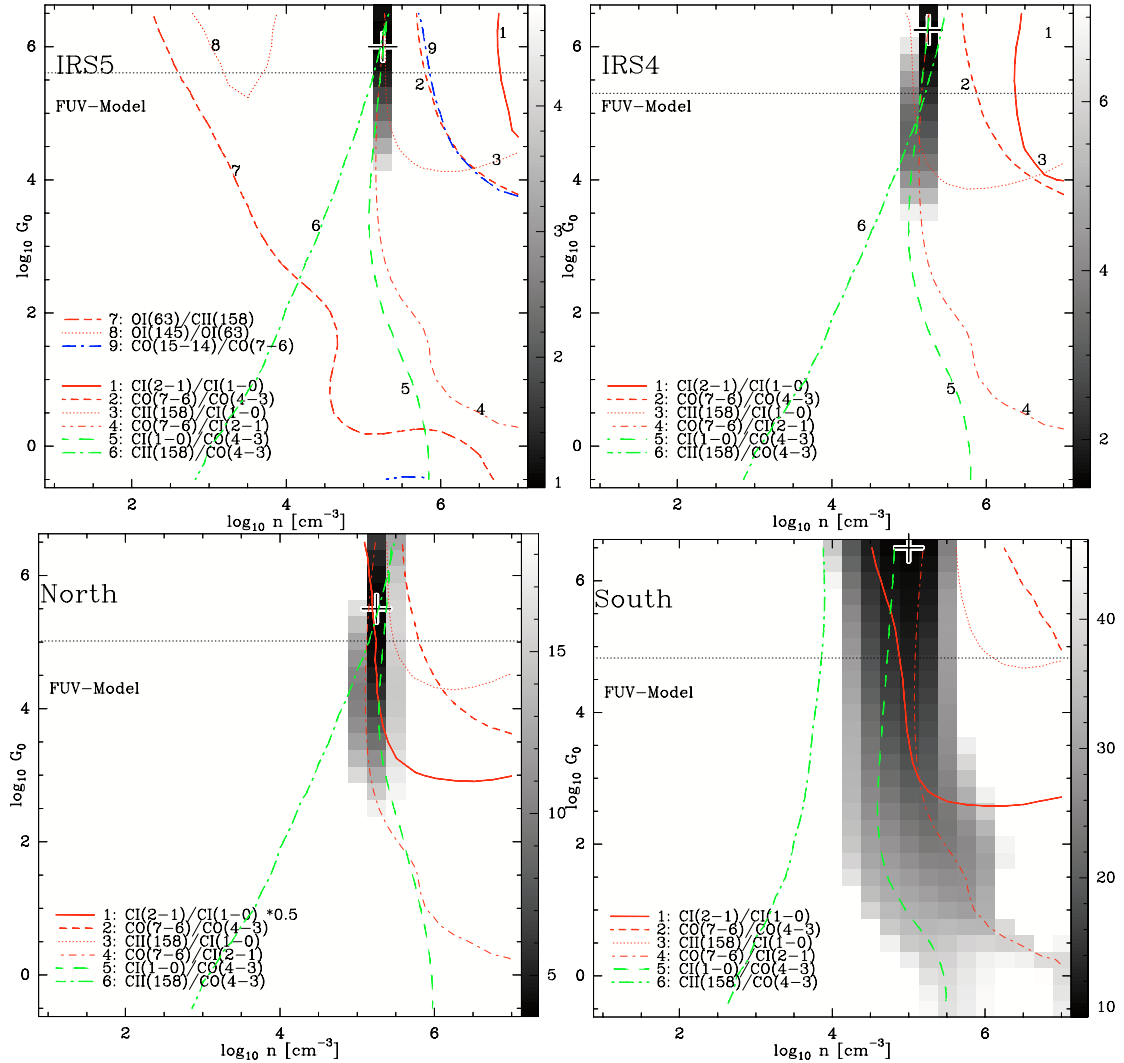


Abbildung 5.10: Ergebnisse eines Vergleichs der Emission an vier Positionen in W3 Main mit der von PDR-Modellen von Kaufman et al. (1999). Die Konturen stellen die beobachteten Linienverhältnisse als Funktion des FUV-Flusses G_0 und der H_2 -Teilchendichte $n(H_2)$ dar. [C II] stammt aus den Beobachtungen am KAO von Howe et al. (1991). Der in Abschnitt 5.4.1 aus den Spektraltypen der OB-Sterne modellierte FUV-Fluss (zum Vergleich auf $75''$ verschmiert, siehe Tabelle 5.4) wurde in den Diagrammen mit horizontalen Linien markiert. In grau sind die χ^2 -Werte hinterlegt, welche für eine Unsicherheit der Verhältnisse von 20% berechnet wurden. Je dunkler, desto besser ist die χ^2 -Lösung (dargestellt bis $5\chi_{\min}^2$). Das Optimum wurde jeweils mit einem Kreuz markiert. Weder CO 15→14 noch [O I](63 μ m) wurden mit einbezogen, da diese Werte nur für W3 IRS 5 vorliegen.

Tabelle 5.7: Ergebnisse der PDR-Modellierung an vier ausgewählten Positionen in W3 Main. Das Minimum-Kriterium χ^2 wurde zur Bestimmung der besten Parameter für die Dichte eines Klumpens n_{cl} und des UV-Flusses G_0 verwendet. $T_{\text{oberfl.}}$ in Spalte 5 zeigt die Temperatur an der Oberfläche des PDR-Modells. Die weiteren Spalten sind: die mittlere Dichte n_{mittel} , der Volumenfüllfaktor ϕ_V , der mittlere Klumpendurchmesser D_{kl} und die Anzahl der Klumpen N_{kl} die notwendig sind, um die in Tabelle 5.4 aus Beobachtungen abgeleiteten H_2 -Säulendichten zu erreichen. Der Flächenfüllfaktor ϕ_A entspricht dem Verhältnis der beobachteten [C II]-Intensität zur modellierten Intensität.

Position	$\Delta\alpha/\Delta\delta$ [" , "]	χ_{min}^2	n_{kl} [$\log(\text{cm}^{-3})$]	UV-Fluss [$\log(G_0)$]	$T_{\text{oberfl.}}$ [K]	n_{m} [cm^{-3}]	Φ_V	D_{kl} [pc]	N_{kl}	ϕ_A
IRS 5	(0, 0)	1.0	5.25	6	3970	$1.5 \cdot 10^4$	0.09	0.05	404	1.5
IRS 4	(-55.0, 27.5)	1.4	5.25	6.25	4070	$1.6 \cdot 10^4$	0.09	0.07	188	1.2
North	(0, 82.5)	3.7	5.25	5.5	3640	$5.8 \cdot 10^3$	0.03	0.03	467	0.8
South	(0, -82.5)	9.2	5.00	6.5	3480	$7.3 \cdot 10^3$	0.07	0.05	340	1.2

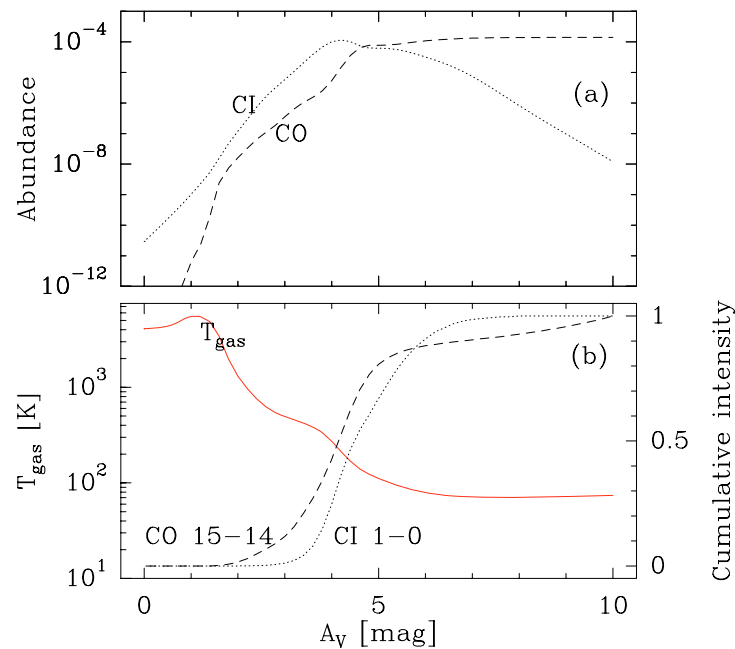


Abbildung 5.11: Variation der physikalischen Parameter in Abhängigkeit von A_V für ein PDR-Modell von Kaufman et al. (1999, Wolfire priv. comm.) mit einer Dichte von $n = 1.8 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und FUV-Fluss von $G_0 = 10^6$ (für IRS 5 charakteristisch, s. Tabelle 7). **a)** Lokale Häufigkeit $n(X)/(n(\text{H}) + 2n(\text{H}_2))$ des atomaren Kohlenstoffs und von CO. Die [C I]-Häufigkeit hat das Maximum von 1.2×10^4 bei $A_V < 4.2^{\text{mag}}$, während die CO Häufigkeit beständig mit A_V zunimmt und einen Wert von 1.4×10^4 bei $A_V = 10^{\text{mag}}$ erreicht. **b)** Die Temperatur des Gases (durchgezogene Linie) variiert von 4000 K an der Oberfläche und ~ 70 K bei einem A_V von 10^{mag} . Die beiden anderen Linien für CO 15 \rightarrow 14 und C I 1 \rightarrow 0 beschreiben die integrierten Intensitäten entlang A_V von Rand (links) nach Innen. Beide Kurven wurden auf den Wert bei $A_V = 10^{\text{mag}}$ normiert. CO 15 \rightarrow 14 entstammt, im Unterschied zu C I 1 \rightarrow 0, etwas weiter außen liegenden, wärmeren Schichten. Die Extinktion, bei der die Hälfte der Emission erreicht wird, ist 4.2^{mag} für die CO 15 \rightarrow 14-Linie und 4.6^{mag} für C I 1 \rightarrow 0. Das Gas ist bei diesen Tiefen auf einer Temperatur von 213 K, bzw. 140 K.

Die LTE-Resultate aus Abschnitt 5.3.3.2 für die Anregungstemperatur von [C I] von > 120 K stimmen grob mit dem PDR-Modell überein.

5.4.5.2 [O I](63 μm)-Emission ist optisch dick

Aus den ISO/LWS-Daten für IRS 5 lässt sich ebenso ein Verhältnis [O I](63 μm)/[C II] und [O I](145 μm)/(63 μm) bestimmen. Bei FUV-Feldstärken von mindestens $G_0 = 10^5$ deuten diese Verhältnisse auf eine niedrige Dichte von weniger als 10^4 cm^{-3} hin. Dies widerspricht dem oben aufgestellten Szenario. Da die [O I](63 μm)-Linie jedoch im gesamten Parameterbereich des PDR-Modells optisch dick ist (Kaufman et al. 1999) sollte sie beträchtliche Selbstabsorption durch das kalte Vordergrundgas zeigen. Für das PDR-Modell wäre ein 15-mal höheres Verhältnis [O I](63 μm)/[C II] notwendig, um mit den oben bestimmten Größen G_0 und n in Einklang zu kommen. Jedoch wird die Diskussion optisch dicker Linien komplizierter, da die Absorption noch innerhalb

der PDR wiederum zu einer verminderten Gaskühlung führt und damit viele andere Prozesse beeinflusst. Mit geschwindigkeitsaufgelösten Spektren der [O I]-Linie(n) könnte hier mit künftigen Teleskopen die genaue Linienstruktur, und damit die dahinter stehenden Prozesse, besser untersucht werden.

5.4.5.3 Fitgüte

Die Qualität der Fitergebnisse lässt sich anhand des χ^2 beurteilen, welches die Abweichung vom Ideallinienverhältnis pro Freiheitsgrad beschreibt. Damit die vier Positionen vergleichbar bleiben – für IRS 5 sind immerhin Verhältnisse mit [O I] und CO 15→14 verfügbar – wurden diese nicht mit einbezogen. Für die übrigen Verhältnisse ergeben sich somit 5 – 2 Freiheitsgrade¹⁴. Das Optimum χ_{\min}^2 ist in den Diagrammen jeweils mit einem Kreuz hervorgehoben. Bei IRS 5 und IRS 4 liegt dieser Wert nahe bei 1, d. h. die PDR-Linienverhältnisse stimmen dort innerhalb der Fehler mit den beobachteten überein. Für die anderen beiden Positionen ist χ_{\min}^2 deutlich größer.

Mit Werten von bis zu $G_0 = 2 \cdot 10^6$ sind die FUV-Felder aus den PDR-Modellen erstaunlich hoch, wenn auch im Gegensatz zu der Dichte deutlich weniger stark eingeschränkt. Alle vier Werte liegen über der Abschätzung der UV-Strahlung aus den Spektraltypen der eingebetteten Sterne in Abschnitt 5.4.1. Dort wurde nur die geometrische Abschwächung berücksichtigt.

5.4.5.4 Linien- und Fern-IR-Kühlung in IRS 5

Da die Linienflüsse der KOSMA- und ISO/LWS-Linien von IRS 5 bereits in Abschnitt 5.4.4.4 behandelt wurden, sollen diese hier mit dem PDR-Modell verglichen werden. Nach Tabelle 5.8 stimmt das Modell mit den beobachteten Flüssen der CO, [C II] und [C I]-Linien innerhalb von 50 % überein. Der angegebene [C II]-Fluss, gemessen am KAO, ist um 50 % höher als der ISO/LWS-Wert, welcher mit dem PDR-Modell übereinstimmt.

Bereits in 5.4.5.2 wurde die modellierte [O I](63 μm)-Linie als zu stark identifiziert. Hier liegt das Modell 90 % über dem beobachteten Wert.

Wie bereits angemerkt stimmen die FUV-Feldstärken des Fits von $G_0 = 10^6$ mit dem FUV-Modell ($G_0 = 4 \cdot 10^5$, gemittelt über den 75''-Beam) nicht besonders gut überein und noch weniger mit dem aus dem FIR-Strahlung abgeschätzten Wert $G_0 = 5 \cdot 10^5$ (Abschnitt 5.4.4.1). Im Umkehrschluss müsste der hohe G_0 -Wert nach Gl. (5.7) einen sehr hohen Ferninfrarot-Fluss ergeben, nämlich $I_{\text{FIR}} = 260 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (ein Faktor 20 mehr als beobachtet!).

Dies lässt sich so interpretieren, dass die Linien aus einer dichten Region in der Nähe der OB Sterne stammen, während das FIR-Staubkontinuum auch aus den weiter entfernten kälteren Bereichen stammen kann, wo die Linienemission vielleicht nicht mehr genügend angeregt wird. Dies ist plausibel, da Staub- und Gastemperatur nur in den Schichten tieferer als $\sim 5^{\text{mag}}$ aneinander gekoppelt sind. Außerhalb steigt die Staubtemperatur nur schwach an, während T_{gas} die 10^3 K deutlich überschreitet.

¹⁴CO 7→6/[C I] 2→1 ist nicht unabhängig, da es aus den Verhältnissen [C I] 2→1/[C I] 1→0, [C I] 1→0/CO 4→3 und CO 4→3/CO 7→6 gebildet werden kann.

Tabelle 5.8: Beobachtete integrierte Intensitäten in IRS 5 in Einheiten von $10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ im Vergleich zum besten PDR-Modell mit $n = 1.8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und $G_0 = 10^6$. Die Gaskühlung aller Linien ist $\Lambda_{\text{Gas}} = \Lambda_{\text{CII}} + \Lambda_{\text{CI}} + \Lambda_{\text{CO}} + \Lambda_{\text{OI}}$.

	Λ_{CII}	Λ_{CI}	Λ_{CO}	Λ_{OI}	Λ_{Gas}	Λ_{FIR}
Gemessen	2.2	0.04	4.9 ^a	9.1	15.5	13500
PDR-Modell	1.5	0.03	7.3	93.7	103.0	260000
Verhältnis	1.5	1.3	0.7	0.1	0.15	0.05

^a Der Wert entspricht der Summe über alle im Escape Probability Modell gerechneten Linienintensitäten (s. Abs. 5.4.4.3).

5.4.5.5 Ein klumpiges PDR Modell*

In der bisherigen Analyse wurde die H_2 -Säulendichte weitestgehend ignoriert. Dank der aus dem LTE-Ansatz abgeleiteten Beam-gemittelten H_2 -Säulendichten können aber weitere physikalisch interessante Parameter des Gases ermittelt werden. Dazu setzt man voraus, dass die Emission in kleinen Klumpen entsteht und letztere in ein Zwischenklumpenmedium eingebettet sind, welches selbst keine Emission in den hier beobachteten Linien aussendet. Ausgehend von den KOSMA-Karten liegt der vermutliche Wolkendurchmesser bei $D_{\text{Wolke}} = 0.84 \text{ pc}$ (bzw. $75''$). Damit ergibt sich eine Abschätzung für die mittlere Dichte n_{m} innerhalb dieses Volumens. Diese Dichte dividiert durch die höhere Dichte der Klumpen n_{Kl} ergibt einen Volumenfüllfaktor Φ_{V} . Im Unterschied dazu ist der Flächenfüllfaktor Φ_{A} (auf die Fläche mit Durchmesser D_{Wolke} bezogen) direkt aus dem numerischen Verhältnis der beobachteten zur modellierten Emission abgeleitet. Φ_{A} kann im optisch dünnen Fall auch sehr viel größer als 1 sein. Der Durchmesser eines Klumpens ist somit schätzungsweise

$$D_{\text{Kl}} = D_{\text{Wolke}} \frac{\Phi_{\text{V}}}{\Phi_{\text{A}}} \quad (5.8)$$

und die Anzahl der Klumpen

$$N_{\text{Kl}} = \Phi_{\text{Wolke}} \left(\frac{D_{\text{Wolke}}}{D_{\text{Kl}}} \right)^3. \quad (5.9)$$

Die Ergebnisse für die vier untersuchten Positionen in W3 Main wurden in Tabelle 5.7 zusammengefasst. An der South-Position ist der Fehler, bedingt durch das hohe χ^2 , am größten. Zusammenfassend ergibt sich ein nur zu $\sim 10\%$ gefülltes Raumvolumen und ein typischer Durchmesser D_{Kl} von 0.05 pc pro Klumpen – das ist weit unterhalb der räumlichen Auflösung. Die Masse

$$M_{\text{Kl}} = n_{\text{Kl}} \frac{4}{3} \pi \left(\frac{D_{\text{Kl}}}{2} \right)^3 \quad (5.10)$$

ergibt typisch $M_{\text{Kl}} \approx 0.44 M_{\odot}$.

Der in der Tabelle angegebene Flächenfüllfaktor Φ_A wurde aus den [C II]-Beobachtungsdaten zu $\sim 1 \pm 0.5$ bestimmt. Bei Wahl anderer Intensitäten, wie etwa der [C I] 1 \rightarrow 0-Linie, ergibt sich keine wesentliche Änderung von Φ_A und D_{KI} . Ein anderer Grund für die Abweichung des Modells zu den beobachteten Intensitäten ist rein geometrisch: Sieht der Beobachter die PDR aus einem gekippten Winkel von weniger als 90° , so sollten die oberflächennahen Schichten mehr zur Emission beitragen, was besonders in den optisch dünnen Linien auffallen sollte. Ein Ursprung der [C I]- und [C II]-Emission im Zwischenklumpenmaterial kann nicht ausgeschlossen werden, da beide Spezies bereits bei sehr niedrigen Dichten von nur $0.5 - 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ thermalisierte Übergänge haben.

Die Ergebnisse bestätigen die Howe et al. (1991)-Analyse, welche allein auf [C II]-Messungen und einer FUV-Feldabschätzung beruhte. Ihr zufolge ist ein klumpiges Wolkenmodell in der Lage die [C II]-Morphologie zu erklären. Die abgeleiteten Dichten $n_{\text{KI}} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und Φ_V zwischen 0.05 – 0.07 sind den hier ermittelten Werten sehr ähnlich.

Eine indirekte Bestätigung der Klumpenhypothese kommt von Ossenkopf et al. (2001), welche mit KOSMA und FCRAO CS 2 \rightarrow 1-, 5 \rightarrow 4- und 7 \rightarrow 6-Daten auch die Quelle W3 Main modellierten. Die dort gefundene, auf 1 pc-Radius gemittelte, Dichte liegt bei $0.7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, aber reicht bis auf mindestens $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ im Zentrum. Dies ist höher als die Dichte, die der Fit an die PDR-Modelle ergab, aber passt gut zu den Verhältnissen [C I] 2 \rightarrow 1/1 \rightarrow 0 und CO 7 \rightarrow 4 \rightarrow 3. Ein weiterer, aber direkter Hinweis auf sehr kleine, dichte Klumpen aus molekularem Gas kommen von Tieftrunk et al. (1998) mit VLA-Ammoniak-Karten. Diese Daten zeigen für IRS 5 und IRS 4 mehrere Klumpen mit Radien von nur etwa 0.02 pc und Dichten einiger 10^7 cm^{-3} .

Noch weitaus höhere Temperatur bis zu 600 K bei $> 10^7 \text{ cm}^{-3}$ sind auf sehr kleinen Skalen von 0.01 pc ($< 2000 \text{ AU}$ oder $< 1''$) durch Mitchell et al. (1990) nachgewiesen worden. Diese treten in Richtung IRS 5 durch CO-Absorption auf.

Natürlich ist der Befund von vielen kleinen und dichten Klumpen lediglich ein Hinweis auf eine sehr inhomogene Wolkenstruktur, in der abrupte Dichte- und Temperaturunterschiede auftreten können und ein ganzes Spektrum an Klumpengrößen besitzt.

5.5 Zusammenfassung

1. Die beiden Feinstrukturlinien des atomaren Kohlenstoffs und mehrere mid- J CO Übergänge wurden mit KOSMA in der W3 Main-Region kartiert. Allen Karten gemein ist das Emissionsmaximum in der Nähe von IRS 5 und IRS 4 und eine kontinuierliche Abnahme zu den Rändern. Die Auflösung der Spektralkarten reicht bis hinunter zu $\sim 42''$ (bzw. 0.5 pc). Für die Analyse wurden die Daten auf die gleiche Auflösung von $75''$ (bzw. 0.84 pc) gebracht. Zusätzlich verwendet die Analyse an der Position von IRS 5 Daten von ISO/LWS.
2. Das Verhältnis der integrierten Intensitäten von CO 7 \rightarrow 6 zu 4 \rightarrow 3 Linien liegt an allen Positionen der W3 Main-Karte in der Nähe von 1.0, wenn die Selbstabsorption in der Umgebung von IRS 5 in den ^{12}CO -Linienprofilen korrigiert wird. Falls die Emission thermalisiert ist, weist das Verhältnis auf Temperaturen von

über 85 K und Dichten von etwa 10^6 cm^{-3} des molekularen Gases hin. Mit genaueren nicht-LTE Rechnungen zeigt sich, dass sogar $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ausreichen, um die integrierten CO-Intensitäten zu erklären.

3. Der Nachweis der recht hohen [C I] $2 \rightarrow 1/1 \rightarrow 0$ -Linienverhältnisses zwischen 1.3 und 2.9 lässt sich gut mit optisch dünner Emission bei Anregungstemperaturen oberhalb von 100 K erklären.
4. Mit der LTE-Methode wurde das Verhältnis von C I- zu CO-Säulendichte auf einen weitgehend konstanten Wert von ~ 0.11 bestimmt. Die relative Häufigkeit von C II/C I/CO liegt bei IRS 5 bei $\sim 20 : 10 : 70$ und wächst nach Süden auf $\sim 32 : 7 : 61$, also zugunsten von [C II], an.
5. Eine zweidimensionale Modellierung der FUV-Strahlung wurde aus den Spektraltypen der eingebetteten Sterne abgeleitet und zeigt das Maximum bei IRS 5 mit $G_0 = 10^{5.5}$ und sinkt bis auf $10^{3.5}$ in den Randbereichen von W3 Main ab. Das Modell berücksichtigt allein die geometrische Abschwächung der Strahlung mit einer Auflösung von $75''$, vernachlässigt jedoch Streuung und Absorption in der Wolke.
6. Die Nord-Süd Ausrichtung der [C II]-Emission (Howe et al. 1991) kann in den [C I]- und CO-Karten nicht bestätigt werden. Auch zeigt das modellierte FUV-Feld keine eindeutige Ausrichtung entlang dieser Achse.
7. Für IRS 5 wurde aus den ISO/LWS-Daten eine mittlere Staubtemperatur aus der Fern-IR-Strahlung von 53 K bei einem spektralen Staubextinktionsindex $\beta = 1.2$ abgeleitet. Die [O I] $63 \mu\text{m}$ -Linie ist um das Vierfache stärker als die [C II] $158 \mu\text{m}$ -Linie. Das Verhältnis von [C II] zum Gesamtfluss im FIR-Bereich beträgt etwa 0.01 %. Zudem stammt schätzungsweise nur 1 % der [C II]-Emission aus den H II-Regionen. Die Kühlung des Gases verteilt sich wie folgt auf die gemessenen Spezies: $\Lambda_{\text{CO}} = 31.6\%$, $\Lambda_{\text{O}} = 58.7\%$, $\Lambda_{\text{C II}} = 9.7\%$ und $\Lambda_{\text{C}} = 0.3\%$. Λ_{CO} stellt hierbei den vom Escape Probability-Modell bestimmten Gesamtwert dar (siehe Abschnitt 5.4.4.3). Die anderen Werte geben direkt die gemessenen Werte wieder. Das Verhältnis $\Lambda_{\text{Gas}}/\Lambda_{\text{Staub}}$ beträgt 0.1 %.
8. Es wurde auf ein PDR-Modell von Kaufman et al. (1999) zur Bestimmung der mittleren Dichten in den emittierenden Regionen und den dort vorherrschenden FUV-Feldern zurückgegriffen. Hierzu wurden beobachtete Linienverhältnisse mit theoretisch abgeleiteten Verhältnissen an vier ausgewählten Positionen verglichen. Da die [O I] ($63 \mu\text{m}$)-Linie wahrscheinlich optisch dick ist und teilweise im Vordergrundgas absorbiert wird, wurde sie in der Analyse nicht einbezogen. Die übrigen unabhängigen Linienverhältnisse zeigen eine gute Übereinstimmung für $G_0 \sim 10^6$ und $n_{\text{cl}} \sim 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ an allen vier Positionen. Das χ_0^2 ist für IRS 5, IRS 4 und der nördlichen Position niedrig, jedoch ist die Lösung im Süden weniger optimal. Die PDRen liegen in einem klumpigen Medium vor, welches in ein selbst nicht emittierendes Medium eingebettet ist. Einige hundert Klumpen wären notwendig, um die Emission im 0.85 pc Beam, bei einem zu

3 % bis 9 % gefüllten Volumen und einem typischen Klumpendurchmesser von 0.05 pc (4.4'') mit jeweils $0.44 M_{\odot}$ zu erklären.

9. Die Linienratios [C I] $2 \rightarrow 1 / 1 \rightarrow 0$ und CO $7 \rightarrow 6 / 4 \rightarrow 3$ stimmen mit sehr dichten Klumpen von bis zu 10^7 cm^{-3} im Rahmen des PDR-Modells überein. Dies mag dadurch erklärt werden, dass Klumpen in einem genaueren Modell unterschiedliche Dichten (und Massen) aufweisen können. Zudem müsste das Modell die Selbstabsorption konsistent beschreiben können und das Vordergrundmaterial müsste als Teil der PDR behandelt werden.

Obwohl das PDR-Modell die Linienintensitäten und deren Variation innerhalb der Wolke nicht exakt erklären kann, ist es dennoch bemerkenswert, dass mit der Vorstellung einer von UV-Strahlung durchfluteten, klumpigen Molekülwolke die relativen (aber auch zum Teil die absoluten) Intensitäten von einem guten Dutzend Linien *gleichzeitig* beschrieben werden können. Eine relativ kleine Anzahl an freien Parameter, wie z. B. die Dichte der Klumpen und deren Größe verbleibt, denn viele der anderen Parameter werden durch die physikalischen und chemischen Prozesse im PDR-Modell eingeschränkt, die etwa in Form des UV-Feldes und der Temperaturverteilung vom Energiehaushalt der Wolke vorgegeben werden.

Kapitel 6

Analyse der physikalischen Bedingungen mit Hilfe von PDR-Modellen

In Regionen mit aktiver (und massereicher) Sternentstehung bildet sich aus dem kalten interstellaren Medium der Molekülwolken eine warme und dichte Komponente heraus, in der die Dichte oberhalb von 10^4 cm^{-3} liegt und eine Temperatur oberhalb von $> 100 \text{ K}$ vorherrscht. Für die Heizung dieser Komponente des ISMs kommen zwei Mechanismen in Frage: (i) UV-Photonen aus dem interstellaren Strahlungsfeld und (ii) kinetische Energie z. B. von Ausflüssen oder Supernovaschockfronten. In Kapitel 3 und 5 wurde diese Komponente in DR 21 bzw. in W 3 Main anhand der Rotationsübergänge von CO (und dessen beiden Isotopen ^{13}CO und C^{18}O) bis $J_{\text{up}} = 20$ modelliert. Dabei stellte sich im Vergleich zu den niedrigen J -Übergängen eine bemerkenswert starke Linienintensität der mittleren und hohen J -Übergänge heraus. Auch in ON 1 kommt Kapitel 4 zu einem ähnlichen Ergebnis, nur dass hier statt der high- J CO-Linien die Linien von H_2CO , von HCO^+ und von einigen weiteren Spezies analysiert wurden, die stellvertretend ebenso auf das warme und dichte Gas hinweisen. Die notwendigen Voraussetzungen, d. h. genügend hohe Temperaturen und Dichten, stehen damit zwar fest, aber die oben genannten Mechanismen, die zu derartigen Bedingungen führen, sind damit noch nicht vollständig verstanden. Deswegen soll hier zunächst das stellare FUV-Feld bestimmt werden, welches die zugeführte Energiemenge in die PDR beschreibt (ohne den Beitrag der kinetischen Energie zu berücksichtigen), und dann für DR 21 und ON 1 mit einem PDR-Modell die high- J CO-Emission des warmen und dichten ISM unter dem Aspekt der PDR-Physik und -Chemie untersucht werden.

Burton et al. (1990) diskutierten die high- J CO-Rotationslinien für verschiedene FUV-Felder und Dichten als Folge von hohen Dichten des Gases nahe der PDR-Oberfläche, wodurch CO vor der UV-Strahlung abgeschirmt wird. Nur mit einer klumpigen PDR sind die hohen Dichten begründbar. Eine interessante Eigenschaft ist die Masse bzw. die Größe der Klumpen in der PDR, welche mit einem sphärischen PDR-Modell untersucht werden soll. Weiterhin kann die PDR-Analyse im Vergleich zu den

Tabelle 6.1: Vergleich der aus Infrarotdaten und dem Spektraltyp abgeleiteten FUV-Feldern (G_0 bzw. G'_0). G_0 wurde aus Tabelle 3.8 übernommen. Nur bei bekannten Abstand vom Stern zur Molekülwolke kann das G'_0 bestimmt werden (siehe Text).

Position	G_0^a	$G'_0{}^b$	Spektraltyp
DR 21 E	$2.2 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^2$	} O9
DR 21 C	$1.3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	
DR 21 W	$7.1 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^2$	
DR 21 (OH)	$5 \cdot 10^3$	–	B0.5–B1
DR 21 FIR1	$1.4 \cdot 10^3$	–	–
ON 1	$3.5 \cdot 10^3$	–	B0.5

^a G_0 wurde nach Gleichung (6.1) aus dem FIR-Feld bestimmt.

^b $G'_0 = L_{\text{ges}} \frac{\Phi_{\text{FUV}}}{\Phi_{\text{ges}}} / 2\pi D^2$ ist der Fluss, der aus dem Spektraltyp des Sterns (bzw. dessen FUV-Feld) abgeleitet wurde.

makrophysikalischen Strahlungstransportmodellen direkt Auskunft geben, ob die Anregung des molekularen Gases allein mit der Energie der UV-Photonen erklärt werden kann.

6.1 Das Fern-UV Feld

Um das auf die Wolke einwirkende UV-Strahlungsfeld (G_0 oder χ_{FUV}) abschätzen zu können, wurde angenommen, dass die FUV-Photonen die H II-Region ungehindert durchdringen können und von der Staub- und Molekülwolke absorbiert werden. Die vom Staub und Gas absorbierte Energiemenge wird vollständig im Infrarot als Kontinuum- und Linienstrahlung wieder emittiert. Dann kann bei gegebener integrierter Infrarotintensität I_{IR} über die Beziehung

$$I_{\text{IR}} \simeq 2 \cdot (4\pi)^{-1} \cdot 1.6 \cdot 10^{-3} \cdot G_0 \quad [\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}] \quad (6.1)$$

die Stärke des FUV-Feldes G_0 ($= 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$) berechnet werden (siehe auch 5.4.4.1 und Hollenbach & Tielens 1997; Kaufman et al. 1999). Der Vorfaktor $(4\pi)^{-1}$ berücksichtigt die Abstrahlung über den Raumwinkel und der Faktor 2 ist eine Näherung für den außerhalb des FUV-Bereiches ($6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$) liegenden Teil des interstellaren Strahlungsfeldes (siehe dazu markierten Bereich in Abb. B.1).

6.1.1 Welche Eigenschaften haben die möglichen Heizquellen?

Legt man die Fern-IR-Intensitäten aus Tabelle 3.8 zu Grunde, so liegen die in DR 21 gefundenen Werte zwischen $G_0 \simeq 1.3 \cdot 10^3$ für die Positionen abseits des Ridges und $G_0 \simeq 10^4$ für die zentrale Quelle in DR21 C (s. Tabelle 6.1). Da die Fern-IR-Daten über einen $80''$ -Beam gemessen wurden, ist folglich G_0 von der Struktur der Wolke

innerhalb des Beams abhängig. Füllt die Wolke den Beam nicht vollständig, so wird das FIR-Kontinuum unterschätzt. So lässt sich bei DR 21 C für die H II-Region eine Größe von ~ 0.4 pc abschätzen, wodurch das molekulare Material mindestens einen Abstand von 0.2 pc vom Stern haben sollte. Bei Kugelsymmetrie der H II-Region sind höchstens etwa 40 % des Beams mit molekularem Gas gefüllt. Wird die UV-Strahlung innerhalb der H II-Region allein geometrisch abgeschwächt, dann wäre das Gas maximal einem G_0 von $3.4 \cdot 10^4$ ausgesetzt. Lane et al. (1990) berichteten von G_0 -Werten im Bereich $1 - 6 \cdot 10^4$ entlang der Ausflussachse, was angesichts der um den Faktor zwei kleineren Apertur mit dem Wert für DR 21 C gut zusammen passt.

Aber wie verhält sich das nun indirekt bestimmte Strahlungsfeld im Vergleich zu den Spektraltypen der vorhandenen Sterne? Da bisher in DR 21 C kein OB-Cluster direkt identifiziert werden konnte, muss der Spektraltyp aus der bolometrischen Leuchtkraft des FIR-Kontinuums abgeschätzt werden. Nach Panagia (1973) ist die Leuchtkraft konsistent mit einem O9 ZAMS Stern. Sterne dieser Spektralklasse strahlen etwa 62% ihrer Strahlung im FUV-Bereich ab (siehe Anhang B). Ist die Distanz zwischen Stern und Gas wie oben angenommen 0.2 pc, ergibt sich ein lokaler Wert $G'_0 \simeq 3 \cdot 10^4$ für das auf die Wolke einwirkende UV-Feld, was bemerkenswerterweise sehr genau dem oben abgeleiteten Wert entspricht. Die Entfernung von 0.2 pc ist deshalb als Annahme sinnvoll. Andererseits passt die Klassifizierung der Spektraltypen durch Roelfsema et al. (1989) nicht zu der beobachteten Leuchtkraft aus den ISO/LWS-Daten. In VLA-Daten fanden die Autoren einen Cluster aus sechs Radiokontinuumquellen innerhalb der H II-Region und folgerten hieraus ZAMS-Spektraltypen von O6 bis O9. Allerdings würde ein solcher Cluster mindestens eine Leuchtkraft von $7 \cdot 10^5 L_\odot$ aufweisen, und das ist 16-fach mehr als anhand der ISO/LWS-Daten aus Kapitel 3 nachvollziehbar ist. Auch das G_0 wäre entsprechend erhöht. Der Grund für diesen Widerspruch ist unklar.

An der Ausflussposition DR 21 W gibt es keine eingebettete Heizquelle und die in DR 21 C gemessene FUV-Strahlung von $G_0 = 1.3 \cdot 10^4$ muss allein durch die Entfernung zu DR 21 C um einen Faktor $(r_{\text{H II-Region}}/r_{\text{Abstand C-W}})^2 = (0.2 \text{ pc}/0.88 \text{ pc})^2$ auf $G_0 = 7 \cdot 10^2$ abnehmen. Dies stimmt auch gut mit dem dort bestimmten $G_0 = 7.1 \cdot 10^2$ überein, obwohl keine Absorption durch Staubteilchen berücksichtigt wurde (analoge Betrachtung für DR 21 E in Tabelle 6.1). Andererseits belegen die KAO Beobachtungen von Howe et al. (1991), dass UV-Strahlung tief in eine Wolke aus klumpigen molekularen Material eindringen kann und so ausgedehnte Fern-IR Kontinuumemission erklären kann. Auf die DR 21-Region angewendet könnte ein Stern heller als O9 die gesamte DR 21-Wolke inklusive der DR 21 E und DR 21 W-Positionen zu ausgedehnter FIR-Emission anregen, ohne die bolometrische Leuchtkraft von DR 21 C wesentlich zu erhöhen.

Für die kompakten Kontinuumquellen in der Region von DR 21 (OH) schlugen Chandler et al. (1993) einen B-Typ äquivalenten Stern als Heizquelle vor. In der Tat entspricht die Leuchtkraft von $1.7 \cdot 10^4 L_\odot$ in etwa der Leuchtkraft eines B0.5–B1 Sterns (siehe Tabelle B.1). Bei diesen Spektraltypen ist die Abstrahlung im FUV-Bereich mit über 70 % der abgegebenen Strahlungsenergie besonders effizient. Mit dem aus der Messung gegebenen $G_0 \simeq 5 \cdot 10^3$ kann der typische Abstand zwischen Stern und Gaswolke dann auf maximal 0.17 – 0.25 pc abgeschätzt werden. Allerdings bedarf es wegen der fehlenden H II-Region weiterer Untersuchungen in DR 21 (OH), um die Exis-

tenz eines eingebetteten Sterns zweifelsfrei belegen zu können.

Bei ON 1 kann aus der IR-Leuchtkraft ein UV-Strahlungsfeld von $G_0 = 3.5 \cdot 10^3$ abgeschätzt werden. Die Leuchtkraft entspricht einem eingebetteten B0.5-Stern (vgl. MacLeod et al. 1998). Allerdings ist der in Kapitel 4 angesetzte Radius der H II-Region von 0.005 pc schwer mit der Entfernung in Übereinstimmung zu bringen, in der die FUV-Photonen absorbiert werden. Vielmehr trifft die Äquivalenz zwischen absorbierter und re-emittierter Energie erst bei einem isotropen Radius von $\simeq 0.3$ pc zu, was etwa die Hälfte des Durchmessers von ON 1 ist.

6.2 Die PDR als Ursprung der high- J CO-Emission?

In Kombination mit den Spezies C II und O I zeigte die PDR-Analyse in Kapitel 5 deutliche Unterschiede zur Lösung, in welcher lediglich CO und C I betrachtet wurden. Um dieser Problematik zu begegnen wird hier zunächst eine einfache und konsistente Beschreibung der CO-Linien angestrebt und später die anderen Spezies einbezogen.

6.2.1 Warum CO?

CO ist chemisch sehr stabil. In den PDR-Modellen entsteht das Molekül vorwiegend im kalten Kernbereich des Klumpens, wo es fast allen Kohlenstoff an sich bindet. Es ist dort nach H_2 das zweithäufigste Molekül. Nur die low- J - und mid- J -Übergänge von CO sind dort angeregt. Weiter außen nimmt die Häufigkeit von CO zugunsten von C I, C II und O I stark ab. Dies ist eine Grundaussage bereits der ersten PDR-Modelle von Tielens & Hollenbach (1985). CO hat eine wichtige Funktion im Energiegleichgewicht der Wolke, da dessen Linienemission das Gas im Kern kühlt. Im Detail entscheidet ein komplexes System aus Ratengleichungen in den Modellen, wie sich die Temperatur und, über ein chemisches Reaktionsnetzwerk, die Häufigkeit der Spezies in der Gasphase auf einen Gleichgewichtszustand hin einpendelt. Die CO-Emission macht somit einen wichtigen Teil des PDR-Gases der Beobachtung zugänglich.

Mit der großen Anzahl an verfügbaren CO- (und ^{13}CO -) Linien kann CO, unabhängig von anderen Spezies, für die Untersuchung mit Strahlungstransportmodellen (vgl. Kapitel 3 und 4) eingesetzt werden. Ein wichtiger Vorteil ist, dass die relative Häufigkeit von CO innerhalb des Klumpens für alle Linien des Moleküls gleich ist und die Beobachtungen optisch dicke und dünne Übergänge gleichermaßen abdecken. CO ist daher als Säulendichte- und Temperaturtracer praktisch unentbehrlich.

6.2.2 Das PDR-Modell

Der hier zur Untersuchung verwendete KOSMA- τ PDR-Code (Störzer et al. 1996; Röllig et al. 2006; Roellig et al. 2007) heizt einen sphärischen Wolkenklumpen von außen durch ein isotropes Strahlungsfeld der Stärke χ_{FUV} (das Integral von Draine-Feld und Habing-Feld unterscheiden sind durch einen konstanten Faktor $G_0 \simeq \chi_{FUV} \cdot 1.71$). Die Parameter sind die Metallizität z , die Klumpenmasse M , das UV-Feld χ_{FUV} , die Dichte $n(H_2)$ an der Oberfläche und eine pre-Shielding-Säulendichte $N_{pre}(H_2)$. Die Metallizität und N_{pre} sind voreingestellt auf $z = 1$ (solare Häufigkeit) und $N(H_2) =$

10^0 cm^{-2} . Die Parameter für Dichte n_{Kl} , χ_{FUV} und Masse M_{Kl} sind beliebig wählbar, jedoch beschränkt sich die Analyse auf Modelle mit UV-Feldern zwischen $\chi_{\text{FUV}} = 10^3 - 10^6$ und Dichten an der Oberfläche¹ zwischen $n_{\text{Kl}}(\text{H}_2) = 10^2 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Die Masse M_{Kl} variiert zwischen $10^{-3} - 10^3 M_{\odot}$ und hängt von der Klumpendichte n_{Kl} und dem Klumpenradius r_{Kl} ab. Umgekehrt ergibt sich der Radius aus $r_{\text{Kl}} \simeq 1.6615 \cdot (M_{\text{Kl}}[M_{\odot}]/n_{\text{Kl}}[\text{cm}^{-3}])^{1/3} [\text{pc}]$ und liegt für den gegebenen Parameterbereich zwischen $1.66 \cdot 10^{-3} \text{ pc}$ und 3.6 pc .

Zur Vereinfachung der Handhabung sind zum PDR-Code über einen großen Parameterbereich bereits Intensitäten der wichtigsten Spezies berechnet worden (wobei hier vorerst nur CO und ^{13}CO berücksichtigt werden sollen). Die Geschwindigkeitsdispersion der Linienemission eines PDR-Klumpens beträgt $\Delta v_{\text{d}} = 1.67 \text{ km s}^{-1}$ (FWHM) und es wird an späterer Stelle argumentiert, wie breitere Linien mit dem Modell verglichen werden können.

Die integrierten Intensitäten des KOSMA- τ PDR-Modells sind gemittelt auf einen Klumpen, d. h. unabhängig von der Entfernung und der Winkelauflösung. Ein Verhältnis von zwei beobachteten CO-Linien kann deshalb direkt mit dem Modell-Verhältnis verglichen werden. Anders beim Vergleich von absoluten Linienintensitäten: In diesem Fall wird die Linienintensität normiert, so als ob, bei gegebenem Abstand von der Quelle und bekannter Beamgröße, ein einzelner Klumpen mit r_{Kl} im Beam beobachtet würde.

6.2.3 Ein klumpiges CO-Modell: DR21 C

In den vorangegangenen Kapiteln wurde deutlich, dass eine einzelne Komponente nicht ausreicht, um die gemessene Emission zu erklären. Statt dessen waren zwei Regionen mit unterschiedlichen Temperaturen und Turbulenzbedingungen notwendig. Im Vergleich dazu bilden sich in einer PDR warme und kalte Temperaturregionen aufgrund von mikro-chemischen und -physikalischen Prozessen heraus. Somit kann ein PDR-Modell prinzipiell zu numerischen Verhältnissen von warmer zu kalter Masse tendieren, die denen der zuvor diskutierten Strahlungstransportmodelle nahe kommen. Eine Unterscheidung in ein warmes und ein kaltes PDR ist also *a priori* nicht notwendig. Der vollständige Parameterraum der PDR-Modelle wird ohne weitere Einschränkungen nach einem Modell durchsucht, welches die beobachteten absoluten integrierten Linienintensitäten am besten erklären kann (χ^2 -Least-Square-Fitmethode). Dieser Ansatz ist physikalisch sinnvoll, da bei einem sphärischen Modell das maximale A_{v} über die genau definierte Klumpengröße und -dichte festgelegt ist und nicht, wie bei einem halb-unendlichen plan-parallelen Modell, begrenzt werden muss. Im Folgenden werden Beobachtung und Modell mit der Gleichung

$$\chi^2 = (1/n) \cdot \sum^n ((I_{\text{obs}} - I_{\text{model}}(\chi_{\text{FUV}}, n_{\text{Kl}}, M_{\text{Kl}}, N)) / \Delta I_{\text{obs}})^2 \quad (6.2)$$

untersucht, wobei I_{obs} und I_{model} die n beobachteten integrierten CO- und ^{13}CO -Intensitäten sind. ΔI_{obs} ist der zugehörige Messfehler. Bei einem Ensemble aus identischen

¹Die Dichte steigt mit $n(r) \sim n_{\text{Kl}}(r/r_{\text{Kl}})^{-1.5}$ nach Innen an und bleibt ab einem Radius $0 < r < 0.2r_{\text{Kl}}$ konstant. Im Kern ist die Dichte daher 11-fach größer als an der Oberfläche.

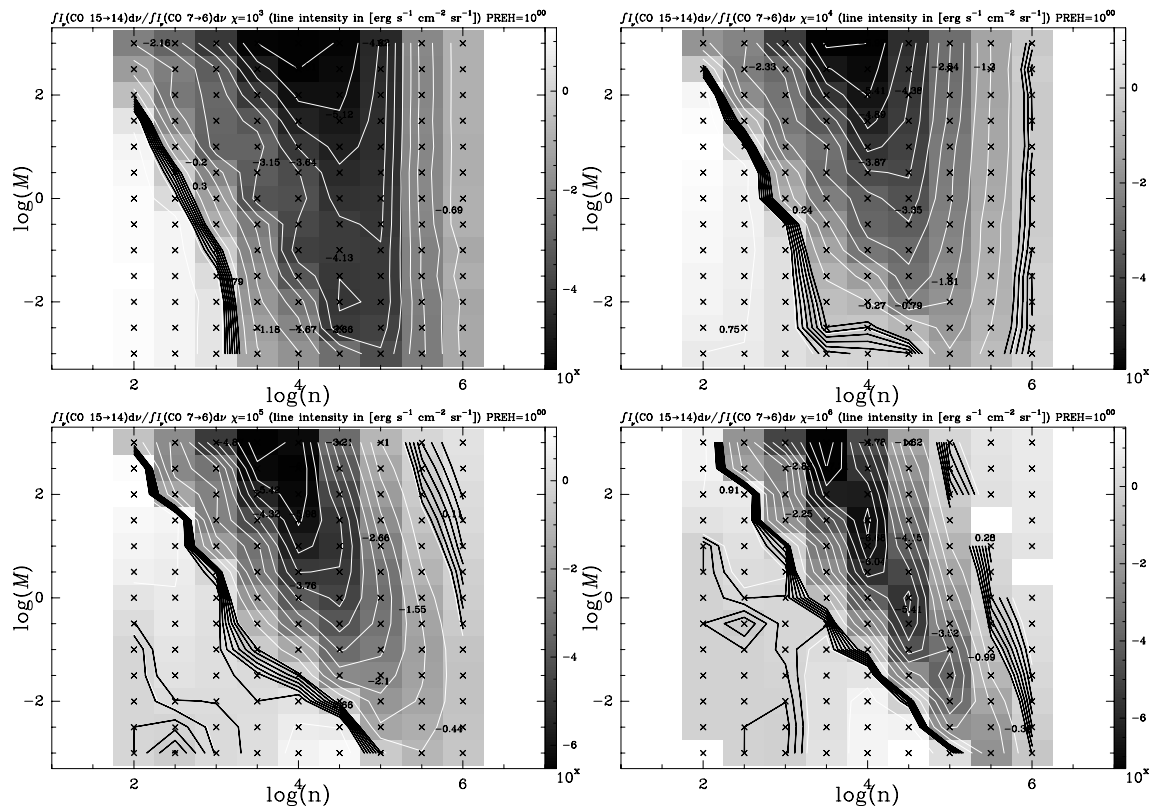


Abbildung 6.1: Weiße Konturen und in grau hinterlegt: Verhältnis der integrierten Linienintensitäten von CO 15→14 zu 7→6 in Abhängigkeit von Klumpendichte n_{KI} (Abszisse) und Klumpenmasse M_{KI} (Ordinate) für die Strahlungsfelder (links oben nach rechts unten): $\chi_{\text{FUV}} = 10^3, 10^4, 10^5$ und 10^6 . Die Konturen und die Skala sind logarithmisch (Intensitäten in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$). Der in DR 21 beobachtete Bereich von 0.4 bis 1.6 wurde hervorgehoben (entspricht den logarithmischen Konturen -0.4 bis 0.2 in Schritten von 0.1).

und sich nicht gegenseitig abschattenden Klumpen ist die Ensemblegröße N proportional zur integrierten Intensität eines einzelnen Klumpens, d. h. es gilt $I_{\text{model}}(\dots, N) = N \cdot I_{\text{model}}(\dots, 1)$. Es lässt sich zeigen, dass die gegenseitige Abschattung der Klumpen vernachlässigbar ist, wenn die Geschwindigkeitsdispersion im Ensemble deutlich größer als die Turbulenzgeschwindigkeit innerhalb eines einzelnen Klumpens ist (siehe Diskussion in Falgarone et al. 1998). N wird zwischen 1 und 10^6 variiert. Fortan wird deshalb von einem *Klumpenensemble* gesprochen. Die PDR-Parameter können mit einer Schrittweite von $\log(\Delta M)$, $\log(\Delta n)$ von jeweils 0.5 und $\log(\Delta \chi_{\text{FUV}})$ von 1 untersucht werden. Entsprechend lassen sich die freien Parameter auf einen Faktor 5 bzw. 10 genau eingrenzen.

6.2.3.1 Eingrenzung des Parameterbereichs

Um die χ^2 -Ergebnisse unabhängig zu verifizieren, wird zunächst die Lösungsmenge grob eingegrenzt. Eine wesentliche Einschränkung des Parameterraums für DR 21 kann aus den Linien CO 15→14 und CO 7→6 abgeleitet werden. Nach Tabelle 6.2 liegt das Verhältnis der beiden Linien zwischen 0.5–1.2. Die in Abb. 6.1 dargestellten Verhält-

Tabelle 6.2: Verhältnisse von CO 15 \rightarrow 14 zu 7 \rightarrow 6 für fünf Positionen in DR 21. Die int. Intensitäten (in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$) stammen aus Kapitel 3 (Tabellen 3.3 & 3.5). Die restlichen Werte wurden Tabelle 3.8 entnommen.

	E	C	W	(OH)	FIR1
$I_{\text{CO}15\rightarrow14}/I_{\text{CO}7\rightarrow6}$	0.504	0.958	0.575	1.202	0.520
$I_{[\text{CII}]} / I_{[\text{OI}]_{63}}$	0.17	0.163	0.48	0.78	2.0
$I_{[\text{CII}]} / I_{[\text{OI}]_{145}}$	2.82	1.31	2.64	2.72	8.0
ϵ'_{obs} [%]	1.0	0.17	0.82	0.04	0.15
$\epsilon_{\text{obs,tot}}$ [%]	1.5	0.34	1.9	0.21	0.52
G_0 [10^3]	2.2	13	0.71	5.0	1.44
$G_0/\epsilon_{\text{obs,tot}}$	$1.4 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^5$
$G_0/n(\text{H}_2)$	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$1.18 \cdot 10^{-2}$	$5.9 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-3}$

nisse für UV-Felder von $\chi_{\text{FUV}} = 10^3 - 10^6$ zeigen eine Abhängigkeit von der Klumpendichte und -masse. Es gibt zwei typische Lösungsbereiche: Einer ab einer Dichte von deutlich oberhalb von 10^5cm^{-3} und einer unterhalb von $\sim 10^4 \text{cm}^{-3}$. Dazwischen fällt das Verhältnis (vor allen für Modelle mit $M_{\text{KI}} > 10^{-1} M_{\odot}$) um mehrere Größenordnungen ab. In diesen massiven Modellen nimmt CO 15 \rightarrow 14 relativ zu 7 \rightarrow 6 stark ab, weil CO in diesen Modellen nur im kalten Kernbereich vorkommt, während sich bei den masseärmeren Klumpen die warme Oberfläche näher an den Kern verlagert. Zu den hohen Dichten limitiert der Parameterraum mit Dichten $10^2 \leq n \leq 10^6 \text{cm}^{-3}$ die maximal möglichen Linienintensitäten. Oberhalb, d.h. zwischen 10^6 und 10^7cm^{-3} , ist unabhängig von der Klumpenmasse mit einer weiteren Zunahme des Verhältnisses um einen Faktor 100 zu rechnen. Dichten in diesen Bereich sind konsistent mit den Ergebnissen aus der SIMLINE-Analyse aus Kapitel 3 für konstante Dichten.

Die andere Lösung hat einen linearen Verlauf zwischen Modellen mit massiven Klumpen ($M_{\text{KI}} > 10^2 M_{\odot}$) mit niedriger Dichte und mit kleinen Klumpen mit Dichten bis einige 10^4cm^{-3} . Wie sich weiter unten zeigen wird, reagiert die Position dieser Lösung sehr empfindlich auf die betrachteten Übergänge, so dass für die beobachteten Linien keine gemeinsame Lösung möglich ist.

Eine weitere Einschränkung gilt für sehr schwachen Intensitäten, da für diese Intensitäten Ensemble aus $N = 10^6$ und mehr Klumpen im Beam notwendig wären, um auf die beobachteten Intensitäten zu kommen. Deshalb werden nur Ensemble mit weniger als 10^6 Klumpen untersucht. Es zeigt sich, dass vor allem die Modelle mit niedrigen Dichten und kleinen Massen aus dem Parameterraum herausfallen, da dort die Anregung in den hohen CO-Übergängen allenfalls sub-thermisch erfolgt und in diesen Modellen zwar die notwendigen Temperaturen vorliegen, aber nicht die Dichten. Damit sind erst Dichten ab 10^3cm^{-3} realistisch.

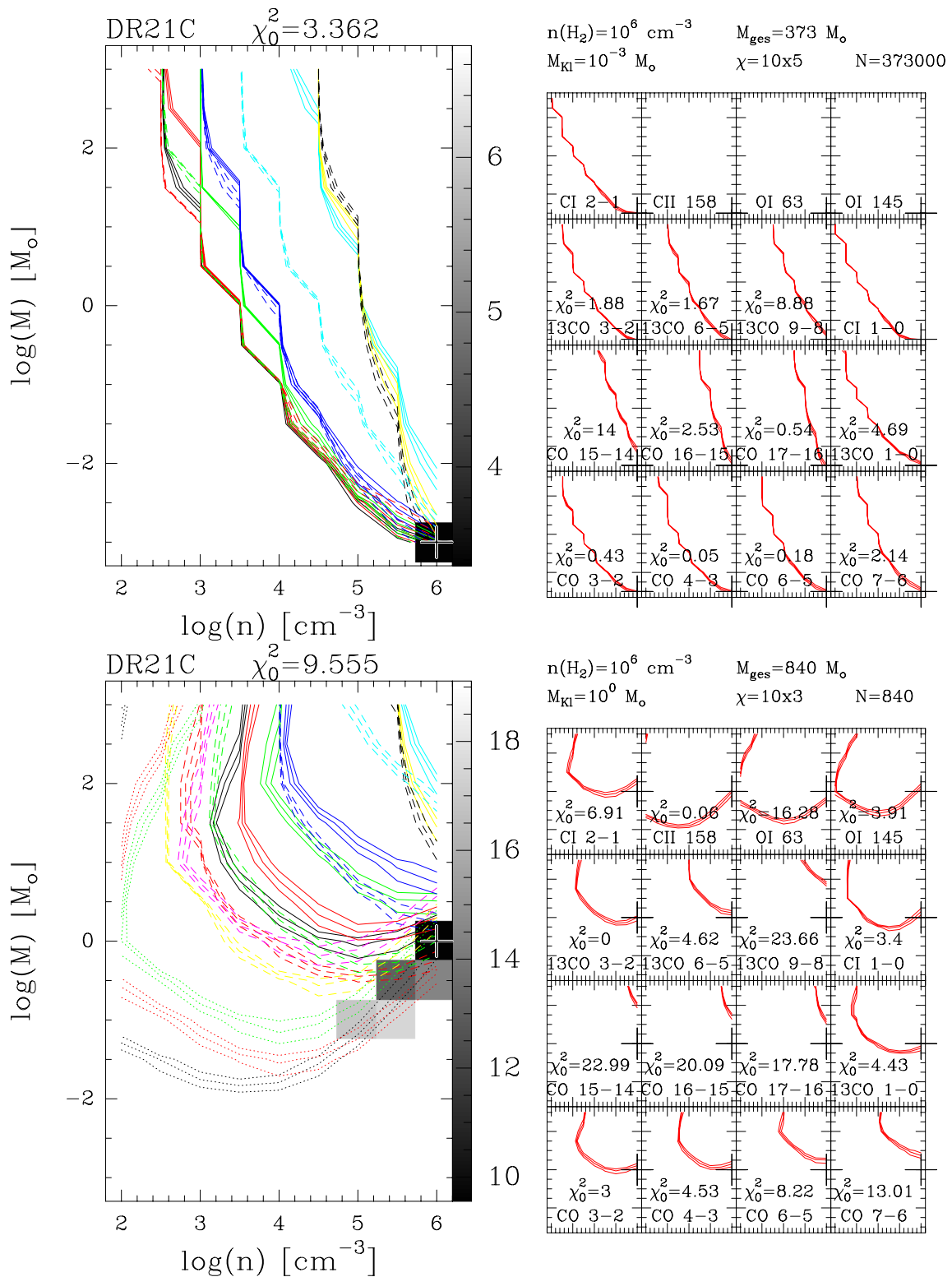


Abbildung 6.2: Bester χ^2 -Fit der integrierten Linienintensitäten an PDR-Modelle mit den Parametern N , χ_{FUV} , M_{KI} und n_{KI} (oben CO und ^{13}CO , unten zusätzlich [C I], [C II] und [O I]). Lediglich von den letzten beiden Parametern ist die Variation als Konturen dargestellt ($\pm 20\%$ -Fehlerkonturen). Ein Kreuz markiert die optimalen Werte für M_{KI} und n_{KI} . N und χ_{FUV} sind auf die in der Darstellung angegebenen Werte festgelegt. Die rechten Kästen (Achsen gleiche Skala wie links) zeigen die Konturen für jeden Übergang. Die Zahlen in den Kästen geben die jeweilige quadratische Abweichung zum PDR-Modell an.

Tabelle 6.3: Eigenschaften der Klumpensembles, mit denen die beobachteten integrierten CO- und ^{13}CO -Linienintensitäten reproduziert werden können. Darunter die häufigkeitgewichtete mittlere Temperatur der Spezies C I, CO, C II und O I sowie der mittleren Staubtemperatur der PDR-Modelle.

Modell	DR21 C (1)	DR21 C (2)	DR21 (OH) (3)	DR21 (OH) (4)	DR21 E (5)	DR21 W (6)	ON I (7)
M_{ges} [M_{\odot}]	373	840	174	6000	210	213	55
M_{KI} [M_{\odot}]	10^{-3}	1	10^{-3}	10^3	10^{-3}	10^{-1}	10^1
$n(\text{H}_2)$ [cm^{-3}]	10^6	10^6	10^6	$10^{3.5}$	10^6	10^6	10^6
Klumpenanzahl N	$3.7 \cdot 10^5$	840	5500	6	$2.1 \cdot 10^5$	2130	5.5
χ_{FUV}	10^5	10^3	10^4	10^3	10^5	10^4	10^4
χ^2	3.4	9.6	3.2	20.4	1.6	3.6	1.1
$\langle T_{\text{CO}} \rangle$ [K]	46	22	34	13	46	34	35
$\langle T_{\text{C I}} \rangle$ [K]	79	53	74	11	79	72	69
$\langle T_{\text{C II}} \rangle$ [K]	2775	93	407	140	2775	395	381
$\langle T_{\text{O I}} \rangle$ [K]	1981	31	165	73	1981	137	71
$\langle T_{\text{Staub}} \rangle^a$ [K]	68	23	44	24	68	40	39
$X(\text{CO})$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-4}$
$X(\text{C I})$	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$7.8 \cdot 10^{-6}$	$7.6 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$5.8 \cdot 10^{-6}$	$1.4 \cdot 10^{-6}$
$X(\text{C II})$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$9.4 \cdot 10^{-6}$	$5.2 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$8.2 \cdot 10^{-6}$
$X(\text{O I})$	$7.4 \cdot 10^{-4}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$5.3 \cdot 10^{-4}$	$7.4 \cdot 10^{-4}$	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$

^a Die mit der Häufigkeit von H_2 gewichtete Staubtemperatur innerhalb eines sphärischen Klumpens.

Tabelle 6.4: Übersicht der Fitergebnisse zu den PDR-Modellen in DR 21 und ON 1. Zu jeder DR 21-Position wurde jeweils ein Fit mit den CO- und ^{13}CO -Linien und ein Fit zusätzlich mit [C I], [C II] und [O I] gerechnet.

Position	χ^2_0	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)
DR 21 C	3.36	0.43	0.05	0.18	2.14	14	2.53	0.54	4.69	1.88	1.67	8.88					
DR 21 C	9.55	3.0	4.53	8.22	13.01	22.99	20.09	17.78	4.43	<0.01	4.62	23.66	3.4	6.91	0.06	16.28	3.91
DR 21 (OH)	3.22	4.09	0.88	1.36	3.06	4.98	4.97	0.7	5.55	1.98	4.61	–	–	–	–	–	–
DR 21 (OH)	20.4	24.71	24.77	24.95	24.99	25	25	25	22.22	24.36	24.99	–	20.4	23.51	0.25	0.98	14.27
DR 21 W	3.57	2.77	2.98	3.44	8.97	4.81	0.02	4.24	<0.01	1.89	6.57	–	–	–	–	–	–
DR 21 W	5.16	0.02	0.12	0.88	7.23	20.39	17.53	14.89	1.51	1.06	0.01	–	0.33	3.09	0.14	9.96	0.23
DR 21 E	1.62	0.96	0.04	0.22	2.02	6.65	1.62	1.36	<0.01	0.63	2.75	–	–	–	–	–	–
DR 21 E	7.59	4.09	2.45	4.85	9.71	21.71	20.23	17.89	2.92	1.18	8.66	–	0.83	3.72	0.03	14.96	0.6
ON 1	1.056	0.08	0.65	1.38	0.01	2.12	2.5	0.29	1.27	<0.01	0.86	<0.01	3.51				

Spalten: Name der Position, χ^2_0 -Gesamtergebnis der *least-square*-Fits, (1) : χ^2 für CO 3 \rightarrow 2, (2) : χ^2 für CO 4 \rightarrow 3, (3) : χ^2 für CO 6 \rightarrow 5, (4) : χ^2 für CO 7 \rightarrow 6, (5) : χ^2 für CO 15 \rightarrow 14, (6) : χ^2 für CO 16 \rightarrow 15, (7) : χ^2 für CO 17 \rightarrow 16, (8) : χ^2 für ^{13}CO 1 \rightarrow 0, (9) : χ^2 für ^{13}CO 3 \rightarrow 2, (10) : χ^2 für ^{13}CO 6 \rightarrow 5, (11) : χ^2 für ^{13}CO 9 \rightarrow 8 (nur DR 21 C), (12) : χ^2 für [C I] 1 \rightarrow 0, (13) : χ^2 für [C I] 2 \rightarrow 1, (14) : χ^2 für [C II], (15) : χ^2 für [O I]₆₃ und (16) : χ^2 für [O I]₁₄₅.
 Spalten für ON 1: Name der Position, χ^2_0 -Gesamtergebnis der *least-square*-Fits, (1) : χ^2 für CO 1 \rightarrow 0, (2) : χ^2 für CO 3 \rightarrow 2, (3) : χ^2 für CO 6 \rightarrow 5, (4) : χ^2 für CO 9 \rightarrow 8, (5) : χ^2 für CO 12 \rightarrow 11, (6) : χ^2 für CO 14 \rightarrow 13, (7) : χ^2 für CO 16 \rightarrow 15, (8) : χ^2 für ^{13}CO 1 \rightarrow 0, (9) : χ^2 für ^{13}CO 3 \rightarrow 2, (10) : χ^2 für ^{13}CO 6 \rightarrow 5, (11) : χ^2 für ^{13}CO 9 \rightarrow 8 und (12) : χ^2 für [C I] 1 \rightarrow 0.

6.2.3.2 Ergebnisse des χ^2 -Fit

Die Variation der Parameter führt zu $N = 3.7 \cdot 10^5$, $\chi_{\text{FUV}} = 10^5$, $M_{\text{Kl}} = 10^{-3} M_{\odot}$ und $n_{\text{Kl}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ (Minimum bei $\chi^2 = 3.4$). Die Konturen in Abbildung 6.2 (oben) repräsentieren die beobachteten Werte zur Position DR 21 C. Diese überlappen für kleine dichte Klumpen am besten. Die low-, mid- und high- J -Übergänge divergieren zu Dichten zwischen $10^3 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$, wenn Klumpenmassen $> 10^2 M_{\odot}$ betrachtet werden. Ein Ensemble, bestehend aus $N = 3.7 \cdot 10^5$ Klumpen, hat eine Gesamtmasse von $373 M_{\odot}$. Da die low- und mid- J -Linien von ^{13}CO schlechter mit dem Modell übereinstimmen als die entsprechenden Linien von CO, wird die Säulendichte (bzw. die Masse) von DR 21 offenbar unterschätzt.

Unter Berücksichtigung aller Linien (CO, ^{13}CO , [C I], [O I] und [C II]) verschlechtert sich die Lösung deutlich ($\chi^2 = 9.6$, Modell (2) in Tabelle 6.3). Am besten stimmt [C II] und ^{13}CO 3 \rightarrow 2. Die mid- und high- J -Linien von CO und ^{13}CO sind dagegen zu gering. Die [O I]-Linien sind nicht konsistent. Die 145 μm -Linie stimmt besser als die 63 μm -Linie. Die Masse von Modell (2) ist größer. Das FUV-Feld ist dagegen um das 100-fache schwächer als in Modell (1). C II und O I benötigen daher weniger Energie zur Anregung als CO.

6.2.3.3 CO-Kühlkurve

Bei Betrachtung der Intensitätsverteilung der CO-Übergänge $1 \leq J_{\text{up}} \leq 20$ in Abbildung 6.3 fällt auf, dass die niedrigen Rotationslinien gut modelliert werden und die mittleren und hohen Rotationslinien schwächer als die gemessenen Intensitäten sind. Die stärkste Abweichung haben CO 15 \rightarrow 14 und ^{13}CO 9 \rightarrow 8. Das Modell hat um $J_{\text{up}} \sim 16$ ein zweites Emissionsmaximum, das fast die Stärke des ersten Maximums beim $J_{\text{up}} \sim 7$ erreicht. Das Intensitätsmaximum bei $J_{\text{up}} = 16$ entspricht nach der LTE-Näherung für die Anregungstemperatur $T \simeq hB_{\text{CO}}/k \cdot J_{\text{up}}(J_{\text{up}} - 1) = 663 \text{ K}$ (für $J_{\text{up}} \sim 7$ sind es 116 K). Um $J_{\text{up}} \simeq 11$ herum fällt die Emission deutlich ab und markiert den offensichtlichsten Unterschied zu den bisherigen Strahlungstransportmodellen.

Diese Abflachung im Bereich $J_{\text{up}} = 12 - 20$ scheint typisch zu sein, denn eine Untersuchung bestätigt, da auch kein anderes PDR-Modelle im Parameterraum in der Lage ist, das Verhalten der CO-Emission der vier beobachteten Linien zwischen $J_{\text{up}} = 7$ und $J_{\text{up}} = 16$ befriedigend zu erklären. Ein weiterer Unterschied zum Strahlungstransportmodell ist, dass die Emission oberhalb von $J_{\text{up}} = 16$ weniger steil abnimmt.

Es ist erstaunlich, dass bereits bei der Untersuchung von nur zwei Spezies sehr klare Unterschiede bei den Anregungsbedingungen (Temperatur und Dichte) erkennbar sind. Werden wie in Modell (2) die anderen Kühllinien im Fit berücksichtigt, so vermindert sich die high- J Emission und [C I] noch stärker und gleichzeitig verbessert sich die Übereinstimmung mit den Kühllinien [O I] und [C II].

6.2.3.4 Häufigkeiten

Um das Verhalten der CO-Kühlkurve in Abb. 6.3 zu verstehen, hilft ein Blick auf die Häufigkeitsverteilung innerhalb eines PDR-Klumpen von Ensemble (1) (siehe Abb. 6.4). Die Häufigkeiten im PDR-Modell sind normiert auf $n(\text{H}) + 2n(\text{H}_2)$, d. h. sie kön-

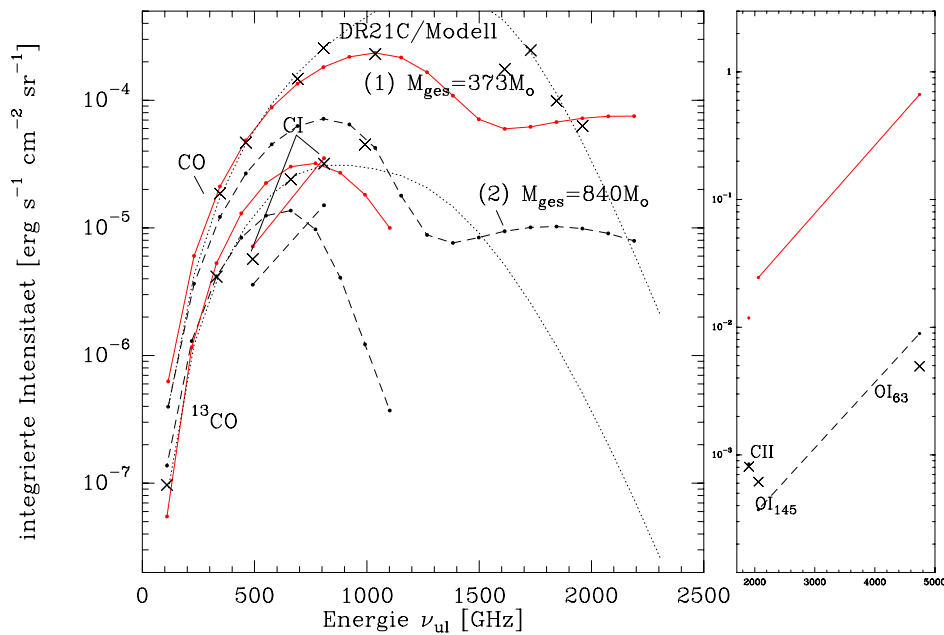


Abbildung 6.3: CO-Kühlkurve: *Links:* Für die Klumpenensemble (1) und (2) (Tabelle 6.3) wurde die Verteilung der integrierten Intensitäten von CO und ^{13}CO ($J \leq 20$ bzw. $J \leq 10$), sowie C I dargestellt gegen die Frequenz des Übergangs (die durchgezogenen Linien dienen der Orientierung). Die dargestellten Messpunkte (Kreuze) entsprechen den Intensitäten an der Position DR21 C. Die Intensitäten der beiden [C I]-Linien sind beschriftet. Die gepunktete Linien zeigen das Strahlungstransport-Modell aus Kapitel 3. *Rechts:* Erwartete und beobachtete integrierte Intensitäten für [O I] und [C II] (verschobene Intensitätsskala).

nen sich um bis zu einen Faktor 2 von üblicherweise betrachteten Verhältnissen zu H_2 unterscheiden.

6.2.3.4.1 CO Im betrachteten Klumpen hat CO eine mittlere Häufigkeit von etwa $1.6 \cdot 10^{-4}$ und liegt damit im Bereich der galaktischen CO/ H_2 -Häufigkeit (Frerking et al. 1982; Wilson & Rood 1994). Die Temperatur des Gases beträgt etwa 56 K und sinkt nach außen hin zunächst leicht ab. Für ein PDR-Modell ist dies ein warmer Kern, da massivere Klumpen ihren Kern besser vor der UV-Strahlung abschirmen können und damit weniger aufgeheizt werden. Erst nahe der Oberfläche steigt die Gastemperatur an, aber gleichzeitig nimmt die CO-Häufigkeit schlagartig ab. Die thermische Anregung von CO ist damit auf die low- J und mid- J Übergänge begrenzt. Jedoch zeigt dieses Modell in Oberflächennähe noch einmal eine Anreicherung von CO in einem schmalen Bereich. In diesem Bereich hat das H_2 -Gas bereits eine Temperatur zwischen 400 – 700 K und die CO-Häufigkeit steigt um etwa einen Faktor 100 auf bis zu $4 \cdot 10^{-7}$. Die Bildung von CO geschieht in diesem warmen Bereich durch die Reaktion $\text{OH} + \text{C}^+$ über die Zwischenprodukte H_2O , CO^+ oder HCO^+ (Pineau des Forets et al. 1986, 1987; Köster 1998; Lerate et al. 2006). In den kälteren Gebieten bricht die OH-Bildung ($\text{O} + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{H}$) zusammen und somit fällt auch die Häufigkeit von CO ab. Dieses Zusammentreffen von erhöhter CO-Häufigkeit und hoher Temperatur findet

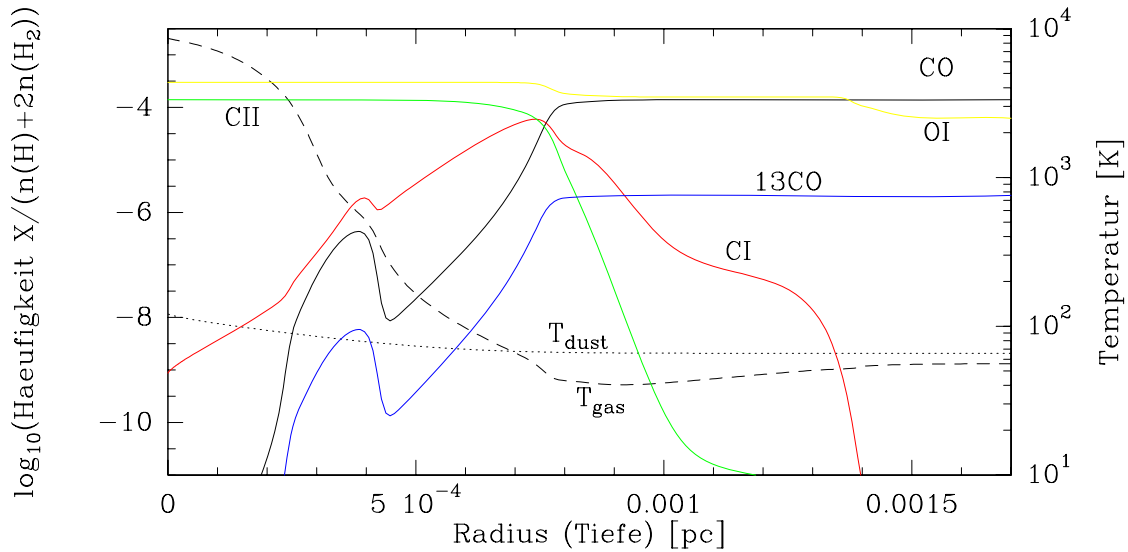


Abbildung 6.4: Verteilung der Gas- und Staubtemperatur und der Häufigkeit von [C I], CO, ^{13}CO , [O I] und [C II] innerhalb eines Klumpens (normiert auf $n(\text{H}) + 2n(\text{H}_2)$) mit $n(\text{H}_2) = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $M_{\text{kl}} = 10^{-3} M_{\odot}$ und $\chi_{\text{FUV}} = 10^5$ (Modell (1) bzw. (5)).

sich faktisch in allen PDR-Modellen, aber wird erst in den Modellen hoher Dichte als high- J Emission offen sichtbar.

6.2.3.4.2 [C I] Die Abbildung zeigt zudem die Häufigkeit von C I in der Übergangszone zwischen C II und CO. Nahe der Oberfläche zeigt [C I], wie CO, ein Nebenmaximum. Die Häufigkeit von C I variiert hier aber deutlich geringer als CO. Zu erwarten wäre, dass die absoluten Intensitäten der [C I]-Linien sich ähnlich genau reproduzieren lassen sollten. Und in der Tat fällt für das Modell (1) der obere Feinstrukturübergang $2 \rightarrow 1$ sehr gut mit dem gemessenen Fluss zusammen. Der untere Übergang ist leicht zu stark und das Verhältnis [C I] $2 \rightarrow 1 / 1 \rightarrow 0$ liegt im Modell bei 4.5 (verglichen mit dem Wert 5.6 an Position DR 21 C). Die mittlere Temperatur des C I-Gases stimmt mit der LTE-Abschätzung gut überein (nach Tabelle 6.3 & 3.6 $\langle T \rangle \simeq 79 \text{ K}$ bzw. $T_{\text{LTE}} = 74 \text{ K}$). Die C I-Häufigkeit bzw. -Säulendichte wird deshalb gut durch das gefittete Modell beschrieben.

6.2.3.4.3 [C II] und [O I] [C II] und [O I] werden in Modell (1) gegenüber den gemessenen Linienintensitäten um ca. einen Faktor 14 – 140 überschätzt. Dies widerspricht den beobachteten Häufigkeiten: Denn im Fall von C II liegt die mittlere Häufigkeit des Modells mit $2.5 \cdot 10^{-4}$ exakt bei dem Wert aus Abschnitt 3.4.3.3 ($N(\text{C II})/N(\text{H}_2) = 2.5 \cdot 10^{-4}$). $N(\text{O I})/N(\text{H}_2) = 6 \cdot 10^{-5}$ stimmt mit dem PDR-Modell nur im Klumpenmittelpunkt überein. Die mittlere Häufigkeit liegt mit $7.4 \cdot 10^{-4}$ um mehr als das 10-fache höher als im Strahlungstransportmodell. Unter Berücksichtigung der deutlich höheren Temperatur am Rand der Klumpen wird klar, dass beide [O I]-Linien primär in dieser heißen Region emittiert werden. Der Klumpen(rand) der PDR-Modelle ist zudem recht willkürlich begrenzt. Daher ist anzunehmen, dass C II und O I, auch im ionisierten Teil der Wolke vorkommen. Wenn diese nicht sofort weiter ionisiert werden, dann sollte ein

Teil der [C II]- und [O I]-Emission aus der H II-Region stammen. In Abschnitt 3.4.3.2 wurde dieser Anteil an der [C II]-Emission auf unter 10 % abgeschätzt. Es bleibt somit festzuhalten, dass im betrachteten PDR-Klumpen zu viel O I gebildet wird und C II und O I durch zu hohe Temperaturen angeregt sind.

Als möglicher „Ausweg“ kann das Modell (2) gesehen werden. Hier sinken die Häufigkeiten von C II und O I deutlich ab und auch die mittlere Temperatur sinkt auf unter 100 K. Jedoch passen diese Bedingungen nicht mehr zur high- J CO-Emission.

6.2.3.5 Der Staub

Die Staubtemperatur war in Kapitel 3 auf $T_{\text{Staub}} \sim 42$ K bestimmt worden. Der PDR-Klumpen hat dagegen intern eine Staubtemperaturgradienten zwischen 66 – 120 K. Eine kältere Staubkomponente ist daher notwendig. Die dichtegewichtete Staubtemperatur beträgt ca. 70 K und kann mit dem Masseanteil des Ensembles (1) und mit der DR 21-Masse in Beziehung gesetzt werden. Rund 27 % der Masse sollten dann durch das PDR-Ensemble (1) beschrieben werden können. Die übrigen 73 % der Masse müssten eine mittlere Staubtemperatur von etwa 32 K haben. Das Modell (2) mit der Staubtemperatur von 23 K ist zu kalt. In Abschnitt 6.2.5.4 wird der Einfluss des Staubs noch genauer untersucht.

6.2.4 Andere Positionen in DR 21

An drei weiteren Positionen in DR 21 werden die CO-Linienflüsse analog wie bei DR 21 C gefittet. Allgemein haben die Klumpen eine Dichte von 10^6 cm^{-3} und eine Ensemblemasse von $\sim 200 M_{\odot}$. Generell sind die Linien [C II] und [O I] in allen Modellen um ein Vielfaches zu stark. Daher werden sie weiter unten getrennt von CO untersucht. Die Parameter des Fits und einige Eigenschaften der PDR-Klumpen (mittlere Temperaturen und Häufigkeit der Spezies) sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst.

6.2.4.1 DR 21 (OH)

In Abbildung 6.5 (oben) ist der beste χ^2 -Fit zu DR 21 (OH) dargestellt. Das Modell (3) hat eine Ensemblemasse von $174 M_{\odot}$ ($\chi^2 \simeq 3.2$). Die stärksten Abweichungen zum Modell haben die Linien $^{13}\text{CO } 1 \rightarrow 0$, CO $15 \rightarrow 14$ und CO $16 \rightarrow 15$. Die Klumpenanzahl ist gut um das 70-fache niedriger als in DR 21 C und die Einzelklumpenmasse ist entsprechend größer. Die Emission von [C I] wird, genauso wie die der $^{13}\text{CO } 1 \rightarrow 0$ -Linie, zu gering abgeschätzt. Unter Einbeziehung der anderen Linien (Modell (4)) ist kein überzeugender Fit mehr möglich. Nur zwei der 15 Linien ([C II] und die $63 \mu\text{m}$ -Linie von O I) sind in ein Minimum gelangt. Die CO Emission ist, auch aufgrund der Klumpendichte von 10^3 cm^{-3} , um mehrere Größenordnungen zu gering.

DR 21 (OH) ist mit einer Staubtemperatur von 31 K eine der kälteren Quellen in der Region (vgl. Abschnitt 3.3.3.1). Die Staubtemperatur von Modell (3) beträgt 44 K und dies bedeutet wiederum, dass das Modell nur einen geringen Teil des ISMs in DR 21 (OH) repräsentieren kann.

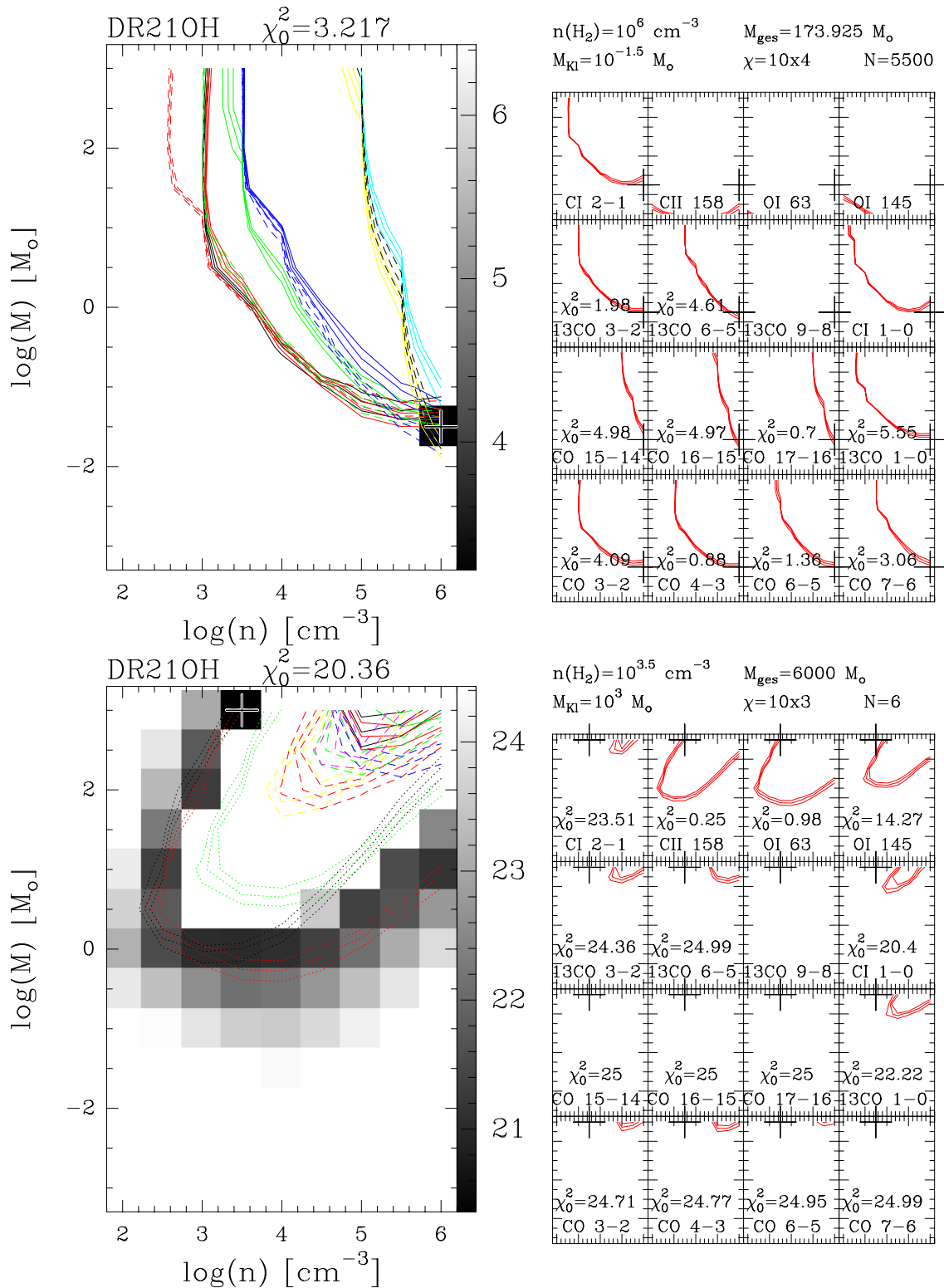


Abbildung 6.5: Bester χ^2 -Fit der integrierten CO- und ^{13}CO -Linienintensitäten an PDR-Modelle mit den Parametern N , χ_{FUV} , M_{KI} und n_{KI} . Wie Abbildung 6.2, nur für DR 21 (OH).

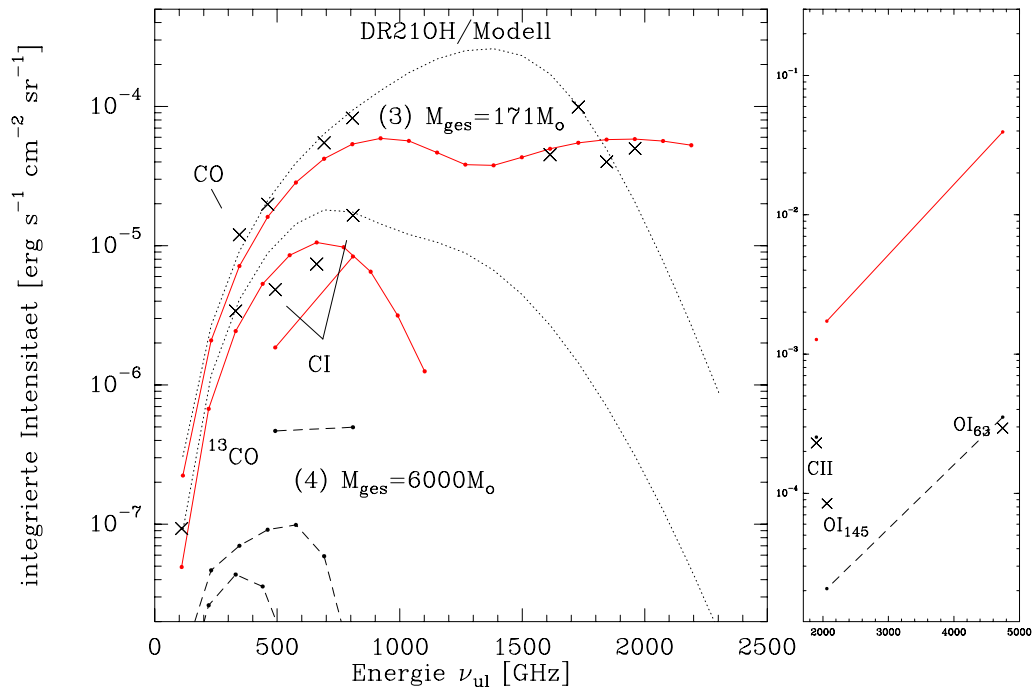


Abbildung 6.6: Für das Klumpenensemble in DR 21 (OH) mit $174 M_{\odot}$ wurde die Verteilung der integrierten Intensitäten von CO und ^{13}CO ($J \leq 20$ bzw. $J \leq 10$) dargestellt gegen die Frequenz des Übergangs (*links*). Die dargestellten Messpunkte (Kreuze) entsprechen den int. Intensitäten an der Position DR 21 (OH). Die beiden [C I]-Linien sind beschriftet. Die gepunktete Linie zeigt das Strahlungstransport-Modell aus Kapitel 3. Die rechte Darstellung zeigt die erwarteten und beobachteten integrierten Intensitäten für [O I] und [C II] (verschobene Intensitätsskala).

6.2.4.2 DR 21 E und DR 21 W

An den Ausflusspositionen DR 21 E und DR 21 W ist nach Abschnitt 6.1 mit einer Abnahme des FUV-Feldes zu rechnen. Die Gesamtmasse sollte niedriger sein als im molekularen Ridge (nach Tabelle 3.7 $240 M_{\odot}$ bzw. $490 M_{\odot}$). Die Linienemission von DR 21 E lässt sich mit dem gleichen PDR-Modell erklären wie für DR 21 C, nur mit dem Unterschied, dass weniger Klumpen benötigt werden. Die Klumpenmasse beträgt in DR 21 W $M_{\text{Kl}} = 10^{-1} M_{\odot}$. Zu DR 21 W passt, wie zu DR 21 (OH), ein FUV-Feld von $\chi_{\text{FUV}} = 10^4$.

6.2.5 Kühleffizienz

[C II] und [O I]($63 \mu\text{m}$) sind die wichtigsten Kühllinien in der PDR. Mit dem Verhältnis der beiden Linienintensitäten zum gesamten Fern-IR-Kontinuum können mit der Kühleffizienz $\varepsilon' = (I_{[\text{C II}]} + I_{[\text{O I}]})/I_{\text{FIR}}$ (bzw. ε_{tot} inklusive I_{CO} und $I_{[\text{C I}]}$) die Heizprozesse in der PDR untersucht werden (siehe Diskussion in Abschnitt 3.5). Im Folgenden soll daher die Summe beider Linien betrachtet werden und mit dem FIR-Feld in Beziehung gesetzt werden.

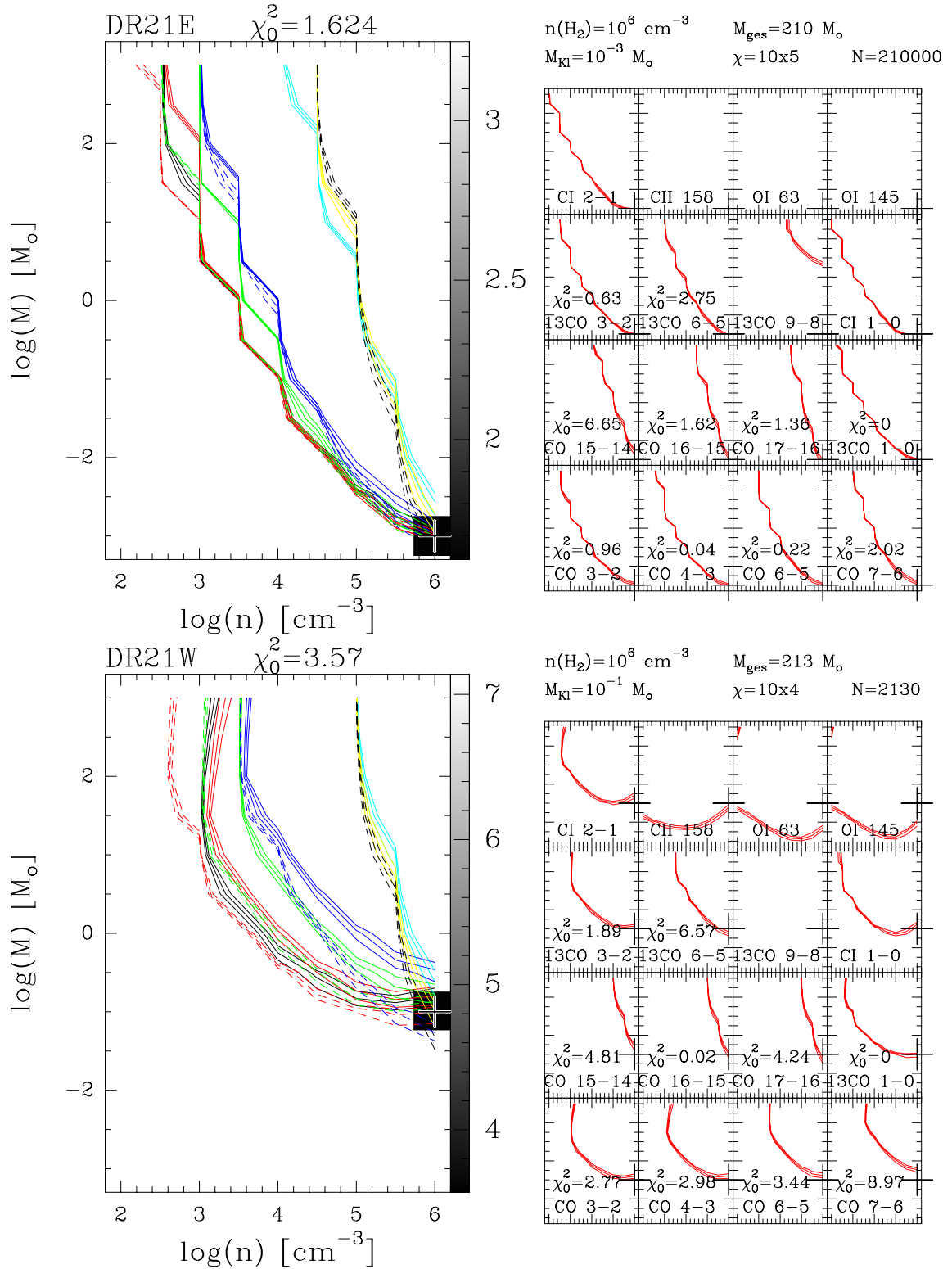


Abbildung 6.7: Bester χ^2 -Fit der integrierten Linienintensitäten an PDR-Modelle mit den Parametern N , χ_{FUV} , M_{KI} und n_{KI} . Wie Abbildung 6.2, nur für DR 21 E und W.

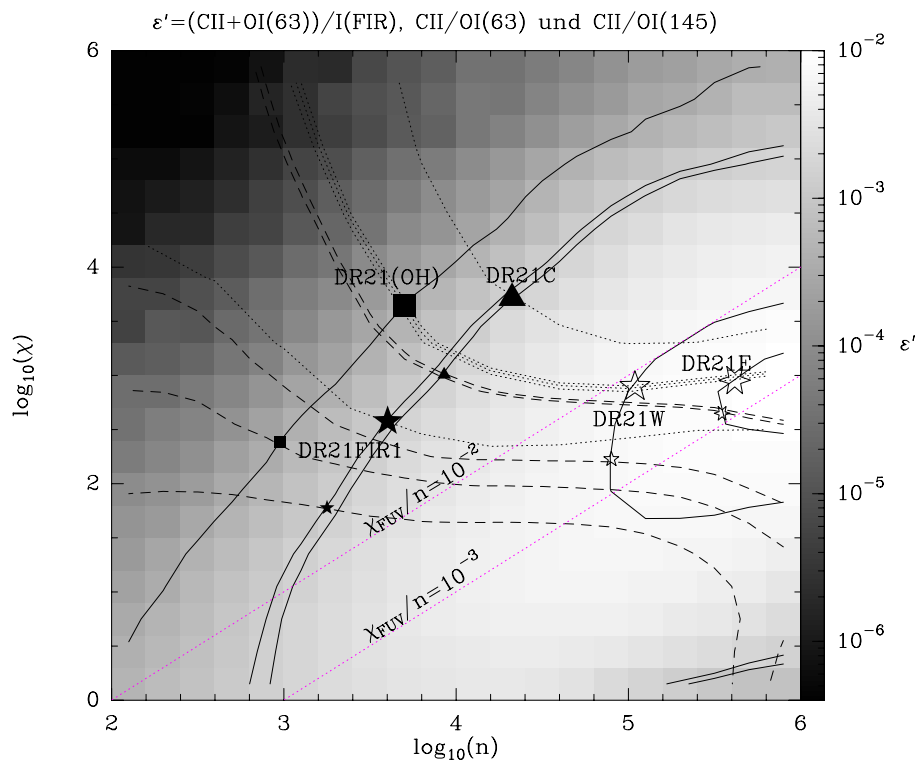


Abbildung 6.8: Kühlleistung $\varepsilon' = ([\text{C II}] + [\text{O I}]_{63})/I_{\text{FIR}}$ (in grau hinterlegt) von PDR-Modellen mit einer Klumpengröße von $M_{\text{Kl}} = 10^{-3} M_{\odot}$, wobei $I_{\text{FIR}} = 2 \cdot \chi_{\text{FUV}} \cdot 2.7 \cdot 10^{-3} / (4\pi)$ die abgeschätzte Staubkühlung ist. Die durchgezogenen Konturen zeigen die gemessenen Verhältnisse in DR 21 (vgl. Tabelle 3.8 aus Kapitel 3). Die gestrichelten Konturen zeigen gemessene Verhältnisse $[\text{C II}]/[\text{O I}]_{63 \mu\text{m}}$. $[\text{C II}]/[\text{O I}]_{145 \mu\text{m}}$ ist mit gepunkteten Konturen dargestellt. Die Schnittpunkte sind mit Symbolen markiert und beschriftet (kleine Symbole: $[\text{C II}]/[\text{O I}]_{63 \mu\text{m}}$, große Symbole: $[\text{C II}]/[\text{O I}]_{145 \mu\text{m}}$).

6.2.5.1 Gibt es einen Zusammenhang zwischen FUV und der Kühlleistung ε ?

de Jong et al. (1980) folgend beschreibt Tielens & Hollenbach (1985) einen Effekt, wonach das FUV-Feld und die Kühlleistung theoretisch zusammenhängen: Hohe FUV-Felder bei geringen Dichten (χ_{FUV}/n) führen zu einer verstärkten positiven Ladung der Staubteilchen und die dadurch weniger freiwerdenden Elektronen verringern die Heizwirkung auf das Gas. Dieser Effekt ist in Abbildung 6.8 über einen großen Bereich von χ_{FUV} und n zu erkennen, wo zwei typische Werte für χ_{FUV}/n als gepunktete Konturen eingezeichnet (10^{-3} und 10^{-2}) sind.

Auch aus den Beobachtungsdaten zu DR 21 (siehe Tabelle 6.2) ergibt sich eine klare Anti-Korrelation zwischen FUV und der Effizienz $\varepsilon_{\text{obs,tot}}$: Das niedrigste $\varepsilon_{\text{obs,tot}}$ hat die Position DR 21 C, wo das FUV-Feld mit $G_0 = 1.3 \cdot 10^4$ am stärksten ist. Bei DR 21 W steigt die Kühlleistung um das 6-fache an, während das FUV-Feld um den Faktor 18 schwächer wird. Ähnliche Anti-Korrelationen wurden z. B. von Vastel et al. (2001) in W49N beobachtet. Bei Dichten $> 10^5 \text{ cm}^{-3}$ wirken Elektronen, die mit Staubpartikeln rekombinieren, indirekt kühlend auf das Gas. Bei sehr kleinen Verhältnissen χ_{FUV}/n wird die Effizienz der Kühlung $\varepsilon_{\text{obs,tot}}$ zunehmend durch die CO-

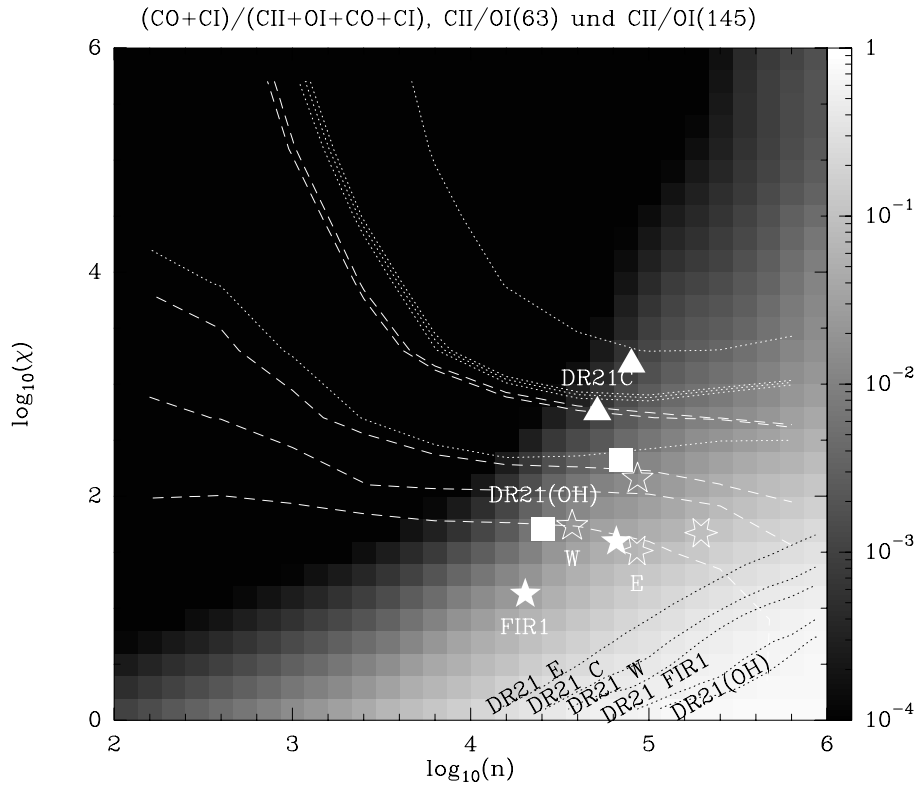


Abbildung 6.9: Integrierte Linienintensitäten $I_{\text{CO}} + I_{\text{C I}}$ relativ zur gesamten (bekannten) Linienemission $I_{\text{tot}} = I_{\text{C II}} + I_{\text{O I}} + I_{\text{CO}} + I_{\text{C I}}$ des Gases in Abhängigkeit von Dichte und FUV-Feld. Die schwarzen Konturen zeigen die beobachteten Werte in DR 21. Weiße gestrichelte bzw. gepunktete Konturen zeigen gemessene Verhältnisse von $[\text{C II}]/[\text{O I}]_{63}$ bzw. von $[\text{C II}]/[\text{O I}]_{145}$. Mit Pre-Shielding (hier $N_{\text{pre}} = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$) fallen die Schnittpunkte mit den Konturen $(I_{\text{CO}} + I_{\text{C I}})/I_{\text{tot}}$ in den Darstellungsbereich (beschriftete Symbole).

Emissionslinien übernommen, da C II und O I nicht mehr genug angeregt werden und zudem nur noch in einer dünnen Schicht nahe der Wolkenoberfläche vorhanden sein sollten (siehe Abbildung 6.9). Deswegen zeigt $\varepsilon'_{\text{obs,tot}}$ deutlich weniger Varianz zwischen den Positionen DR21 C und (OH) als $\varepsilon'_{\text{obs}}$ (ohne [C I] und CO). $\varepsilon'_{\text{Modell}}$ (Gaskühlung) und χ_{FUV}/n (Gasheizung) sind allerdings weit weniger gut korreliert als erwartet. Nur in einem engen Bereich um $n \simeq 10^5 \text{ cm}^{-3}$ verhalten sich beide Größen ähnlich. Deshalb wird statt χ_{FUV}/n im nächsten Abschnitt $\varepsilon'_{\text{obs}}$ bzw. $\varepsilon'_{\text{Modell}}$ als direkt durch die PDR-Physik beeinflusste Größe untersucht.

6.2.5.2 FIR-Kühleffizienz von Gas und Staub

Die Kühleffizienz ε' ist im Diagramm in Abb. 6.8 in Abhängigkeit von χ_{FUV} und n dargestellt. Das FIR-Feld wird dazu mit der Beziehung aus Gleichung (6.1) abgeschätzt. In DR 21 ergeben sich nach Tabelle 6.2 Werte zwischen $\varepsilon' = 0.15 - 1.0\%$. Dieser Bereich kann mit kleinen PDR-Klumpen bei $\chi_{\text{FUV}} = 10^4$ mit Dichten größer als 10^4 cm^{-3} erreicht werden. Unabhängig davon kann mit dem Verhältnis $[\text{C II}]/[\text{O I}]_{63}$

auf die Temperatur und Dichte am Klumpenrand, und damit auf die Stärke des UV-Feldes, geschlossen werden. Das Verhältnis liegt, abgesehen vom Extremwert 2.0 bei DR 21 FIR1, zwischen 0.16 – 0.78. Nach Tielens & Hollenbach (1985) ist das Verhältnis in PDRen immer ≥ 0.1 , aber kann in Regionen mit Stoßfronten auch kleiner sein. Wie erwartet stehen die Konturen dieses Verhältnisses und von ϵ' fast senkrecht zueinander und schneiden sich mindestens an einem Punkt ($n(\text{H}_2)$, χ_{FUV}). Das hieraus abgeleitete FUV-Feld ist in DR 21 C am stärksten, bleibt aber deutlich unterhalb von $\chi_{\text{FUV}} = 10^4$. DR 21 FIR1 ist dagegen am schwächsten ($\chi_{\text{FUV}} \simeq 10^2$). Die Dichten sind für die beiden Ausflusspositionen am größten ($10^5 - 10^{5.5} \text{ cm}^{-3}$), gefolgt von DR 21 C mit $10^{4.3} \text{ cm}^{-3}$. Für DR 21 (OH) liegt die Dichte knapp unterhalb von 10^3 cm^{-3} und nicht weit entfernt von DR 21 FIR1.

Wie ist dieses Ergebnis zu interpretieren? Sowohl die FUV-Werte als auch die Dichten sind kleiner als erwartet. Die Beobachtung von kleineren $[\text{C II}]/[\text{O I}]_{63}$ -Verhältnissen entspräche einer Verschiebung in die erwartete Richtung. Dies ist ein sehr deutliches Zeichen, dass $[\text{O I}]$ aufgrund der optischen Tiefe zu schwach ist. Physikalisch korrekter sollte *vice versa* im Modell weniger $[\text{O I}]$ aus dem Klumpenensemble entkommen als von einem einzelnen Klumpen. $[\text{O I}]_{145}$ sollte von diesem Effekt weit weniger betroffen sein und kann als Ersatztracer getestet werden. Tatsächlich steigt die Dichte an den Schnittpunkten mit ϵ' um ca. einen Faktor 5 an (Abb. 6.8). An den Positionen DR 21 C und (OH) erreicht χ_{FUV} etwa $10^{3.5}$, während E und W bei $\chi_{\text{FUV}} \simeq 10^3$ nun näher beieinander liegen. Werden andere Effekte ignoriert, so wird $[\text{O I}]_{63}$ vom Modellensemble um das 2.5 – 5.8-fache zu stark beschrieben bzw. ist die Emission aus DR 21 um diesen Faktor abgeschwächt worden. Der optisch dicke Übergang ist somit gut zur Abschätzung der Gaskühleffizienz geeignet. Der optisch dünne Übergang eignet sich eher als Maß der UV-Strahlung. Die Beobachtung beider Linien ist daher wichtig.

6.2.5.3 CO und C I

Auch die beobachteten Verhältnisse $\phi = (I_{\text{CO}} + I_{[\text{C I}]})/I_{\text{tot}}$, mit der gesamten Gasemission I_{tot} , in DR 21 lassen sich mit den sphärischen PDR-Modellen nicht konsistent erklären. Die beobachteten Werte liegen zwischen 29 % bei DR 21 E und 77 % bei DR 21 (OH). Von CO und $[\text{C I}]$ hat CO den maßgeblichen Anteil an der Gaskühlung, da $[\text{C I}]$ nur rund 1 % erreicht. In den PDR-Modellen kann unterhalb von $\chi_{\text{FUV}} \leq 10^1$ und bei einer Dichte von 10^6 cm^{-3} in $I_{\text{CO}} + I_{\text{CI}}$ einen Anteil von bis zu 84 % erreicht werden. Werden nur Modelle mit $\chi_{\text{FUV}} > 10^2$ berücksichtigt, sagen sie, weitgehend unabhängig von der Klumpenmasse, Werte kleiner als 13 % voraus. Bei einem UV-Feld von $\chi_{\text{FUV}} \sim 10^4$ ist der Anteil bereits kleiner als 2 %, d. h. CO spielt in diesen PDR-Modellen *keine* maßgebliche Rolle bei der Gaskühlung und es gibt damit *keine* gleichzeitig für CO und $[\text{C I}]$ auf der einen Seite und $[\text{O I}]$ und $[\text{C II}]$ auf der anderen Seite konsistenten Modelle. Zur Verdeutlichung wurden in der Abb. 6.9 für diese Modelle die Konturlinien mit $[\text{C II}]/[\text{O I}]_{63}$ bzw. $[\text{C II}]/[\text{O I}]_{145}$ eingetragen. Schnittpunkte mit ϕ sind innerhalb des gezeigten Dichtebereichs nicht vorhanden.

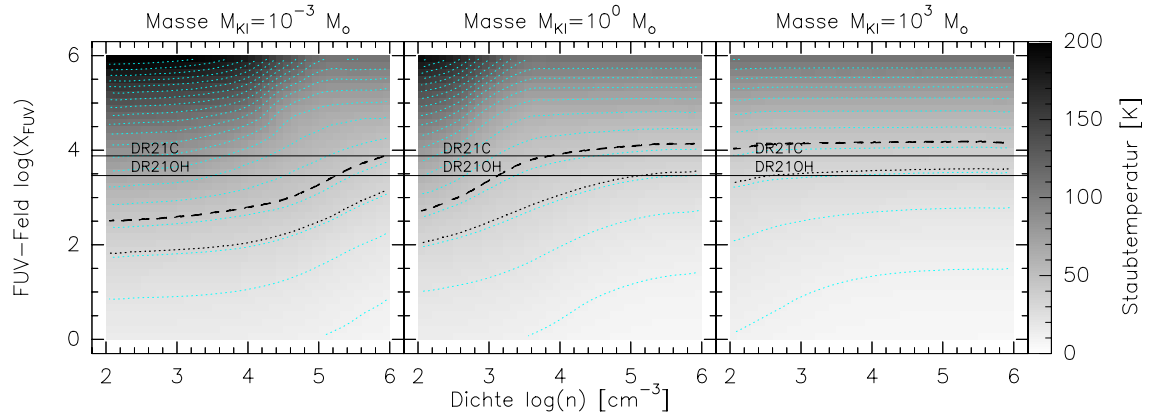


Abbildung 6.10: Mittlere Staubtemperatur der PDR-Modelle in Abhängigkeit der Masse, der Dichte und des FUV-Feldes (in Grau und als weiße Konturen in 10 K-Schritten). Das FUV-Feld der Positionen DR 21 C und DR 21 (OH) wurde markiert (schwarze Linien). Die schwarz gestrichelte Kontur entspricht $T_{\text{Staub}} = 42$ K (DR 21 C) und die gepunktete Kontur ist die Staubtemperatur von DR 21 (OH) von $T_{\text{Staub}} = 31$ K.

6.2.5.4 Die Staubtemperatur

Nachdem die Gaskühlung untersucht wurde, kann ebenso für die viel stärkere Staubkühlung ein Vergleich zu den ISO/LWS-Messungen vorgenommen werden. Mit 31 – 42 K ist der Temperaturbereich in der DR 21-Region klar umgrenzt. Wie zuvor schon festgestellt wurde, ist eine Komponente mit einer höheren Staubtemperatur durchaus mit den Beobachtungen verträglich, wenn gleichzeitig kälterer Staub vorhanden ist. Dennoch ist die Staubtemperatur nicht allein vom äußeren FUV-Feld abhängig. Auch die Dichte und die Masse eines Klumpens haben einen Einfluss auf die mittlere Staubtemperatur.

Mit den für DR 21 gegebenen G_0 -Werten aus Tabelle 6.1 kann nach Abbildung 6.10 eine Übereinstimmung mit der Staubtemperatur hergestellt werden. Das Diagramm links zeigt, dass kleine PDR-Klumpen ($M_{\text{Kl}} = 10^{-3} M_{\odot}$) über eine Dichte von etwa 10^6 cm^{-3} verfügen müssen, denn andernfalls wäre die Modell-Temperatur zu hoch, um durch das FUV-Feld geheizt zu sein. Bei mittleren Klumpenmassen ($M_{\text{Kl}} = 1 M_{\odot}$) sinkt die mindestens notwendige Dichte auf $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Ab $M_{\text{Kl}} = 10^3 M_{\odot}$ ist fast keine Abhängigkeit der Temperatur von der Dichte mehr erkennbar. Wenn, wie oben beschrieben, ein Teil des Staubes wärmer als die mittlere Temperatur ist, dann muss die restliche Masse kälter sein. Dies ist aber nur für Modelle unterhalb der in der Abbildung markierten FUV-Felder möglich.

Demnach wäre ein Gradient im FUV-Feld notwendig. Folgendes Szenario ist daher denkbar: Nahe am Stern ist das FUV-Feld erhöht. Bei $\chi_{\text{FUV}} = 10^5$ erreicht ein Teil des Staubes Temperaturen von 65 – 70 K. Die Strahlung wird geometrisch abgeschwächt und teilweise absorbiert oder gestreut. In größerer Entfernung sind massereichere und weniger dichte Klumpen möglich (etwa vergleichbar mit Modell (4)), welche einem FUV-Feld unterhalb des mittleren Wertes ausgesetzt sind und allenfalls low- J CO-Linienemission zeigen.

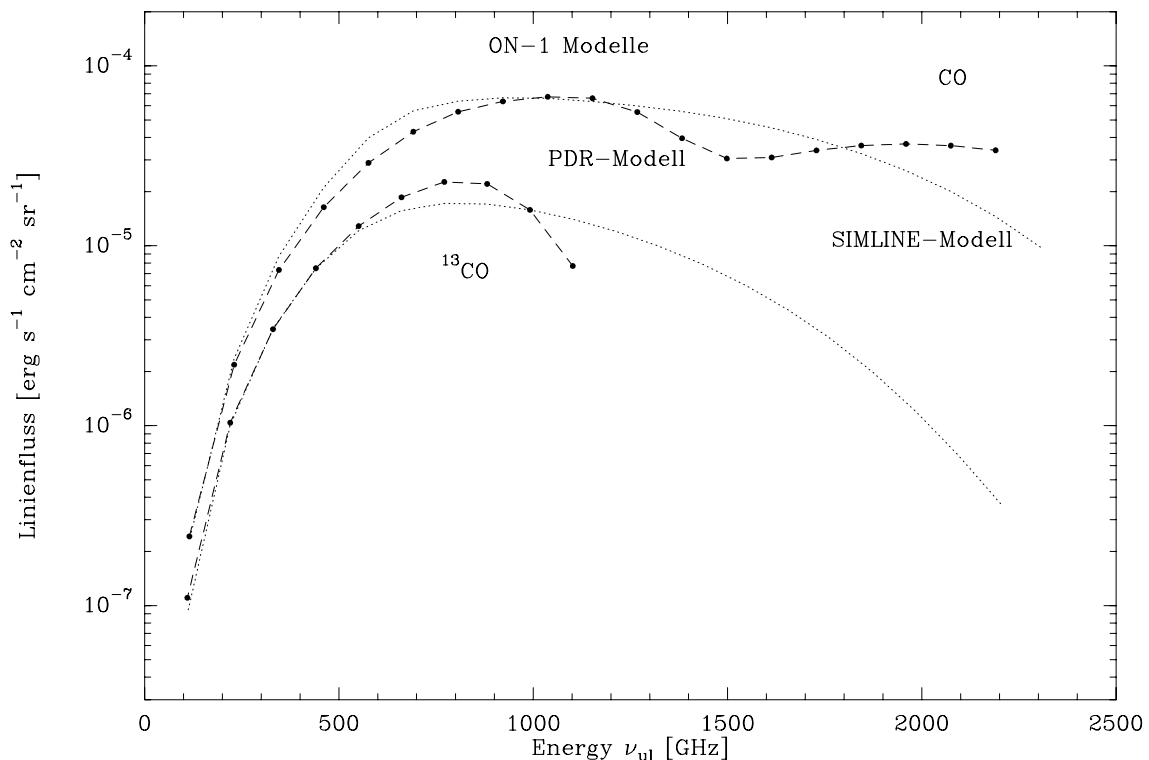


Abbildung 6.11: CO- und ^{13}CO -Kühlkurven von ON 1. Die Punkte zeigen die integrierten Intensitäten des PDR-Ensembles. Die durchgezogenen Linien zeigen die entsprechenden Intensitäten von Modell 4 aus Abschnitt 4.4.7.

6.2.6 Ein klumpiges CO-Modell: ON-1

Die Ausgangsbasis bildet das Strahlungstransportmodell Modell 4 aus Abschnitt 4.4.7, dessen CO- und ^{13}CO -Linienintensitäten in Abbildung 6.11 gegen die Frequenz aufgetragen sind. Diese Intensitäten eignen sich gegenüber den Messdaten besser als Vergleichsgrößen zur Auswahl eines geeigneten PDR-Modells, da die Modellintensitäten für eine gemeinsame Auflösung von $20''$ gerechnet wurden und die Messdaten mit sehr unterschiedlichen Beamgrößen beobachtet wurden. Die gute Übereinstimmung der H_2CO - und HCO^+ -Linien mit dem Modell spricht dafür, dass, obwohl keine high- J CO-Daten vorliegen, die CO-Kühlkurve die high- J CO-Linien korrekt beschreibt. Denn die HCO^+ - und H_2CO -Messungen legen die Bedingungen in den dichten, warmen Teilen der Wolke fest, aus denen auch die high- J CO-Linien stammen. Die Escape-Probability-Kurve in Abb. 4.12 unterscheidet sich in den höheren J -Übergängen, da dort nur eine Komponente modelliert wurde und keine Gradienten berücksichtigt wurden.

Abbildung 6.12 zeigt den *least-square*-Fit der CO-Linienintensitäten mit $J_{\text{up}} = 1, 3, 6, 9, 12, 14$ und 16 , von ^{13}CO (nur $J_{\text{up}} \leq 9$) und von $[\text{C I}] 1 \rightarrow 0$. Die Lösung hat $n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ Dichte, eine Klumpenmasse von $10^1 M_{\odot}$ und ein FUV-Feld von $\chi_{\text{FUV}} = 10^4$. Das Optimum bei $N = 5.5$ entspricht $M_{\text{ges}} = 55 M_{\odot}$. Das gute Ergebnis $\chi_0^2 = 1.1$ soll nicht darüber hinwegtäuschen, dass die dem Modell zugrundeliegenden Beobachtungen fehlerbehaftet sind. Im Optimum beträgt die Masse rund 60 % der er-

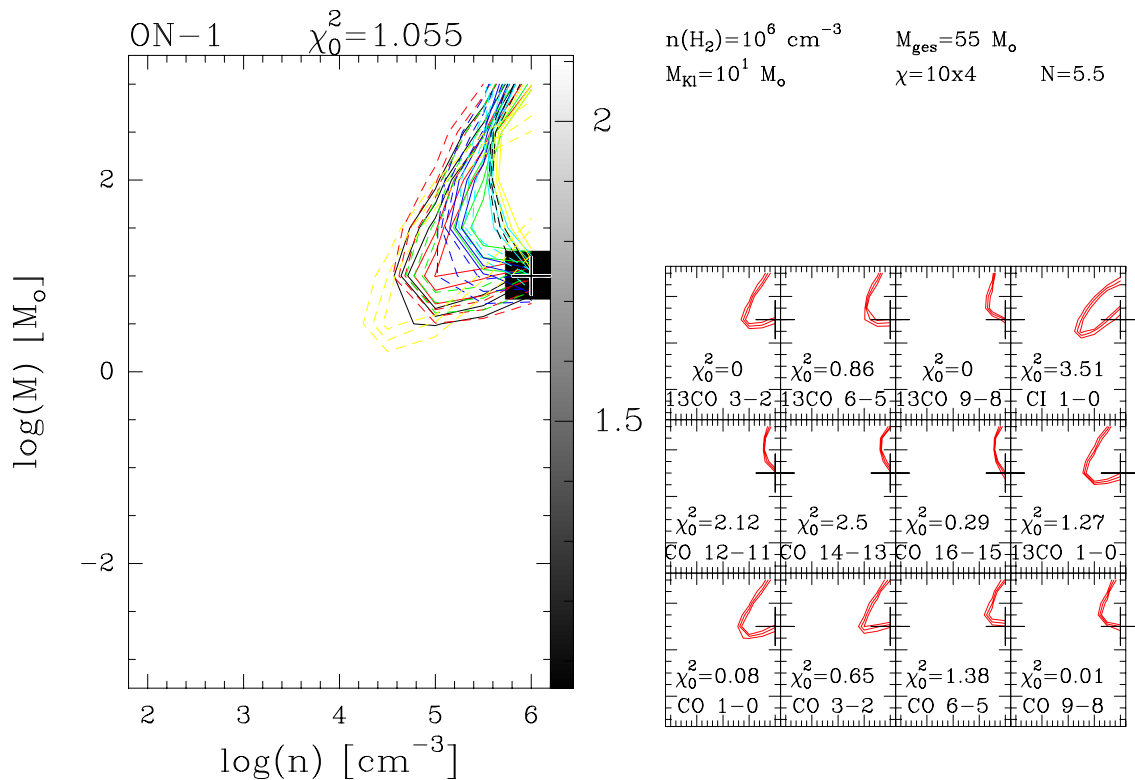


Abbildung 6.12: χ^2 -Diagramm der integrierten Intensitäten (Modell 4 aus Kapitel 4) von CO, ^{13}CO und [C I] in ON 1 (siehe Tabelle 6.3, Modell (7)).

warteten Masse. Auch für eine Beschränkung des Fits auf die Linien von ^{13}CO und [C I] wird keine größere Gesamtmasse gefunden. Der Grund ist vermutlich, dass das massive Gas nur schwach durch die Emission der gefitteten Linien repräsentiert wird. Mit $^{13}\text{CO } 1 \rightarrow 0$, als besten Repräsentanten der Säulendichte, ist immer ein guter Fit möglich. Deshalb ändert eine andere Gewichtung das Ergebnis nicht. Mit $N = 5 - 6$ ist das Volumen gut mit Klumpen besetzbar: Pro Klumpen wird ein Volumen von $1.92 \cdot 10^{-4} \text{ pc}^3$ eingenommen. In einem kugelsymmetrischen Gesamtvolumen von der Größe des $20''$ -Beams ist damit Platz für rund 12 Klumpen, d. h. etwa als die Hälfte des Volumens ist mit PDR-Gas gefüllt. Dieses Verhältnis erinnert an den Volumenfüllfaktor, der eine ganz ähnliche Größenordnung aufwies. Setzt man zudem 4.5 km s^{-1} als Geschwindigkeitsbreite der Linien an, lassen sich die Klumpen fast ohne gegenseitige Abschattung im Raumvolumen verteilen. Daher liegt die Schlussfolgerung nahe, dass die sichtbare Emission auch in ON 1 tatsächlich nur von einem Teil der Gasmasse stammt.

6.2.6.1 Andere Spezies

Im chemischen Netzwerk ist das Molekül CS und das Ion HCO^+ enthalten. HCO^+ ist ein Zwischenprodukt bei der Bildung von warmen CO nahe der Oberfläche. CS wird tiefer im Klumpenkern gebildet und ist stärker vor der UV-Strahlung abgeschirmt. Beide Spezies wurden in ON 1 beobachtet, jedoch bietet das PDR-Modell keine integrierte

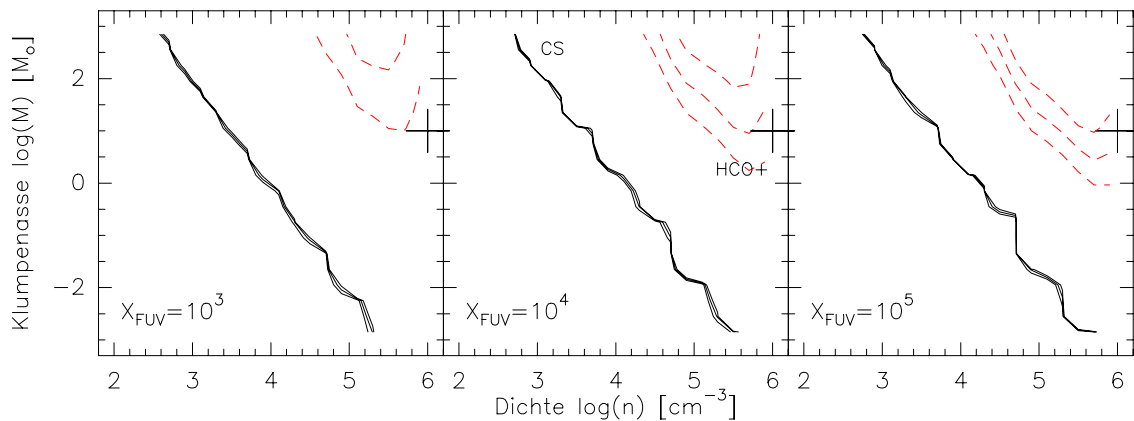


Abbildung 6.13: Die Konturen zeigen, für welche Dichte $10^2 \leq n_{\text{KI}} \leq 10^6 \text{ cm}^{-3}$, Klumpenmasse $10^{-3} \leq M_{\text{KI}} \leq 10^3 M_{\odot}$ und FUV-Feld ($\chi_{\text{FUV}} = 10^3, 10^4$ und 10^5) die relative Häufigkeiten von CS (durchgezogene Konturen rechts und diagonal durch die Mitte) und HCO^+ (gestrichelte Kontur rechts oben) im PDR-Modell mit dem beobachteten Wert (nach Abschnitt 4.4.6) übereinstimmen. Ein 20%-Fehler wurde angesetzt. Das Kreuz markiert die Position von Modell (7).

Intensitäten für diese beiden Spezies, sondern gibt die Säulendichten dieser Spezies an, welche mit den Häufigkeiten aus dem Strahlungstransportmodell verglichen werden können. Im Verhältnis zu H_2 hat $X(\text{HCO}^+) = 3.6 \cdot 10^{-9}$ (beobachtet $4 \cdot 10^{-9}$) nur eine geringere Abweichung. $X(\text{CS}) = 4.1 \cdot 10^{-7}$ weicht sehr deutlich von den beobachteten $2.6 \cdot 10^{-8}$ ab. Die Abweichung steigt sogar noch, wenn die Häufigkeit ohne CS Häufigkeitsgradient betrachtet wird ($X(\text{CS}) = 6 \cdot 10^{-9}$). C I zeigt mit $X([\text{C I}]) = 1.4 \cdot 10^{-6}$ (beobachtet $X([\text{C I}]) = 9 \cdot 10^{-6}$), wie auch bei den Linienintensitäten, ebenfalls eine starke Abweichung.

Wie zuvor die integrierten Intensitäten, werden nun die relativen Häufigkeiten mit den Häufigkeiten aus Abschnitt 4.4.6 verglichen. Das PDR-Modell sagt in Abhängigkeit von Dichte, Masse und FUV-Feld eine Häufigkeit voraus, die nur in einem engen Bereich mit den Häufigkeiten aus Abschnitt 4.4.6 übereinstimmen. Die Abbildung 6.13 zeigt diese Bereiche für die beiden Spezies HCO^+ und CS. HCO^+ passt für ein χ_{FUV} zwischen 10^4 und 10^5 am besten zu Modell (7). Ein Schnittpunkt von beiden Häufigkeiten kann jedoch nicht gefunden werden. Dies liegt daran, dass CS zwei Lösungsbereiche hat. Der subthermische Bereich ist in der Abbildung als diagonale Konturen dargestellt. Die thermische Anregung erfolgt jedoch erst ab Dichten oberhalb von 10^6 cm^{-3} . Für die beobachtete Säulendichte liegt diese Lösungsschar nicht im Parameterbereich der PDR-Modelle und es kann an dieser Stelle nicht ausgeschlossen werden, dass um $10^{6.5} - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ein Schnittpunkt mit HCO^+ liegt. Die Schwefel-Chemie ist zudem bisweilen noch nicht besonders gut verstanden und speziell CS variiert sehr stark in verschiedenen Sternentstehungsregionen (z. B. Wakelam et al. 2004). Eine niedrige beobachtete CS-Häufigkeit kann Depletion einer schwefelhaltigen Spezies im chemischen Netzwerk als Ursache haben. Aktuelle Untersuchungen von Goicoechea et al. (2006) in der PDR des Pferdekopfnebels lassen dagegen im Vergleich zu chemischen Modellen eher eine geringe Depletion vermuten.

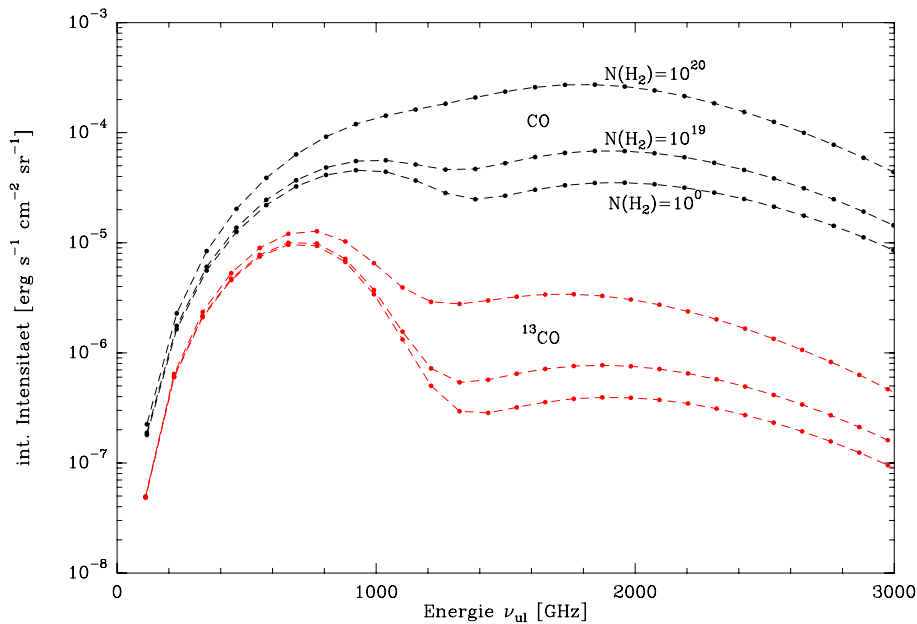


Abbildung 6.14: Modelle mit drei unterschiedlichen Pre-Shielding-Säulendichten (N_{pre} gleich 10^0 , 10^{19} und 10^{20} cm^{-2}).

6.2.7 Diskussion

Es gibt verschiedene Lösungsansätze, welche hier zusammengefasst sind:

Optische Tiefeneffekte. Bei dem untersuchten PDR-Klumpen ist die Emission entlang des zentralen Sehstrahls bei den CO-Übergängen $J_{\text{up}} < 10$ optisch dick. Konkret bedeutet dies, dass die Emission nicht mehr proportional zur Säulendichte ansteigt, sondern in Sättigung übergeht. Die Klumpen schatten sich in einem solchen Medium gegeneinander ab und verringern die Modellemission. Die gefittete Klumpenanzahl entspricht dann der Anzahl der *sichtbaren* Klumpen; die wahre Anzahl ist damit möglicherweise etwas größer. Andererseits füllen Klumpen von < 0.004 pc Durchmesser (wie in Modell (1) von DR 21 C) bei homogener Verteilung gut den Beam von $80''$ (0.66 pc) aus, sodass nicht mehr als 10 Klumpen hintereinander liegen und sich gegenseitig abschatten sollten. Damit kann sich der Linienfluss eines Ensembles um bis einen Faktor 10 reduzieren².

Zweikomponentenmedium. Die geringen Massen der Modelle (1), (3) oder (7) lassen vermuten, dass ein beträchtlicher Teil des Gases nicht (oder nur schwach) in den beobachteten Übergängen nachweisbar ist. So ist die ^{13}CO $1 \rightarrow 0$ -Emission der Modelle deutlich zu niedrig, was dafür spricht, dass zusätzliche Säulendichte mit einer deutlich niedrigeren Temperatur vorhanden sein sollte. Eine solche Komponente lässt sich mit einem Zwischenklumpenmedium (z. B. Meixner & Tielens 1993) oder über eine zweite Art von PDR-Klumpen mit anderen Eigenschaften beschreiben. Ersteres wurde in DR 21 von Köster (1998) simultan für CO, [O I], [C I] und [C II] untersucht.

So hatten die Klumpen in Kösters *DR21-Modell* Dichten von $n_c = 0.5 - 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$, Klumpenmasse von jeweils $10^{-3} - 10^{-2} M_{\odot}$ und wurden von einem Strahlungsfeld

²Ist das Beamfilling kleiner 1, korrigiert dies die Intensitäten entsprechend nach oben.

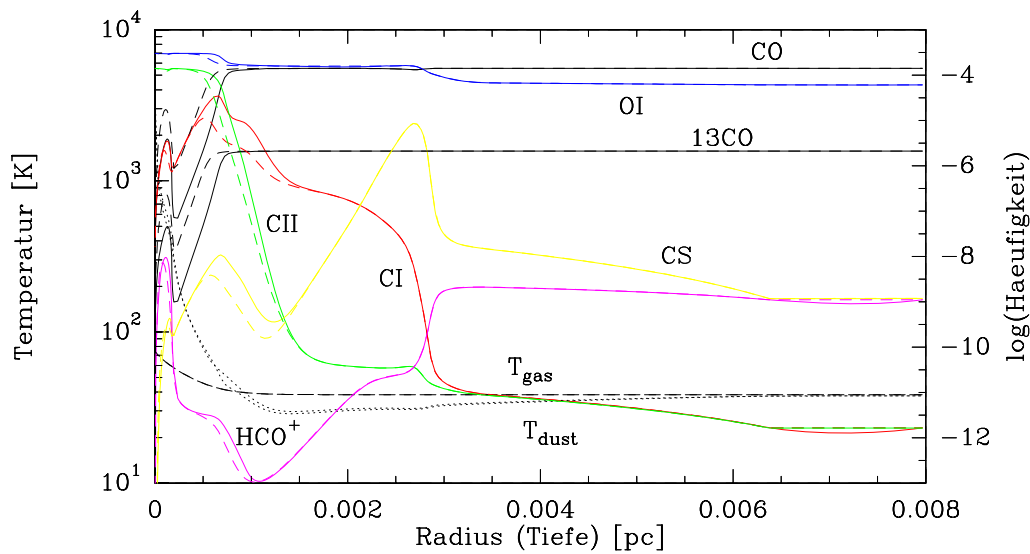


Abbildung 6.15: Zwei Modelle mit $n = 10^6 \text{ cm}^{-2}$, $M_{\text{kl}} = 10^{-1} M_{\odot}$ und $\chi_{\text{FUV}} = 10^4$ bei unterschiedlichen pre-shielding Säulendichten. Dargestellt sind die Gas- und Staubtemperatur und die Häufigkeit von CO, ^{13}CO , C I, C II, O I, CS und HCO^+ entlang der radialen Achse.

von $\chi_{\text{FUV}} = 3 \cdot 10^4$ geheizt. Der mittlere Klumpenradius beträgt dann $3.3 \cdot 10^{-3} \text{ pc}$. Es erstaunt daher nicht, dass das Ergebnis mit den hier gefundenen Werten für Dichte und Klumpenmasse gut übereinstimmt. Zwar wurde das Zweikomponenten-Modell für eine Gesamtmasse von $7.5 \cdot 10^4 M_{\odot}$ modelliert, aber die angenommene Entfernung war mit 3 kpc deutlich größer und kompensiert die höheren Intensitäten teilweise. Das Zwischenklumpenmedium diente primär der Abschwächung der UV-Strahlung und trug aufgrund der geringen Dichte nicht zur Emission bei. Die CO 22→21-Beobachtungen von Lane et al. (1990) lassen sich auch nur mit Klumpen um 10^6 cm^{-3} schlüssig interpretieren. Da im PDR-Modell die physikalisch motivierten Oberflächentemperaturen deutlich höher sind, stimmt auch der obere Grenzwert für 22→21 besser mit der PDR-Modell-Intensität überein als im Strahlungstransportmodell. Die [O I]-Linie bei $63 \mu\text{m}$ konnte mit dem DR 21-Modell ebenfalls nicht in Übereinstimmung gebracht werden. Dank der mittlerweile verfügbaren [O I] $145 \mu\text{m}$ -Daten ist die Häufigkeit von O I besser abschätzbar (vgl. mit 6.2.3.4.3). Es ist ein altbekanntes Problem, dass auch Zweikomponenten-PDR-Modelle (Burton et al. 1990; Meixner & Tielens 1993) [O I] bei $63 \mu\text{m}$ überschätzen, wenn [C II] und [O I] ($145 \mu\text{m}$) den beobachteten Intensitäten entsprechen.

Pre-Shielding der UV-Strahlung Das frequenz-selektive Pre-Shielding von H_2 und CO, welches im Unterschied zum normalen Self-Shielding die Abschirmung nicht nur innerhalb eines Klumpens berücksichtigt, wurde erfolgreich von Köster (1998) in seinen Zweikomponentenmodellen und von Bensch et al. (2003); Bensch (2006) an Dunkelwolken mit hoher H_2 -Säulendichte angewendet. Pre-Shielding beeinflusst die Kohlenstoffchemie, ohne einen nennenswerten Einfluss auf die Temperaturregulation des Gases zu haben.

Inbesondere um DR 21 C hat die hohe Säulendichte möglicherweise einen Ein-

fluss auf die Abschirmung der UV-Strahlung bei CO. Nach einer groben geometrischen Abschätzung mit $f = N_{\text{obs}}(\text{H}_2)/(N_{\text{pre}} \cdot 4\pi)$ reichen bereits sehr wenige Klumpen des Ensembles, um mit ihrer Säulendichte die übrigen Klumpen abzuschirmen. Bei einer beobachteten Säulendichte von $N_{\text{obs}} \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ist ein Pre-Shielding-Faktor $N_{\text{pre}} \geq 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ damit sehr wahrscheinlich.

Abbildung 6.15 verdeutlicht, wie zwei unterschiedlichen Pre-Shielding Säulendichten die Häufigkeiten im Modell beeinflussen. Das erste Modell hat $N = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ und das zweite $N = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Im Vergleich beider Modelle ist eine Stauchung der C II/C I/CO-Übergangszone in Richtung der Oberfläche zu erkennen. CO bildet sich bereits etwas näher am Rand, die [C I]-Schicht verkleinert sich und schiebt [C II] und [O I] etwas weiter nach außen. Durch die Zunahme des Pre-Shieldings um eine Größenordnung, steigt die CO-Säulendichte an und die integrierte Linienintensität des Klumpens wächst um etwa das 3-fache. Dagegen verliert [C I] das 2.4-fache an Intensität. Die am Rand dominanten Spezies [C II] und [O I] bleiben fast unverändert.

Durch den Anstieg der CO-Häufigkeit reduziert sich die notwendige Zahl der Klumpen im Ensemble. Gleichzeitig verschiebt sich das Verhältnis von low- J zu high- J CO zugunsten der high- J Linien. Da [C I] im Ensemble damit etwa 7-fach schwächer wird, sinkt, unter den gleichen Randbedingungen, die Übereinstimmung mit Modell (1). Bei [C II] und [O I] ergibt sich ebenfalls eine Verbesserung, jedoch müsste die Korrektur das 10- bis 100-fache statt nur ein Faktor 3 betragen.

Da Modelle mit Pre-Shielding eine bessere Übereinstimmung mit den beobachteten CO-Kühlkurven bieten, wurde ein Modell mit einer Pre-Shielding Säulendichte $N(\text{H}_2) = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ genauer untersucht. In Abbildung 6.9 sind die Schnittpunkte von [C II]/[O I] und $(I_{\text{CO}} + I_{\text{C I}})/I_{\text{tot}}$ für dieses Modelle hervorgehoben. Diese liegen mit knapp 10^5 cm^{-2} höher als die Dichten aus Abbildung 6.8, wo kein Pre-Shielding angenommen wurde und die FUV-Stärke von DR 21 C und DR 21 (OH) ($\chi_{\text{FUV}} = 1500$ bzw. 220) ist kleiner. Das ursprüngliche Problem, dass sich die Linienemission mit PDR-Klumpenensembeln mit kleiner Masse beschrieben werden kann und einen Großteil der Säulendichte unberücksichtigt lässt, kann mit Pre-Shielding jedoch nicht gelöst werden, da die Ensemblemasse weiter abnimmt.

Klumpenensemble mit verschiedenen Klumpen. Die Parameter N und M_{ges} sind nicht exakt bestimmbar, den je nach Wahl der Linien variiert die gefundene Klumpenmasse zwischen $M_{\text{KI}} = 100 - 500 M_{\odot}$. Aus der Abbildung 6.1 ging hervor, dass die Stärke und Steigung der Intensität bzw. der Verhältnisse nur schwach von der Klumpenmasse abhängt. Dies erklärt den Verlauf der χ^2 -Werte zwischen $M_{\text{KI}} = 10^{-3} - 10^2 M_{\odot}$. Deshalb ist es realistisch anzunehmen, dass *keine* dieser Klumpenmassen repräsentativ ist, sondern eine fraktale Struktur vorliegt, die am besten durch ein Klumpenmassespektrum beschrieben werden kann. Untersuchungen in diese Richtung wurden z. B. von Cubick et al. (2005) unternommen, angewendet auf die radiale Emission in der Milchstraße. In diesem Ansatz wird statt der Klumpenmasse ein Masseindex α definiert, der die Anzahl der Klumpen im Ensemble mit der Klumpenmasse über $dN \sim M_{\text{KI}}^{-\alpha} dM_{\text{KI}}$ in Beziehung setzt. Da dort die Masse unabhängig über die galaktische Rotationskurve bestimmt werden kann, kann die Gesamtmasse in diesem Fall festgehalten werden. Auch ein Dichtegradient ist modellierbar, sodass Dichten hinunter bis zur Dichte eines Zwischenklumpenmediums vorkommen können.

Dynamische Prozesse. Klassische PDR-Modelle sind stationär und im Gleichge-

wicht. Gerade in der Umgebung massiver Sterne sind die Bedingungen einem ständigen Wandel unterworfen. Die Klumpen, von denen bisher die Rede war, sind vermutlich zeitlich begrenzte Dichtespitzen, die sich bilden und wieder auflösen. Kleine Klumpen sind schneller in ein chemisches Gleichgewicht zu bringen als größere, aber dieser Zustand ist auch schneller wieder durch kinematische Prozesse zerstörbar. Dynamische Modellen lassen sich auf vielerlei Weise realisieren, etwa als Voranschreiten der UV-Strahlung in die Wolke hinein (Störzer et al. 1997; Stoerzer & Hollenbach 1998), durch Diffusion der Spezies durch den Klumpen (z. B. Décamp & Le Bourlot 2002) oder durch Evolution einer anfänglich rein atomaren Wolke bis zu einem gewissen Zeitpunkt.

Es könnte daher vermutet werden, dass die Schicht in einer PDR, in der CO unter hohen Temperaturen gebildet wird (Dicke im Modell für kleine Masse und hohe Dichte etwa 10^{-4} pc), von einem Molekül so schnell durchquert werden könnte, dass sich kein Gleichgewicht bilden kann. In der Tat könnte ein Molekül mit einer Geschwindigkeit von $v = 1 \text{ km s}^{-1}$ diese Zone in nur ca. 100 Jahren durchqueren. Die freie Weglänge zwischen zwei Stößen ist bei den hohen Dichten allerdings sehr kurz ($\sim 1.3 \cdot 10^{-9}$ pc). Auch muss die Zeitskala in Beziehung gesetzt werden mit den chemischen Reaktionsraten für die Bildung und Zerstörung eines Moleküls. Nach Reaktionsraten von Millar et al. (1997) ergibt sich, dass die Bildung von CO bei hohen Temperaturen und hohen Dichten sehr effektiv abläuft. CO sollte deshalb einen stetigen Nachschub aus dem ionisierten Gas erhalten.

Burton et al. (1990) vergleichen die starken Unterschiede im Druck zwischen den dichten warmen Klumpen ($10^9 - 10^{10} \text{ K cm}^{-3}$) und dem Zwischenklumpenmedium ($\sim 10^6 \text{ K cm}^{-3}$) und finden, dass die Klumpen innerhalb von weniger als $3 \cdot 10^4$ Jahren expandieren und verdampfen sollten, sobald das Zwischenklumpengas von der expandierenden H II-Region verdrängt wird. Solange das Zwischenklumpengas noch vorhanden ist, wäre die Abschirmung vor der FUV-Strahlung allerdings sehr effektiv.

Stoßfronten. Einige Autoren wie z. B. Lane et al. (1990) halten alleinige Anregung durch *Schocks* ebenfalls nicht für ausreichend, um [C II], [O I] und die high-*J* CO Linien erklären zu können. Die Bildung von CO ist in Schocks über OH und das Zwischenprodukt HCO^+ ebenfalls möglich, da die Reaktionsgeschwindigkeiten hierfür genügend schnell ablaufen (Hollenbach & McKee 1989). Lerate et al. (2006) sieht anhand von high-*J* CO in Orion KL drei Temperaturbereiche zwischen 360 K–660 K. Falls die beobachtete Emission der CO-Linien primär durch Stoßfronten angeregt wird, können die post-Schock Temperaturen zwar mit einem PDR-Klumpenensemble „gemessen“ werden (prinzipiell gelten bei Schocks die gleiche Heiz- und Kühlprozesse wie bei der PDR), jedoch ist die Schlussfolgerung auf das FUV-Feld nicht zulässig, da in Stoßfronten auch magnetohydrodynamische Prozesse vorkommen, die kinetische Energie an das Gas übertragen. An dieser Stelle soll daher festgehalten werden, dass aus dem Fit der CO- und ^{13}CO -Linien ein größeres χ_{FUV} -Feld folgte als durch I_{FIR} abgeschätzt wurde, was Spielraum für zusätzliche kinetische Energie bietet.

6.2.8 Vergleich zu plan-parallelen PDR-Modellen

Viele Publikationen verwenden plan-parallelen PDR-Modellen (z. B. Kaufman et al. 1999) und betrachten statt der Intensitäten meist Linienverhältnisse (siehe auch die

Analyse der Region W 3 Main in 5.4.5). Bei Linienverhältnissen umgeht man die Frage nach absoluten Größen wie Intensität oder Masse. Sie gelten daher als resistenter gegen Fülleffekte, da keine zusätzlichen Annahmen über die gasfreien Zwischenräume (die *filling factors*) gemacht werden müssen. Diese Annahme ist zwar einfach – denn sind beide Füllfaktoren gleich, so *kürzen* sich diese heraus – aber bei genauerer Betrachtung ist dies nicht korrekt. Denn sobald die Linien aus unterschiedlichen Bereichen der Wolke stammen (z. B. CO aus dem Kern und [C II] aus der Hülle), gehen die unterschiedlichen Füllfaktoren direkt in das Verhältnis ein. Im plan-parallelen Fall ist dieser geometrische Faktor (abgesehen von optisch dünnen Linien bei hohem A_V) nicht vorhanden. Zu einem exakten Vergleich zweier Modelle mit unterschiedlicher Geometrie dürften im Grunde nur Verhältnisse von Linien, die aus dem gleichen Medium stammen, miteinander verglichen werden, z. B. CO $7 \rightarrow 6/6 \rightarrow 5$, aber [C II] zu CO wäre damit nur analysierbar, wenn gleichzeitig bekannt ist, wie disjunkt die Volumina bzw. die Flächen zueinander sind. Erst durch den kompletten Strahlungstransport und der sphärischen Geometrie im KOSMA- τ PDR-Modell ergeben die intrinsischen Häufigkeitsverteilungen der unterschiedlichen Spezies unterschiedliche Füllfaktoren, und damit Verhältnisse $\neq 1$ (vergleiche Diskussion in Störzer et al. 1996).

In dem hier verwendeten Ansatz ist klar, dass ein einzelnes Modell (d. h. $N = 1$) allein wegen der festen Linienbreite im Modell nicht in der Lage sein kann, die Linienemission korrekt zu beschreiben. Durch Variation von N kann hingegen die Ensemblegröße und -masse abgeschätzt werden und es stellt sich nicht die Frage, welches Linienverhältnis für die Analyse sinnvoll erscheint und welches redundant zu einem anderen Verhältnis ist.

6.3 Zusammenfassung

1. Die Infrarotleuchtkraft und die Geometrie der H II-Region in DR 21 C lassen den Schluss zu, dass der zentrale Stern den Spektraltyp O9 (oder heißer) haben muss. Das FUV-Feld an der Grenze zur Molekülwolke hat etwa die Stärke $G_0 = 1.3 \cdot 10^4$. DR 21 (OH) beherbergt nach der Leuchtkraft einen B0.5-B1-Stern und ON 1 einen B0.5-Stern. Im FUV-Bereich entspricht die Infrarotleuchtkraft einem Feld $G_0 = 3 - 5 \cdot 10^3$.
2. Es wurde ein Vergleich der integrierten Linienintensitäten mit dem KOSMA- τ -PDR-Modell durchgeführt. Ein Ensemble aus sphärischen PDR-Klumpen wurde so ausgewählt, dass es die CO- und ^{13}CO -Linienintensitäten nachbildet. Es stellte sich als schwierig heraus, die unterschiedlichen Temperaturkomponenten des Gases in einem mikrophysikalischen Ansatz gemeinsam zu modellieren. Vielmehr bedingt die CO und ^{13}CO -Emission sehr kleine ($r < 0.004$ pc) und dichte Klumpen ($n \simeq 10^6 \text{ cm}^{-3}$), deren Gastemperatur im Kern noch vom FUV-Feld ($\chi_{\text{FUV}} \geq 10^4$) beeinflusst werden kann. Die Dichten sind eine notwendige Voraussetzung für die high- J Rotationslinien von CO. Dagegen sollten [C II] und [O I] aus einem deutlich weniger dichten Medium ($n \simeq 10^4 \text{ cm}^{-3}$) stammen, da die Bedingungen an den Oberflächen der kleinen dichten Klumpen diese Linien zu stark anregen würden.

3. Die Verteilung der CO-Kühlung auf die low-, mid- und high- J Linien zeigt in DR 21 klare Unterschiede zwischen den mikrophysikalischen PDR-Ensemblemodellen und den makrophysikalischen Strahlungstransportmodellen. Besonders die high- J CO-Linien verhalten sich in den PDR-Modellen mit Temperatur- und Dichtegradienten komplexer als vermutet. Beide Modelle sind mit den CO und ^{13}CO Beobachtungsdaten gut vereinbar. Im zweikomponentigen Strahlungstransportmodellen wird gerade die Emission zwischen $J_{\text{up}} = 7$ und 16 stärker vorausgesagt als von den PDR-Modellen. In beiden Modellen ist die Masse, die dem warmen und dichten Gas zugeordnet werden kann, einige Prozent der Gesamtmasse. Bereits Burton et al. (1990) erkannten, dass die high- J CO-Linienemission ein typisches Indiz für das klumpige Medium einer PDR ist, in welches dichte warme Klumpen eingebettet sind. Auch in DR 21 und ON 1 führt die Analyse zur selben Schlussfolgerung.
4. Die besten χ^2 -Lösungen werden für Modelle zwischen $\chi_{\text{FUV}} = 10^4 - 10^5$ erreicht. Damit ist mit der Energie aus dem UV-Feld die Linienemission modellierbar, jedoch liegen die FUV-Felder, die aus dem FIR-Kontinuum abgeleitet wurden, niedriger.
5. Die Kombination des $[\text{C II}]/[\text{O I}]_{145}$ -Verhältnisses und der Gaskühleffizienz e' eignet sich als Tracer des UV-Feldes. Das abgeleitete FUV-Feld ist mit $\chi \simeq 10^{3.6}$ in DR 21 C und (OH) sehr ähnlich. Die Dichte des Gases aus dem die $[\text{C II}]$ und $[\text{O I}]$ -Emission stammt ist um $10^{3.5} - 10^{4.5} \text{ cm}^{-3}$. An den Ausflüssen DR 21 E und DR 21 W sinkt das Strahlungsfeld ab, die Dichte steigt dagegen auf $> 10^5 \text{ cm}^{-3}$ an.
6. $[\text{C II}]$ & $[\text{O I}]$ auf der einen Seite und CO & $[\text{C I}]$ auf der anderen Seite stammen aus sehr unterschiedlichen Regionen des PDR-Klumpens. Das FUV-Feld, welches für die Anregung der CO-Linien notwendig ist, ist etwa eine Größenordnung stärker als das für $[\text{C II}]$ und $[\text{O I}]$.
7. Die Kühlemission des Gases stammt in den betrachteten PDR-Modellen bei den aus I_{FIR} bestimmten FUV-Feldern zu weniger als 2 % von CO und von $[\text{C I}]$. Der Rest verteilt sich auf $[\text{O I}]$ und $[\text{C II}]$. Dies steht im Widerspruch zu den Beobachtungen, die einen CO-Anteil von bis zu 80 % belegen. Selbst in einem zweikomponentigen Medium müsste das FUV-Feld in einer der Komponenten deutlich unter $G_0 = 10^1$ liegen, damit dieser CO-Anteil erreicht werden kann.
8. Mit Pre-Shielding kann der Anteil von warmen CO erhöht werden. Dies lässt sich durch PDR-Modelle mit einem Anstieg der optisch dünnen Emission von high- J CO und ^{13}CO belegen. Pre-Shielding kann andererseits nicht die sehr unterschiedliche Werte bei der beobachteten und der modellierten $[\text{C II}]$ - und $[\text{O I}]$ -Emission erklären.

Anhang A

Neue Softwarekonzepte am KOSMA-3m-Teleskop

Entscheidend für die erfolgreiche Durchführung einer radioastronomischen Messung ist, dass die Systeme an einem Observatorium wie vom Beobachter gewünscht funktionieren. Insbesondere mit der Erschließung der Frequenzen oberhalb von 345 GHz bis in den Tera-Hertz-Bereich bedarf es einer effizienten Nutzung der hier raren Messzeit (typischerweise wenige Stunden pro Messkampagne). Daher ist es eine Notwendigkeit, bei der Vielzahl an hochspezialisierten Systemen als Beobachter am Observatorium den Überblick zu behalten und Probleme frühzeitig zu erkennen. Die Observatoriumssoftware, welche u. a. die Teleskop- und Empfängerhardware ansteuert, hat daher eine wichtige Rolle. Sie übernimmt viele ständig wiederkehrende Steueraufgaben, fängt Fehler ab oder meldet sie an den Beobachter und sollte dann bei deren Beseitigung behilflich sein.

Observatoriumssoftware ist oft zehn und mehr Jahre ohne allzu tiefgreifende Veränderungen im Einsatz (*never change a running system*). Dennoch ist aus verschiedenen Anlässen eine regelmäßige Überarbeitung der Software notwendig, z. B. zur Inbetriebnahme eines neuen Empfängers. Bei der Planung des neuen Instruments ist meist schon klar, an welchem Observatorium es zum Einsatz kommen wird. Entsprechend früh sollte mit der Anpassung der Ansteuerungsschnittstellen für den Einsatzort begonnen werden. Da vor Ort dann meist nur wenig Zeit und Manpower zur Verfügung steht, sind vorherige Tests und Simulationen wichtig, um das Zusammenspiel von Software und Hardware zu optimieren. Wie die Praxis zeigt, reicht es nicht, wenn bei der Entwicklung eines neuen Instruments nur das Verhalten der isolierten Hardware genau festgeschrieben wird, aber gleichzeitig nicht auf die Erfordernisse für ein reibungsloses Zusammenspiel der unterschiedlichen Komponenten im Observatorium geachtet wird. Eine modulare Kontrollsoftware, in der alle Kommunikationswege zwischen den Komponenten festgelegt sind, stellt genau dies sicher. Entsprechend wichtig ist das Grundkonzept der Observatoriumssoftware, damit zukünftige Erweiterungen leichter umgesetzt werden können. Die in Kapitel 1 genannten Punkte (neue Multibeam-Empfänger, neue Spektrometer, effektivere Beobachtungsmodi und schnellere Rechner) zeigen klar, dass

dies nur möglich ist, wenn das Konzept sehr einfach und modular gehalten wird. Denn jede nachträglich eingebrachte Erweiterung führt zwangsläufig zu einer Steigerung der Komplexität und Fehleranfälligkeit und kann, trotz genauer Planung, schnell unvorhergesehene Seiteneffekte haben. Die Test- und Erprobungsphase unter Realbedingungen an einem Observatorium, in der alle notwendigen Funktionen getestet werden, ist daher eine sehr wichtige Phase am Abschluss einer Entwicklung, weil danach die Version für länger Zeit eingefroren wird und für die Beobachter dokumentiert wird.

Das folgende Kapitel zeigt, dass, parallel zur Entwicklung von neuen Empfängern, auch die Software deutlich weiterentwickelt wurde.

A.1 Die neue Kontrollsoftware: Kosma-Control

Bei KOSMA war mit der Entwicklung des SMART-Empfängers etwa seit Anfang 2000 klar, dass die bestehende Rechnersoftware und -hardware am KOSMA-Observatorium keine 16 Kanäle mit einem Sampling von wenigen Sekunden Auflösung wird ansprechen können. Ausserdem waren in der alten Software keine Mehrpixel-Empfänger vorgesehen, sodass die Berechnung und Korrektur der Pixeloffsets in den astronomischen Karten nicht möglich gewesen wäre. Daher bestand die Notwendigkeit nach einer neuen Kontrollsoftware.

Die zu diesem Zeitpunkt am KOSMA-Teleskop vorhandenen Systeme entstanden nicht selten im Rahmen von Diplom- oder von Doktorarbeiten. Die Systeme wurden modular konzipiert und ließen sich über einen MS-DOS-PC ansprechen und über Netzwerk fernsteuern. Die Steuerung übernahm das sogenannte *Fahrprogramm*, welches auf einem VAX-System aufsetzte.

Im Zeitraum zwischen 2001 bis 2005 wurde das Fahrprogramm und einige der alten Subsysteme graduell durch moderne Linux-Systeme ersetzt. Damit das bestehende, lauffähige System nicht beeinträchtigt wurde, konnte schnell zwischen der alten und neuen Software gewechselt werden. Im folgenden eine Übersicht über die neue Struktur von Anfang 2006.

Die Kosma-Control-Software¹ hat eine gegliederte Struktur aus drei Ebenen (siehe auch Abbildung A.1):

- Die unterste Ebene entspricht der Hardwareebene, d. h. hier stehen die Programme, die mit der Mess- und Steuerhardware kommunizieren. Auf dieser Ebene befinden sich Module, welche die Subsysteme, wie z. B. die Spektrometer, die Teleskopmotoren ansteuern, oder Sensordaten von der Wetterstation oder den Neigungssensoren empfängt. Es hat sich etabliert pro Hardwarekomponente ein sog. Server-Programm zu installieren, der die Hardwareeigenschaften als Modul im Netzwerk abbildet und eine einfache Kontrolle des Subsystems erlaubt. Nur eine Teilmenge der Funktionen einer Hardware sind für die Messung wirklich notwendig, daher wird einzeln für jedes Modul festgelegt, welche Ein- und Ausgabe benötigt wird. Eine direkte Interaktion des Subsystems mit dem Benutzer

¹Der Oberbegriff Kosma-Control beschreibt im weiteren Sinne aller Steuersoftwarepakete am KOSMA-Observatorium. Im engeren Sinne ist der Begriff synonym mit dem Kern der eigentlichen Fahrprogramm-Software.

ist auf dieser Ebene zwar nicht sinnvoll, aber wie die Erfahrung zeigt, ist es hin und wieder notwendig dem erfahrenen Benutzer hier Eingriff zu gewähren.

- Die Kommunikation mit der unteren Ebene geschieht üblicherweise über eine aufgabenspezifische Gruppe von Serverprozessen, die in der Ebene darüber stehen. Auf dieser Ebene sind Methoden implementiert, die dem Beobachter als *Messmodi* bekannt sind. Ein Messmodus beschreibt die zeitsynchronisierte Ansteuerung der Subsysteme zur koordinierten Aufnahme von Messdaten. Dazu werden Daten aus verschiedenen Quellen der unteren Ebene zusammengetragen und gemeinsam als Rohdaten archiviert. Die Rohdaten enthalten alle relevanten Beobachtungsparameter, die für die spätere Kalibration (oder auch Nachkorrektur) benötigt werden.
- Der Beobachter interagiert mit der Software nur auf der obersten Ebene, wobei zudem oftmals noch automatisierte Script-Abarbeitung zum Einsatz kommen. Die Scripte enthalten eine Abfolge von Messbefehlen mit spezifischen Aufgaben, wie etwa die Erstellung einer Karte einer Region am Himmel. Durch die Befehle auf dieser Ebene treten die unteren Ebenen vor dem Beobachter in den Hintergrund. Tritt dort ein Fehler auf, so wird dieser durch die Ebenen nach oben propagiert und angezeigt. Das richtige Fehlermanagement ist wichtig, damit sich der Beobachter nicht in falscher Sicherheit wiegt und Fehler erst nachträglich bemerkt. Andererseits kann eine Fehlermeldung ohne klare Aussage auch zu längeren Ausfällen führen, weil die Ursache eventuell trivial ist aber nicht lokalisiert werden kann (Stichwort:Komplexität). Es ist also wichtig den Überblick zu behalten, um im Fehlerfall die richtigen Entscheidungen treffen zu können.

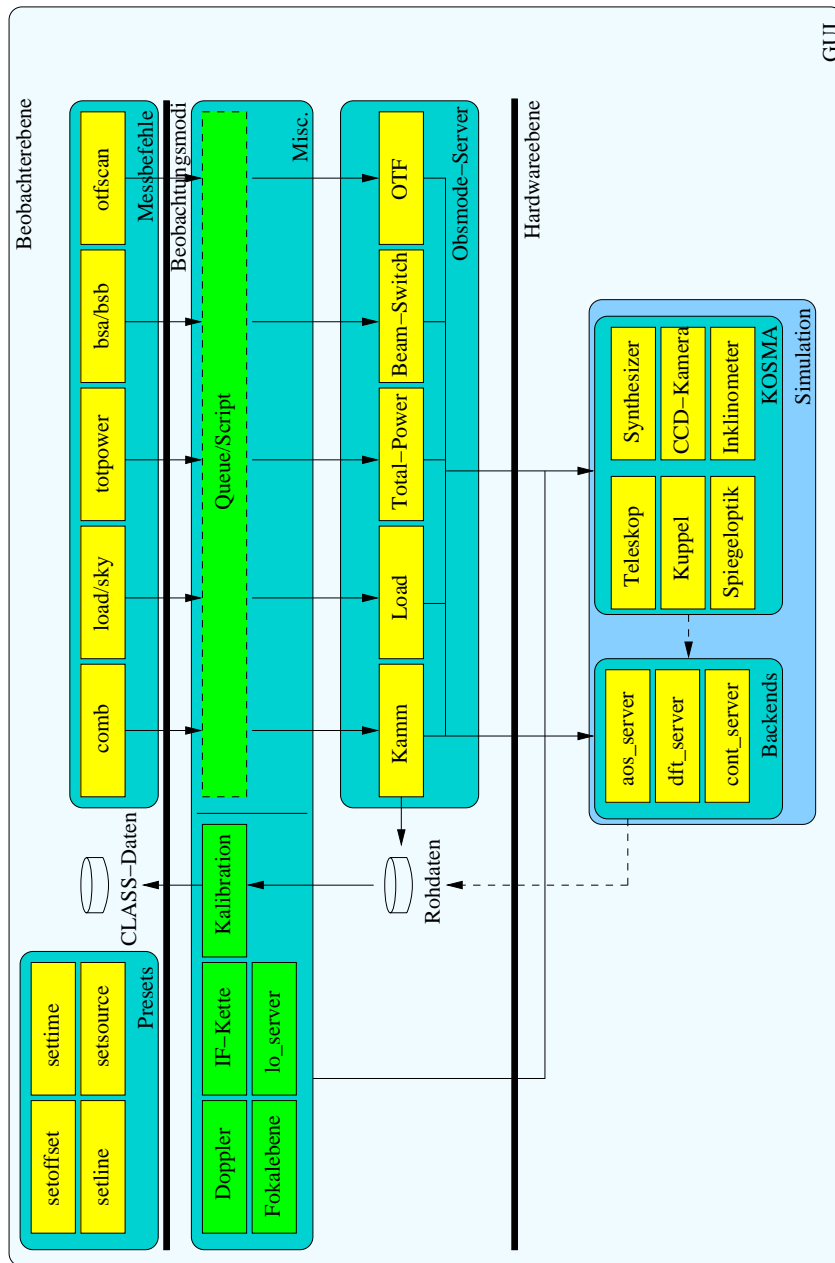


Abbildung A.1: Übersichtsschema der Kosma-Control Software. Oben stehen die Benutzerkommandos. In der Mitte stehen die Server der Beobachtungsmodi, denen ein Script oder das Queuesystem vorgeschaltet sein kann. Weiterhin gibt es für verschiedene Spezialaufgaben weitere Server, die mit den anderen Servern der Ebene und den Servern auf der Hardwareebene darunter kommunizieren. Das Endprodukt, die Messdaten, stehen dem Beobachter nach der Kalibration zur Verfügung. Alle Komponenten können von der GUI MOBSI (siehe Text) aus gesteuert werden. Die Hardwareserver können durch Simulatoren ersetzt werden.

A.1.1 Die Sub-Systeme

Bei KOSMA unterteilen sich die oben beschriebenen Ebenen wie folgt. Auf der Hardwareebene existieren:

- Teleskop-Steuerung – Nimmt astronomische Koordinaten entgegen und setzt diese zeitgenau in Winkel für die azimutale Montierung um. Abweichungen von der Sollposition können festgestellt werden und als Fehler weitergereicht werden. Pointingfehler können nach einem Modell von Ulich korrigiert werden (siehe Jakob 2002).
- Kuppel-Steuerung – Die Tore der Kuppel werden automatisch so ausgerichtet, dass das Teleskop im Messbetrieb jederzeit eine ungehinderte Sicht auf den Himmel hat.
- Spiegeloptik-Steuerung – Je nach Messmodus und Instrument können die Spiegel in der Optik so verstellt werden, dass das Instrument entweder auf den Himmel oder auf die Kalibrationseinheit sieht.
- Subreflektor-Steuerung – Der KOSMA Subreflektor verfügt über eine *Chopper*-Einheit, welche den Teleskopbeam schnell auf zwei, bis maximal 6 Bogenminuten voneinander entfernte Punkte, ausrichten kann. Zudem kann der Fokus des Subreflektors eingestellt werden.
- Wetterstation und Temperatursensoren – Diese Parameter haben direkten Einfluss auf das Pointing und die Datenkalibration.
- Takt-Steuerung – Einige Messmodi erfordern einen schnellen Wechsel zwischen einem Quell- und Referenz-Signal. Der Takt liegt als Hardwaresignal vor und kann die Ausrichtung des Choppers steuern. Die Länge der Takte kann variiert werden und wird so gewählt, dass das Driftverhalten in den Empfängerkomponenten möglichst wenig stört.
- CCD-Kamera – Das Pointingmodell wird mit einer CCD-Kamera durch eine automatische Messprozedur an sichtbaren Sternen gemessen und kann überprüft und gegebenenfalls angepasst werden.
- Inklinometer – Dieses Subsystem kann Winkel von mehreren Inklinometern (x-y-Neigungsmesser) einlesen. Eine Mittelung dieser Winkel kompensiert dynamische bedingte Schwingungen bei Beschleunigungen der Teleskopmontierung.
- Zeit-Synchronisation – Hält alle Rechner im Observatoriumsnetz auf dem gleichen Zeitnormal. Als Zeitquellen kann ein GPS-System, eine lokale Atom-Uhr oder ein per Internet erreichbarer NTP-Server dienen.
- PLL-Synthesizer-Steuerung – Je nach verwendetem Lokaloszillator-Typ muss eine PLL-Regelung bei niedrigeren Frequenzen verwendet werden. Die benötigte LO-Frequenz wird diesem Subsystem übergeben und von der internen Logik in Synthesizerfrequenzen umgesetzt. Dies betrifft auch die Wahl der Harmonischen mit der z. B. ein Gunn-Oszillator betrieben wird.

- Backend-Datenaufnahme und Rohdatenerzeugung – Dabei kann es sich um Akusto-Optische Spektrometer (AOS), digitale FastFourier-Transform-Spektrometer (DFT) oder um Kontinuum-Detektoren handeln. Zudem existiert im Rahmen des HIFI-Instruments für Herschel auch für die bodengebundenen Teleskope ein Daten-Simulator mit dem der gesamte Hochfrequenz-Zweig von der Quelle bis hin zu den Zählwerten des Spektrometer simuliert und *trocken* getestet werden kann.

Die eben genannten Systeme repräsentieren nicht die Hardware selbst, sondern sog. *Interface-Systeme*, welche die Hardwarefunktionalität abstrahieren. Neben diesen real in Hardware existierenden Systemen gibt es noch einige *virtuelle* Systeme:

- Doppler-Korrekturberechnung – Ermittelt die Geschwindigkeitskomponente einer Quelle, mit der sich diese auf den Beobachter *zu* oder sich vom Beobachter *weg* bewegt.
- Frequenzberechnung der Zwischenfrequenz aus der Ruhelinienfrequenz
- Fokalebene-Korrekturen und Instrumentauswahl. Die Nachführung des Empfängerbeams am Himmel kann durch verschiedene bewegliche Spiegel beeinflusst werden. Eine Korrektur der Position sowie eine Berechnung der Rotation der Fokalebene bezüglich des Himmels ist insbesondere für Array-Empfänger nützlich, wenn nicht gar notwendig.
- Hardware-Simulatoren – Für Testzwecke gedachte Programme, die das Verhalten der Hardware simulieren können.

Während der astronomischen Beobachtung werden verschiedene Messmodi durch Kommandos vom Beobachter angefordert. Der jeweilige Messmodus reserviert die Subsysteme der unteren Hardwareebene für eine bestimmte Aufgabe und steuert deren Zusammenspiel während der Messung. Pro Messung werden *Scan-* und *Subscan-* Nummern vergeben. Insbesondere erhöht sich die Scannummer bei jedem Wechsel des Messmodus. Die Messmodi am Teleskop sind:

- Kamm-Messung und Auswertung – Bei der Kammmessung wird die Frequenzskala des Spektrometers kalibriert. Die genaue Position einer Referenzfrequenz wird im Spektrometer lokalisiert sowie die Orientierung und die Auflösung der Frequenzskala gemessen. Dies ist notwendig, da der `lo_server` die LO-Frequenz auf diese Nominalfrequenz des Referenz-Spektrometers abstimmt.
- Load-Kalibration – Das Kalibrationsschema für (sub)-mm Beobachtungen sieht einen Zyklus aus *Zero-*, *Cold-* und *Hot-Load* Messung vor. Damit können die Auslesewerte des Spektrometers auf eine Temperaturskala geeicht werden. Beschrieben werden diese und andere Methoden in Hiyama (1998).
- Total-Power-Messung – Ein Standardmodus, in welchem das Teleskop zwischen einer Position abseits der Quelle und auf der Quelle wechselt.

- Beam-Switched-Power- und Frequency-Switched-Messung – Regelt die Ansteuerung des Choppers bzw. setzt einen Frequenzversatz, der periodisch durch den Takt aktiviert wird.
- On-The-Fly-Messung – In diesem kontinuierlichen Messmodus wird die Quelle langsam überfahren und dabei mehrere Einzelmessungen (ohne Totzeiten) ausgeführt. Beuther (1999) zeigte, dass dabei die Messzeit effektiver genutzt wird als bei Messungen an Einzelpositionen.
- Maintenance – Dieser spezielle Teleskop-Modus ist für den Wartungsbetrieb vorgesehen, wenn etwa ein neue Pointingmodell generiert werden muss weil das alte Modell nicht mehr genau genug ist.

Diese Messmodi sind primär für Heterodyn-Empfänger mit hochauflösenden Spektrometern konzipiert. Weitere Messmodi, wie etwa für Bolometer-Systeme, lassen sich noch implementieren.

A.2 Kalibration

Die während der Messung geschriebenen Messdaten (die sog. Rohdaten) enthalten alle notwendigen Informationen (den sog. *Header*), um eine automatische Auswertung (die *Datenreduktion*) durchzuführen. Dies ist die Aufgabe des Kalibrationsprogramms *kalibrate*. Erst nach Inspektion der Datenprodukte kann ein Beobachter feststellen, ob die Messung entweder geglückt ist oder fehlerhaft war und ob das Signal-zu-Rauschverhältnis nach der abgeschätzten Integrationszeit tatsächlich den Anforderungen entspricht. Nicht zuletzt, weil eine Wiederholung der Messung später eventuell nicht mehr möglich ist, ist die sofortige Reduktion und Sichtung der Daten *während* der Messung wichtig.

Die genaue Abarbeitung bei der Datenreduktion geschieht in der sog. *Reduktions-Pipeline* in mehreren Schritten.

A.2.1 Rohdatenaufbereitung

Bevor die Spektren ausgewertet werden können, müssen die Header-Daten untersucht werden. Je nach Messmodus werden unterschiedliche Datensätze benötigt. Neben den eigentlichen Daten *On-Source* sind üblicherweise die *Cold-*, *Hot-*, *Referenz-*Daten notwendig. Diese Messungen gehen in der Regel der *On-Source*-Messung voraus (sinnvoll ist eine zeitnahe Messung). Nach diesem Ansatz sammelt das Kalibrationsprogramm Daten und schreibt diese als *reduzierte* Daten in *CLASS*-Format auf einen Datenträger.

Im ersten Schritt der Pipeline werden daher alle notwendigen Datensätze gesichtet und gegebenenfalls um noch fehlende ergänzt. Dazu wird ein einzelner Scan komplett in eine Speicherstruktur übertragen. Da noch ein Kalibrationsscan fehlt, wird dieser anhand seiner Scannummer identifiziert und nachgeladen (z. B. kann dies der unmittelbar vorausgegangene Scan sein oder, falls schon vorhanden, ein direkt nachfolgender Scan, welcher per *prefetch*-Funktion eingelesen wurde). Die Daten der Referenzposition sind in der Regel bereits im Scan als Subscan enthalten. Sind die Daten komplett, so

führt die Pipeline mit der Kalibration und Datenreduktion fort. Eine Verbesserung der Spektren kann durch Interpolation der Zählraten zwischen zwei Load- oder Referenz-Messungen erreicht werden. Diese interpolierten Daten ersetzen dann die vom Datenträger geladenen Datensätze.

A.2.2 Kalibrationsschemata

Alle Spektren werden auf eine einheitliche Temperaturskala kalibriert. T_A^* (in Kelvin, siehe Hiyama 1998) ist eine in der (sub-)mm-Astronomie übliche Einheit, um Linienstärken zu messen. Neben der rein durch die *Hot-* und *Cold-Load* gegebenen Temperaturskala, wird hier die Atmosphäre als Absorber und Emmitter mit berücksichtigt und korrigiert, so als ob gänzlich ohne Atmosphäre beobachtet würde.

Eine Kalibrationsroutine im Kalibrationsprogramm bestimmt aus den Zählwerten für Cold- und Hot-Load, sowie für die Referenz-Position eine mittlere atmosphärische Opazität (welche sich von den optische Tiefen in den beiden Empfänger-Seitenbändern, der *Sideband-Imbalance*, unterscheiden kann) und daraus einen Kalibrationsfaktor, mit dem die Rohdaten skaliert werden. Bisher wurde lediglich ein Kalibrationsfaktor für das gesamte Empfängerband bestimmt. Da die Transmission der Atmosphäre jedoch auch innerhalb der Bandbreite von typischerweise 1 GHz (entspricht 2 GHz) deutliche Variationen zeigen kann (Beispiele sind die sehr breiten Linienflügel der Wasserlinien oder die sehr häufigen Ozonlinien), wird ein hochaufgelöstes Atmosphärenmodell verwendet. Die Datenreduktion bietet sowohl das alte wie auch das neue Verfahren an. Ebenso kann zwischen einer gemeinsamen Kalibration gewählt werden, wo der Wasserdampfgehalt entweder für alle Frequenzbänder simultan bestimmt wird oder die Transmission individuell für jedes einzelne Backend gemessen wird.

A.2.3 Graphische Darstellung der Messdaten

Während der Kalibration lassen sich die Messdaten sofort graphisch darstellen. Grobe Fehler während einer Messung, wie eine falsche Aussteuerung, Stabilitätsprobleme oder Frequenzfehler können so leichter identifiziert werden. Die Temperatur und Struktur der Atmosphäre ist darstellbar und bei Load-Messungen werden die Empfängertemperaturen ausgegeben.

A.3 Graphische Beobachterunterstützung

Zeitgleich mit der Entwicklung der Kosma-Control-Software wurde eine neue graphische Schnittstelle (kurz GUI) entwickelt, welche zur Unterstützung des Beobachters bei der Vorbereitung und der Ausführung der Messungen mit Kosma-Control konzipiert wurde. Die GUI soll den Umgang mit der Software in mehreren Punkte erleichtern:

- Darstellung und intuitive Steuerung des modularen Netzwerks der untereinander interagierenden Systeme. Damit kann die Einarbeitungszeit reduziert werden und statt dessen die Software effektiver eingesetzt werden, so dass weniger wertvolle Beobachtungszeit verloren geht.

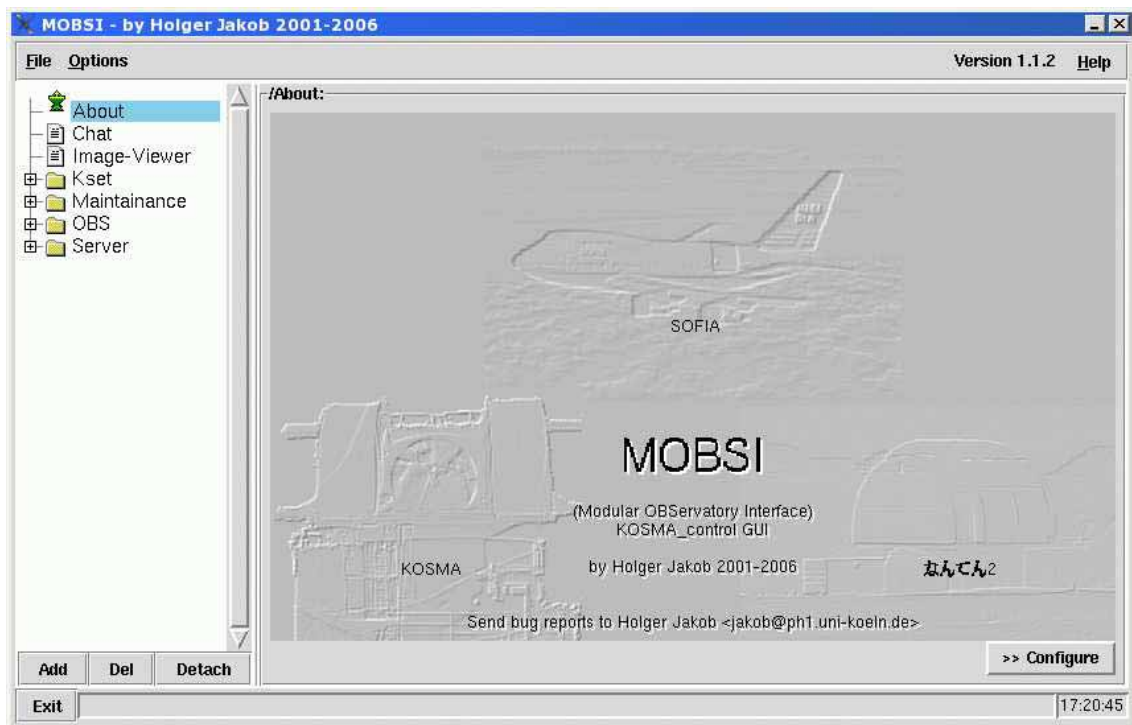


Abbildung A.2: Die Startansicht der GUI.

- Die GUI bildet das modulare System auf die Benutzeroberfläche ab. Das rudimentäre GUI-Modul bietet selbst nur Funktionen zur Verwaltung von Plug-In Modulen an, mit denen die GUI erweitert werden kann. Mit diesen Modulen kann dann der Status überwacht werden, was alle wichtigen *Housekeeping* Informationen zum Teleskopstatus, Kalibration, Wetterbedingungen oder Empfängerstatus beinhaltet. Es lassen sich neue Beobachtungen planen und in einem Queueing-System ausführen. Damit kann auch ein schneller Überblick über den Status eines Messprojekts gewonnen werden. Verschiedene Queues für unterschiedliche Wetterbedingungen oder Empfänger lassen sich leicht einrichten. Eine Queue wird sequenziell abgearbeitet, bietet aber die Möglichkeit zur Neumessung einer bereits abgearbeiteten Messung.
- Routine- und Wartungsarbeiten wie Backups oder Pointingmessungen werden unterstützt. Dies ist gerade bei kleineren Teleskopen wie KOSMA oder NANTEN2 wichtig, weil hier kein ständig verfügbares Personal am Teleskop arbeitet.

Mit der GUI wurden bereits Messkampagnen bei KOSMA im Winter 2004/05 und 2006 bei NANTEN2 abgeschlossen, wo die Software erfolgreich getestet wurde. Damit ist die Software auch für zukünftige Projekte vorbereitet.

A.3.1 Konzept

Das Aufgabenfeld einer Benutzeroberfläche gliedert sich in

- Übersichtliche Visualisierung des globalen Systemstatus inklusive Warnhinweisen bei Fehlern.
- Aufsetzen, Ausführung und Überwachung von Messungen.
- Methoden zur Behebung von auftretenden Problemen anbieten.

Dagegen ist die Benutzeroberfläche *kein* vollwertiges, integriertes Messprogramm. Es hilft dem Beobachter nicht bei der Auswertung. Sie bietet auch keine *Beobachtungen auf Mausklick*.

A.3.2 Umsetzung

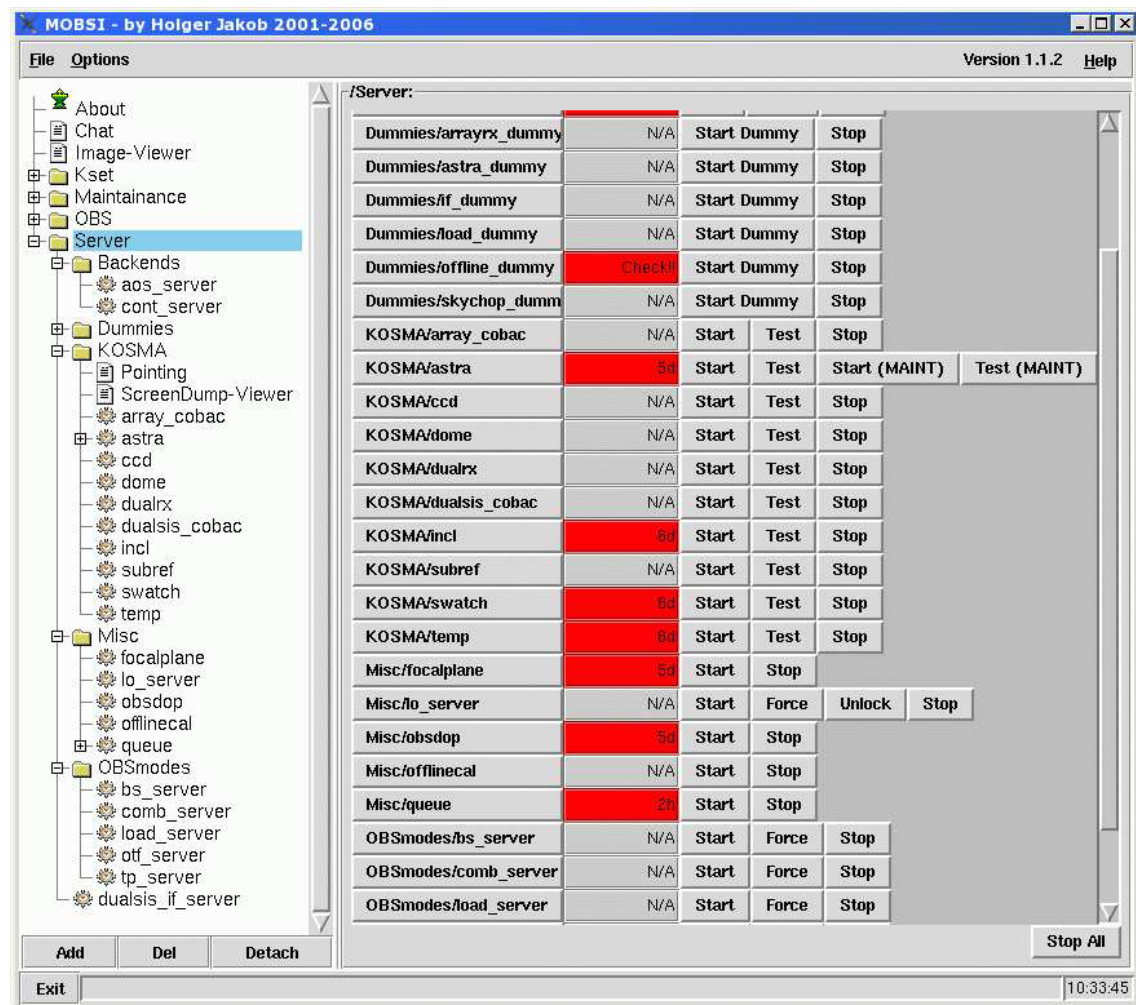


Abbildung A.3: Die Steuerung und Überwachung der Subsysteme erfolgt über die GUI.

Das Programm Modular Observatory Interface (kurz *mobsi*) setzt das Konzept um. *mobsi* bietet einen *Explorer*-ähnlichen Aufbau: Die Module sind *links* in Listen angeordnet, während *rechts* die Detailansicht zum selektierten Modul dargestellt wird. Jedes Modul kann weitere, durch Verzweigung unterteilte, Unteransichten bieten.

`mobsi` setzt auf der obersten Benutzerebene auf und stellt eine Erweiterung zu den `kosma_control` Befehlen dar. Es werden keine *direkten* Messkommandos unterstützt, sondern vielmehr die Verwendung von Shell-Skripten gefördert. `mobsi` wurde komplett in `tcl/tk` (Ousterhout 1994)[TK] geschrieben². In der Voreinstellung bietet `mobsi` lediglich einen Startbildschirm und ein Hilfsprogramm, mit dem sich weitere Module nachladen lassen. Diese können speziell auf einen Teleskopstandort zugeschnitten werden oder nur bestimmten Benutzergruppen zugänglich gemacht werden (Stichwort: Maintenance).

Die Übersicht der wichtigsten Module:

- Server – Jedes Subsystem wird als ein eigenständiger *Server* repräsentiert, welcher sich per `mobsi` starten und stoppen lässt. Die Übersichtsliste der Server enthält eine Aktivitätsanzeige die über die letzte Aktivität des Servers informiert. Die Ausgabe der Server erfolgt über Log-Dateien, jedoch ist die Darstellung der Log-Dateien in die Oberfläche integriert und bieten einen direkten Einblick auf den Status des Servers. Die Serverprozesse werden per `ssh` gestartet und können daher auf verschiedenen Computern im Observatorium laufen.

Die Server-Liste ist je nach Observatorium unterschiedlich aufgebaut:

- KOSMA-Subsysteme – Überwachung der KOSMA Mess- und Support-Systeme, wie u. a. der Teleskop-Steuerung, Daten der Wetterstation, oder der Neigungssensoren zur Stabilisierung der Teleskop-Positionierung.
- Kosma_Control Server – Kontrollprozesse auf Hardware- oder Observing-mode Ebene. Inbegriffen sind hierbei die Spektrometer und die Server der Messmodi.
- Misc – Server ohne direkte Hardware sind hier aufgelistet. Darunter sind solche, welche spezielle Berechnungen wie der Doppler-Korrektur oder der Zwischenfrequenz ausführen. Auch die Queue und der Kalibrations- und Datenreduktions-Prozess sind hier zu finden.
- Dummies – Die Ersatzsysteme ohne echte Hardwareanbindung sind wohl nur für Testzwecke von nutzen. Am Teleskop sollte das entsprechende Modul nicht aktiviert werden.
- Observatory – Dieses Modul unterstützt bei der Planung und Durchführung von Messungen. Die Hauptansicht ist eine Übersicht der wichtigsten Observatoriumsparameter. Darunter sind die Daten zur aktuellen Quelle, die Ausrichtung des Teleskops, das aktuelle Instrument und die Werte der Wetterstation und der Temperatursensoren. Grüne Anzeigen signalisieren, dass die Quelle in Sicht ist (das kann zum Beispiel heissen, dass die Quelle oberhalb vom Horizont steht), das Teleskop innerhalb der Regelgenauigkeit die Quelle verfolgt (*trackt*) und schließlich, ob die Quelle während der Messung ohne Aussetzer verfolgt werden konnte.

Die weiten Unteransichten umfassen:

²Ein großer Vorteil einer Script-Sprache wie `tcl` ist es, Änderungen direkt umsetzen und testen zu können. `tcl` hat wie alle modernen Scriptsprachen einen Bytecode-Interpreter, der Ausführungszeiten drastisch reduziert.

- Konfiguration des Signalwegs vom gewünschten Empfänger zu den passenden Spektrometern und der damit verbundenen Frequenzumsetzung. Die Darstellung dieser Kette erfolgt von hinten, d. h. von den Spektrometer-Backends, über die Zwischenfrequenz-Ketten an der das Spektrometer angeschlossen ist, weiter zum Empfänger(pixel), welcher das Zwischenfrequenzsignal liefert und schließlich zum *Local-Oszillator* (LO). Die reale Verkabelung und die hier gewählten Verbindungen müssen übereinstimmen und physikalisch **möglich** sein, da keine Plausibilitätsprüfung stattfindet. Nur wenn alle Glieder einer Kette eingeschaltet sind, können Rohdaten geschrieben werden.
- Die Auswahl eines Instruments aktiviert u. a. den optischen Weg zu den Empfängern und die entsprechenden Pointingmodelle der Fokalebene. Als Instrument wird eine Gruppe von Empfängerpixeln bezeichnet, welche sich an einem Teleskop-Port die selbe Optik teilen. Bei KOSMA sind dies der DualSIS-Empfänger und SMART, im rechten bzw. linken Nasmyth-Port. Die genaue Konfiguration der Spiegel in der Optik legt fest, ob und wie das Bildfeld zu invertieren ist oder ob sich die Fokallänge ändert.
- Auswahl der Beobachtungsfrequenzen aus einer Linien-Liste. Der Linienname wird einer Ruhe- oder Laborfrequenz einer Spektrallinie zugeordnet. Ob die Linie oberhalb oder unterhalb der LO-Frequenz liegen soll, legt die Wahl des Seitenbandes fest. Die Darstellung hängt von den aktivierten LO's und deren zulässigen Frequenzbereich ab. Jeder LO muss auf *exakt* ein Spektrometer abgestimmt sein. Dieses Spektrometer heißt Referenz-Spektrometer, da der LO so abgestimmt wird, dass die von ihm erzeugte Zwischenfrequenz exakt an der Nominalfrequenz des Spektrometers liegt. Alle weiteren Spektrometer, die sich den LO mit dem Referenz-Spektrometer teilen, sind Sekundär-Spektrometer. Solche Spektrometer haben eventuell einen Frequenzoffset bei der Zwischenfrequenz. Für diese kann nicht garantiert werden, dass die Linien innerhalb der Bandbreite des Spektrometers liegt.
- Wahl der Quellkoordinaten aus dem Quellkatalog. Die Koordinaten können in Äquatorialkoordinaten mit dem Equinox B1950 oder J2000 angegeben sein. Galaktische Koordinaten in Länge und Breite werden ebenfalls akzeptiert. Die Oberfläche bietet eine Suche nach Quellen per Internet an (es werden die Archivdatenbanken SIMBAD³ und NED⁴ durchsucht). Wurde eine bekannte Quelle ausgewählt, kann das Teleskop direkt auf die Quelle ausgerichtet werden.
- Die genaue Position am Himmel auf die der Referenzpixel des Empfängers ausgerichtet wird, wird anhand von Relativkoordinaten in Bogensekunden angegeben. Der Offset ist in dem Koordinatensystem anzugeben, in dem kartiert werden soll. Soll im Scan-Modus (OTF) gemessen werden, so gibt ein Geschwindigkeitsvektor an, wohin und wie schnell das Teleskop von Startpunkt aus fahren soll. Zusammen mit der Scandauer ergibt

³SIMBAD – <http://simbad.u-strasbg.fr/>

⁴NED – <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

sich die Trajektorie. Die Messzeit auf der Quelle bzw. auf der Referenz-Position kann festgelegt werden. Im *Beam-Switch* Messmodus muss die Auslenkung des Choppers von der Nominalstellung und die Taktfrequenz angegeben werden. Ein weiterer Parameter ist der Winkel, um die die Fokalebene eines Array-Empfängers gedreht werden soll, falls die Optik über einen Bildfeldrotator verfügt.

- Projektverwaltung zur Verwaltung von Beobachtungsscripten, um auch große Kartierungen abarbeiten zu können (siehe A.3.3).
- Maintenance - Wartungsarbeiten die nicht im ordentlichen Beobachtungsmodus ablaufen können, lassen sich hierüber ausführen.
- Chat - Zur Kommunikation mit nicht-lokalen Beobachtern. Bei eintreffenden Nachrichten erscheint ein Hinweisdialog.
- Kset - Kset ist eine Sammlung von KOSMA_FILE_IO-Programmen, welche MOBSI zur Interaktion mit den Subsystemen dient. Dieses Modul erlaubt es auf einem niedrigem Level Eingriffe vorzunehmen (**VORSICHT!**).

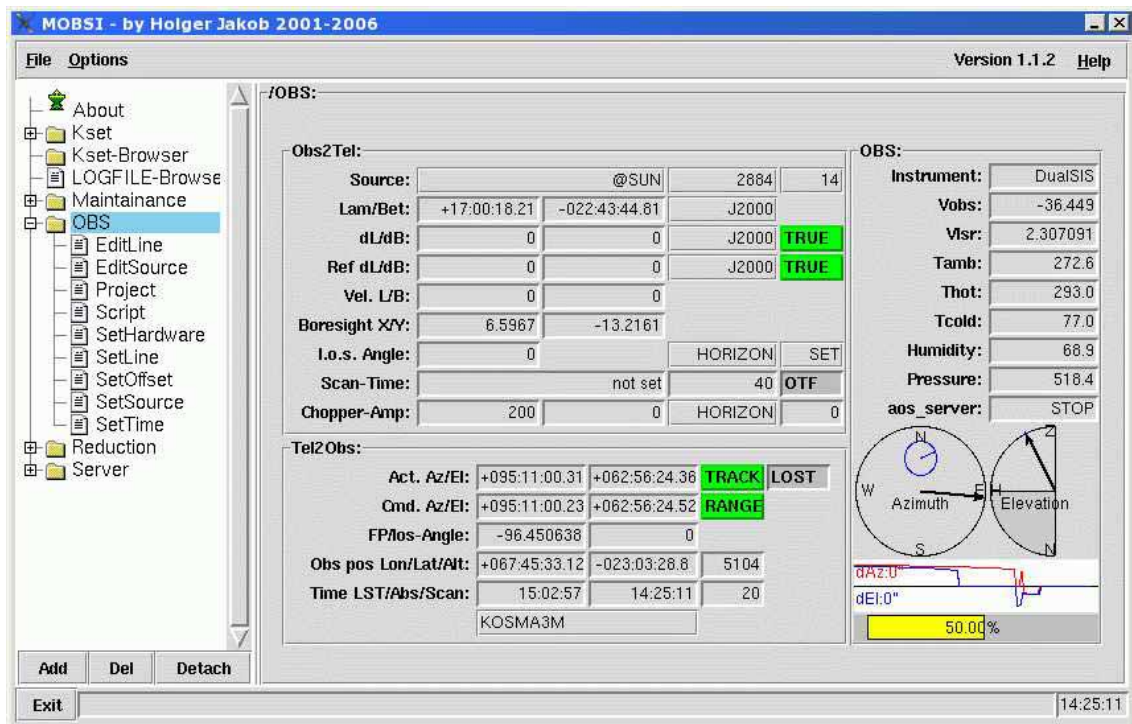


Abbildung A.4: Darstellung der wichtigsten Parameter (u. a. zur Quelle, zur Teleskoppositionierung und zu den Daten der Wetterstation).

A.3.3 Projekte

Die Scripte, in welchen der Ablauf einer Beobachtung genauer definiert wird, sind üblicherweise bestimmten Projekten zugeordnet. Dazu gehören die eigentlichen Mess-

Scripte, sowie spezielle Kalibrations- oder Pointingscripte. Jedes Projekt verfügt über eigene Log-Dateien, über die die Historie und der Fortschrittsstatus des Projekts dokumentiert wird und die weitere Planung erleichtert. Für ein jedes Projekt gibt es die Möglichkeit *Queues* zu erstellen, in welcher sich die Skripte dann sukzessive abgearbeitet werden.

A.3.4 Queue – Warteschlange

Üblicherweise startet ein Beobachter ein Script, welches für einige Zeit die Kontrolle über Teleskop und Observatorium übernimmt und danach endet. Nachfolgende Beobachtungen müssen wieder von Hand gestartet werden. Ein Queueing-System stellt dagegen mehr Planungssicherheit und Flexibilität zur Verfügung. Die Queue listet alle Beobachtungsaufträge auf, zeigt die aktuell laufende Messung auf Kommando-Ebene an und bietet Eingreifmöglichkeiten, um etwa eine laufende Messung zu unterbrechen, zu wiederholen oder zusätzliche einzuschieben. Zudem protokolliert das System alle Kommandos mit, was im Nachhinein wichtig ist, um die bereits erledigten Teile der Messung zu erkennen.

Queues lassen sich soweit vorbereiten, dass sie ein geplantes Projekte komplett abdecken. Bei der Durchführbarkeit (etwa Sichtbarkeit der Quelle, Wetter, Empfängertuning oder Projektpriorität) hat der Beobachter zu entscheiden, ob das Projekt gemessen werden kann. Dieser halbautomatische Betrieb kann auch von einem Beobachter der nicht vor Ort am Teleskop ist durchgeführt werden, was unter den schwierigen Bedingungen z. B. am NANTEN2 Standort von Vorteil ist.

A.3.4.1 Der Queue-Server

Die Queue ist ein eigenständiger Server, welcher wie alle anderen Subsysteme im Hintergrund gestartet wird. Jedoch bietet `mobsi` hier sehr umfangreiche Steuerungsmöglichkeiten. Nach dem Start erscheint eine Liste aller bereits aufgesetzten Mess-Scripte. Die Liste ist nummeriert und hat einen Platzhalter für das letzte Ausführungsdatum. Ein durch Mausklick aktivierbarer Eintrag wird in Hellblau markiert und kann dann in ein Eingabefeld editiert werden. Falls der Beobachter ein neues Script hinzufügen möchte, so kann er ein Script per Datei-Dialog auswählen und *nach* dem markierten Eintrag einfügen oder, falls kein Eintrag markiert wurde, an das Ende der Liste anfügen. Wenn Scripte mit Zusatzparametern aufgerufen werden (Beispiel: `map 300 -300`) sollten, so können die Parameter im Eingabefeld angefügt werden und per `<Return>` bestätigt werden. Markierte Einträge lassen sich auch wieder entfernen. Weiterhin können die Listeneinträge mit der Maus nach oben oder unten geschoben werden.

Solange der Queue-Server läuft, kann die Queue einen von mehreren Zuständen haben. Im Modus `HALT` ruht die Queue. Der Modus `RUN` zeigt an, dass ein Script ausgeführt wird. Der Eintrag in der Liste ist dann dunkelblau hervorgehoben. In diesem Modus kann die Abarbeitung der Befehle auf dreierlei Arten verfolgt werden:

1. In der *Debugger*-Ansicht. Hier wird das aktive Script angezeigt und die aktuell Zeile dunkelblau hervorgehoben. Die Abarbeitung kann in dieser Ansicht unterbrochen werden, um z. B. einen Befehl einzuschieben oder in den Einzelschritt-

Modus gewechselt werden. Wenn das Script an einer Stelle stoppen soll, kann ein *Breakpoint* gesetzt werden.

2. In der *Ausgabedarstellung* stehen die Ausgaben der Programme, die das Script bereits abgearbeitet hat.
3. *Auflistung der bereits abgearbeiteten Befehle*. In Schleifen werden die Befehle mehrfach ausgegeben.

Bei Start und Beendigung eines Scriptes wird eine Statusdatei (mit Endung *.status*) aktualisiert. In dieser Datei wird der jeweilige Zeitpunkt von Scriptstart und -ende protokolliert.

A.4 Datenbank

Der Zugriff auf ältere Datensätze ist generell schwierig, wenn die Spektren bereits vor Jahren auf Band oder CD/DVD archiviert wurden. Daher werden seit 2001 alle Rohdaten indiziert und in einer *mySQL*-Datenbank auf einem Archivserver abgelegt. Ein Webbrowser-Interface erlaubt die Suche nach alten Datensätzen und bietet dann den Download an. Gerade bei Kooperationsprojekten wie KOSMA, NANTEN2 und dem GREAT-Empfänger werden auch Gastbeobachter Messprojekte durchführen. Der Zugriff auf die Messdaten wird durch eine Datenbank für diese Benutzergruppe ebenfalls vereinfacht.

A.4.1 Datenbank-Struktur

Die Datenbank gliedert sich in drei Bereiche:

1. Headerdatenbank

Die Header der Rohdaten stehen in der Datenbank praktisch komplett zur Verfügung. Sich oft wiederholende Einträge wie der Quell-, Spektrometer- oder Liniennamen werden indiziert und in eigenen Tabellen abgelegt. Dies beschleunigt die Suchalgorithmen und reduziert die Größe der Datenbank. Jeder Datenbankeintrag wird eindeutig mit einem Index versehen. Der Indexschlüssel wird aus verschiedenen Headerelementen generiert:

- 8 stelliges Datum *JJJJMMDD*, z. B. 20051009 für den 09. Oktober 2005
- 3 stelliger Standortmarker, z. B. K3M für KOSMA 3m
- 6 stellige Scan-Nummer, z. B. 012345
- 3 stellige Subscan-Nummer, z. B. 001
- 12 stelliger Name des Backends, z. B. KOSMA-3M-MRS

Zusammengesetzt ergibt sich eine 32 stelligen Zeichenkette, nach obigem Beispiel etwa 20051009K3M012345001KOSMA-3M-MRS. Da ein Indexschlüssel eindeutig sein muss, werden doppelte Einträge von vornherein vermieden.

Zusätzlich zum Header kommt eine Referenz auf den Namen der Rohdatendatei und das Verzeichnis in welchem die kompletten Rohdaten abgelegt wurden. Die Datenbank vereinfacht somit den Zugriff auf die Rohdaten, solange diese in einem Archiv-Verzeichnis abgelegt wurden. Da die Verzeichnisnamen ebenfalls indiziert sind, kann die Suche auf bestimmte Archiv-Verzeichnisse begrenzt werden. Gleichzeitig schränkt dies die Suche auf bestimmte Zeiträume oder auf ein bestimmtes Teleskop ein. Auch bietet dies die Möglichkeit den Zugriff für bestimmte Benutzergruppen einzuschränken. Reduzierte Daten werden nicht von der Datenbank erfasst (siehe jedoch unten).

2. Kommentardatenbank

Jeden Scan bzw. Subscan kann ein Beobachter während der Messung mit einem Kommentar versehen (Befehl: `KOSMA_remark`). Da dieser immer gleich mehrere Rohdaten-Dateien betrifft, werden die Kommentare in einer eigenen Tabelle abgelegt, welche nur Scan- und Subscan-Nummern als Verknüpfungskriterium kennt. Jedoch wird zusätzlich mit dem Rohdatenverzeichnis verlinkt, um Mehrdeutigkeiten zu vermeiden falls die Scannummer zurückgesetzt wurde.

Zusätzlich nimmt die Kommentardatenbank auch nachträglich vergebene Kommentare auf. Damit können gezielt Scans, die sich nachträglich als fehlerhaft erwiesen haben, beurteilt und mit einem Qualitätsmerkmal versehene werden. Defekte Scans lassen sich so vor weiteren Suchanfragen verbergen (beispielsweise für Testmessungen).

3. Kalibrationsdatenbank

Da die Rohdaten keine Kalibrationswerte wie System-Temperatur oder atmosphärische Transmission enthalten, trägt eine eigene Tabelle diese Daten. Die Daten stammen aus dem Kalibrationsprogramm, welches für diesen Zweck alle Scannummer der Reihe nach kalibriert, ohne die reduzierten Spektren zu speichern. Die ermittelten Werte sind nützliche zusätzliche Suchkriterien, um etwa schlechte Wetterphasen auszuschließen.

Bei diesem Konzept wurde berücksichtigt, dass sich jede der Datenbanken jederzeit aus den Rohdaten neu aufbauen lässt.

A.4.2 Datenabgleich

Um die Header-Daten in die Datenbank aufzunehmen, müssen zunächst die Rohdaten regelmäßig vom Teleskop an ihren Archivplatz kopiert werden. Dort liegen beispielsweise nach Monaten und Standorten aufgeteilte Unterverzeichnisse (z. B. `kosma_dec2005`). Der Import geschieht mit dem Perl-Programm `fits2sql` in drei Phasen. In Phase I durchsucht das Script das Verzeichnis nach gültigen Rohdaten und liest diese nacheinander ein. In Phase II wird die Kommentardatei eingefügt. In Phase

III schließlich startet das Script das Datenreduktionsprogramm und überträgt die ermittelten Angaben für Empfänger- und atmosphärische Rauschtemperaturen, sowie die Opazität der Atmosphäre und der Wasserdampfgehalt. Jeweils neu gefundene Einträge werden automatisch der Datenbank hinzugefügt, bereits existierende Einträge werden ignoriert. Optional können diese erneut aufgenommen werden, um zum Beispiel die Kalibrationsparameter mit einem anderen Atmosphärenmodell zu korrigieren.

A.4.3 Webinterface

Abbildung A.5: Die Suchmaske des Webinterfaces.

Das *KOSMA-Data-Archive* ist über das Internet abrufbar. Diese Internetoberfläche ist mit den wichtigsten Suchkriterien ausgestattet, mit denen berechtigte Benutzer die Rohdaten durchsucht werden können.

Am direktesten geht die Suche über die Eingabe eines Quellnamens (oder einen Teil eines Namens mit Platzhalter *). Sind nur die Koordinaten einer Quelle bekannt, so kann die Suche auch über die Koordinaten und einem Suchradius eingeschränkt werden. Es können äquatoriale Koordinaten (J2000 und B1950) und galaktische Koordinaten verwendet werden. Alternativ kann bei der *erweiterten Suche* nach Scannummern, nach dem Datum, den Beobachter, nach dem Namen des Teleskops bzw. Backends, nach Quell- oder Liniennamen, nach Qualitätsmerkmalen (Wasserdampf, T_{rec} und geflaggte Messungen) und einigen weiteren Kriterien eingeschränkt werden.

Aus den Suchanfragen werden SQL-Befehle generiert, welche von der Datenbank verarbeitet werden. War die Suche erfolgreich, so präsentiert die Oberfläche eine Liste aller Einzelmessungen. Ist die Suche mit dieser Liste abgeschlossen, so kann mit dem nächsten Schritt, der Kalibration, fortgefahren werden. Hier lassen sich einige

Kalibrations-Parameter einstellen, mit denen das Ergebnis beeinflusst werden kann. Die Kalibration läuft dann als Hintergrundprozess ab. Die bei der Kalibration erzeugten Daten liegen dann für etwa eine Woche auf dem Web-Server zum Download bereit.

A.5 Ausblick

Die Software ist auch auf zukünftige Erweiterungen vorbereitet. Sollte es neue Backendentwicklungen geben, dann kann Kosma-Control um Schnittstellen zu diesen Geräten erweitert werden. Ein Beispiel, wo dies schon erfolgreich funktioniert hat, sind die Digitalen Fouriertransform Spektrometer (DFT) oder Kontinuum-Detektoren (z. B. Bolometer). Der Headerbereich der Rohdaten kann, dank der Flexibilität des FITS-Standards, um zusätzliche Einträge ergänzt werden. Im Kalibrationsprogramm können diese neuen Felder ausgewertet werden und bei Bedarf können diese in die Datenbank aufgenommen werden, falls diese der Suche dienen.

Anhang B

Die stellare UV-Strahlung

Die energiereiche Strahlung der heißen Sterne im Fern-UV-Bereich (91 nm–300 nm) trägt zur Umgestaltung der näheren Umgebung (sprich, der die Sterne umgebenden Molekülwolken) bei. Ein direkter Nachweis dieser UV Photonen ist jedoch schwierig, da sie in den Wolken gestreut und absorbiert werden. Da die OB-Sterne in die Molekülwolken eingebettet sind, kann davon ausgegangen werden, dass nahezu 100 % der Energie des stellaren Strahlungsfeldes als längerwellige Photonen die Wolke verlässt, d. h. durch Wärmestrahlung indirekt nachweisbar sind. Deshalb ist umgekehrt die Stärke der Infrarotstrahlung ein Maß für die von den Sternen in die Wolke eingebrachte Energie. Diese Äquivalenz lässt sich konkret nutzen, um (i) den Spektraltyp eines eingebetteten Sterns zu bestimmen oder (ii) das FUV-Feld eines (oder mehrerer) Sterns mit bekannten Typ zu berechnen.

Die spektrale Energieverteilung eines OB-Stern lässt sich anhand seiner Oberflächentemperatur unter der Annahme von Schwarzkörperstrahlung

$$B_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp \frac{hc}{\lambda kT} - 1} \quad (\text{B.1})$$

näherungsweise beschreiben. Da nur der FUV-Bereich von Bedeutung ist (oberhalb von 13.6 eV absorbiert atomarer Wasserstoff), ist die Energiedichte im FUV gegeben durch

$$\Phi_{\text{FUV}}(T) = \int_{91 \text{ nm}}^{300 \text{ nm}} B_{\lambda}(\lambda, T) d\lambda = \frac{2(kT)^4}{c^2 h^3} \int_{x_1}^{x_h} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \quad (\text{B.2})$$

wobei $x = \frac{hc}{\lambda kT}$, bzw. $x_1 \approx 6.32$ und $x_h \approx 1.918$. Die Gesamtenergiedichte beträgt

$$\Phi_{\text{ges}}(T) = \frac{2\pi^4(kT)^4}{15c^2 h^3} [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ rad}^{-1}]. \quad (\text{B.3})$$

Das Schwarzkörperspektrum für verschiedenen effektive Oberflächentemperaturen ist in Abbildung B.1 dargestellt. Aus Tabelle B.1 geht hervor, dass B1-Sterne über 70 % ihrer Strahlung im FUV-Bereich abgeben. Je heißer ein Stern ist, desto mehr verschiebt

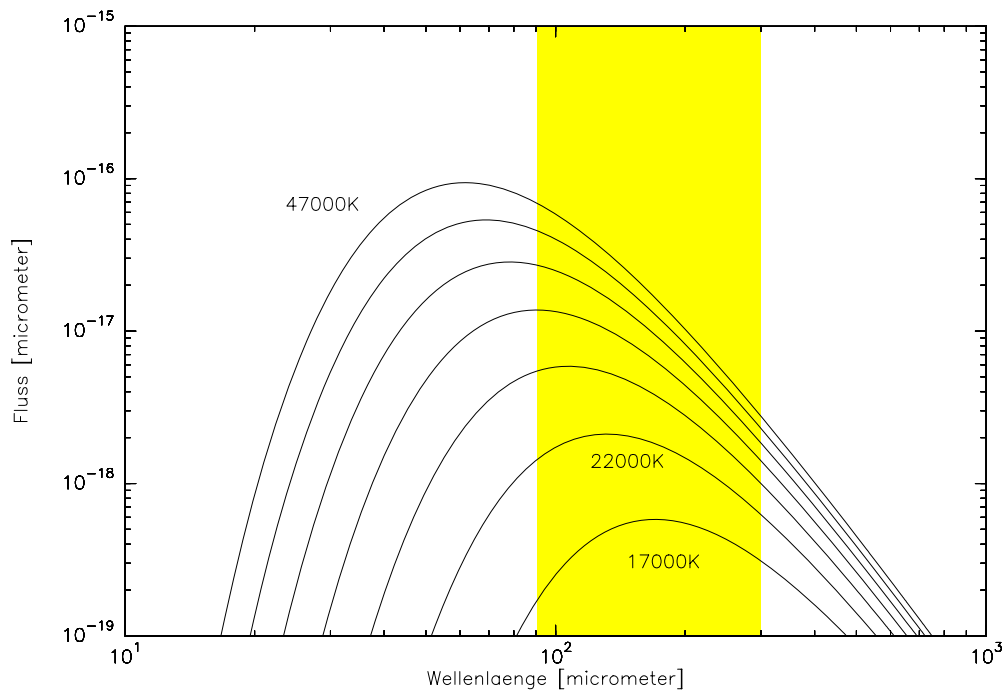


Abbildung B.1: Energieverteilung für stellare Oberflächentemperaturen zwischen 17000 K und 47000 K. Der hervorgehobene Bereich entspricht dem FUV-Bereich ($6\text{eV} < h\nu < 13.6\text{eV}$). Die Absorption an der Lyman-Kante ($> 13.6\text{eV}$) wurde vernachlässigt.

sich das Emissionsmaximum aus dem FUV-Bereich und der FUV-Anteil der Energiedichte sinkt bis auf ca. 40 % ab (bei 50000 K). Die Leuchtkraft im FUV-Band steigt deshalb langsamer als die Gesamtleuchtkraft. Genauere Modelle von Sternatmosphären (z. B. Diaz-Miller et al. 1998) zeigen allerdings, dass diese Abschätzung zu hoch liegt.

Für einen einzelnen Stern mit bekannten Spektraltyp kann in einem Absorptionsfreien Medium das UV-Feld im Abstand D berechnet werden:

$$S_{\text{FUV}} = L_{\text{FUV}}/2\pi D^2, \text{ mit } L_{\text{FUV}} = L_{\text{ges}} \frac{\Phi_{\text{FUV}}}{\Phi_{\text{ges}}}. \quad (\text{B.4})$$

Die Stärke des UV-Feldes wird entweder in Einheiten nach Habing ($1.6 \cdot 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$) oder nach Draine ($2.7 \cdot 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-1}$) angegeben.

Der stellare Cluster in W3 Main wurde bereits sehr gut untersucht. Mit den Spektraltypen der O- und B-Sterne und deren räumliche Positionen innerhalb der Wolke kann daher das Strahlungsfeld an einer beliebigen Stelle in der Wolke abgeschätzt werden. Idealerweise befinden sich die Sterne im exakt gleichen Abstand zum Beobachter, womit sich die Berechnung auf ein zweidimensionales Problem vereinfacht. Außerdem wird angenommen, dass das H II-Gas in der H II-Region und die Molekülwolke nicht zur Abschwächung der Strahlung beiträgt (was natürlich im klaren Widerspruch zur Annahme steht, dass jegliche FUV-Strahlung innerhalb der Molekülwolke absorbiert wird!). Diese stark vereinfachenden Annahmen bedingen, dass die Abschätzung nur einen oberen Grenzwert liefern kann. Gleichwohl ergibt sich für W3 eine Verteilung

Tabelle B.1: *Zero Age Main Sequence*-Sterne (kurz ZAMS) mit Spektraltyp O oder B nach Panagia (1973). Der Fluss im FUV bezieht sich auf den Bereich 91..300 nm (oder äquivalent: $6\text{eV} < h\nu < 13.6\text{eV}$).

Spektraltyp	Oberflächentemperatur [K]	$\frac{\Phi_{\text{FUV}}}{\Phi_{\text{ges}}}$	$\log \frac{L_{\text{ges}}}{L_{\odot}}$ ^a	$\frac{\Phi_{\text{FUV}}}{\Phi_{\text{ges}}} \cdot \log \frac{L_{\text{ges}}}{L_{\odot}}$
O4	50000	0.397	6.11	5.71
O5	47000	0.435	5.83	5.47
O5.5	44500	0.468	5.60	5.27
O6	42000	0.504	5.40	5.10
O6.5	40000	0.533	5.17	4.90
O7	38500	0.556	5.00	4.75
O7.5	37500	0.571	4.92	4.68
O8	36500	0.586	4.81	4.58
O8.5	35500	0.601	4.73	4.51
O9	34500	0.616	4.66	4.45
O9.5	33000	0.638	4.58	4.38
B0	30900	0.666	4.40	4.22
B0.5	26200	0.713	4.04	3.89
B1	22600	0.719	3.72	3.58
B2	20500	0.703	3.46	3.30
B3	17900	0.655	3.02	2.84

^a $L_{\odot} = 3.9 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$.

der UV-Strahlung, welche eine grobe Übereinstimmung mit der räumlichen Verteilung der am KAO gemessenen [C II]-Daten zeigt.

Für DR 21 ist viel weniger über die eingebetteten Sterne bekannt bzw. gibt es widersprüchliche Messungen, weshalb dieser Ansatz zu ungenauen oder zu falschen Ergebnissen führen könnte.

Festzuhalten ist, dass bei einem OB-Cluster sowohl der Spektraltyp als auch die Anzahl der OB-Sterne die Energieverteilung des FUV-Feldes gestalten. Meisst ist es so, dass der heisseste Stern in der Region das Feld bestimmt. Hinzu kommt, dass es Anzeichen dafür gibt, auch massive Sterne in Paaren oder Gruppen anzutreffen (Taam & Sandquist 2000; Bonnell & Bate 2005).

Anhang C

LTE-Methoden

Eine einfache Abschätzung der Anregungstemperatur und Säulendichte von atomarem Kohlenstoff C I kann im optisch dünnen Grenzfall und bei thermalisierter Emission gemacht werden. Die Säulendichte eines angeregten Zustands u wird durch

$$N_u = \frac{8\pi k_B v^2}{hc^3 A_u} \int \frac{T_{mb} dv}{\text{K km s}^{-1}}. \quad (\text{C.1})$$

gegeben, wobei die Einstein A Koeffizienten des atomaren Kohlenstoffs $A_1 = 7.9 \times 10^{-8} \text{s}^{-1}$ und $A_2 = 2.7 \times 10^{-7} \text{s}^{-1}$ (Schroder et al. 1991) ist die Säulendichte eines Übergangs

$$N_1 = 5.96 \cdot 10^{15} \int \frac{T_{mb}(\text{C I } ^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{P}_0) dv}{\text{K km s}^{-1}} [\text{cm}^{-2}] \quad (\text{C.2})$$

und

$$N_2 = 4.72 \cdot 10^{15} \int \frac{T_{mb}(\text{C I } ^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{P}_1) dv}{\text{K km s}^{-1}} [\text{cm}^{-2}]. \quad (\text{C.3})$$

Um die Anregungstemperatur T_{ex} abzuleiten, wird LTE angenommen und N_1 und N_2 entsprechend der Boltzmann-Statistik nach T_{ex} umgeformt:

$$\frac{N_u}{N_l} = \frac{g_u}{g_l} e^{-\frac{(E_u - E_l)/k_B}{T_{\text{ex}}}} \quad (\text{C.4})$$

$$T_{\text{ex}} = \frac{\frac{h\nu_2}{k_B}}{\ln\left(\frac{N_1 g_2}{N_2 g_1}\right)} = \frac{38.8 \text{ K}}{\ln\left(\frac{1.26}{R_{\text{CI}} \frac{5}{3}}\right)} = \frac{38.8 \text{ K}}{\ln(2.11/R_{\text{CI}})}, \quad (\text{C.5})$$

R_{CI} ist das Verhältnis der integrierten Intensitäten (Gleichungen (C.2) und (C.3)) und das statistische Gewicht ist $g_J = 2J + 1$. Obwohl die Temperatur des 3-Niveau System von [C I] empfindlich auf kleine Veränderungen in R_{CI} reagiert, ist die Gesamtsäulendichte nur schwach von der Temperatur abhängig:

$$N(\text{C I}) = \sum_{J=0}^2 N_J = N_1 \frac{Z}{3e^{-23.6 \text{ K}/T_{\text{ex}}}} \quad (\text{C.6})$$

$$= 5.96 \cdot 10^{15} \frac{1 + 3e^{-23.6\text{K}/T_{\text{ex}}} + 5e^{-62.4\text{K}/T_{\text{ex}}}}{3e^{-23.6\text{K}/T_{\text{ex}}}} \times \int \frac{T_{\text{mb}}(\text{C I } ^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{P}_0) dv}{\text{K km s}^{-1}} [\text{cm}^{-2}] \quad (\text{C.7})$$

mit der Zustandssumme $Z = \sum_{J=0}^2 g_J e^{-\frac{E_J}{k_B T_{\text{ex}}}}$.

Bei den beiden Übergängen $^{13}\text{CO } J=3 \rightarrow 2$ and $J=1 \rightarrow 0$ kann die Anregungstemperatur anhand von Gleichung (C.4) umgeformt werden zu

$$T_{\text{ex,low}} = -\frac{(E_3 - E_1)/k_B}{\ln\left(\frac{N_3 g_1}{N_1 g_3}\right)} = \frac{26.4 \text{ K}}{\ln(9/R_{^{13}\text{CO,low}})}. \quad (\text{C.8})$$

Das Verhältnis der Übergänge $J=6 \rightarrow 5$ und $J=3 \rightarrow 2$ ergibt entsprechend

$$T_{\text{ex,high}} = \frac{79.4 \text{ K}}{\ln(4/R_{^{13}\text{CO,high}})}. \quad (\text{C.9})$$

$R_{^{13}\text{CO,low}}$ (bzw. $R_{^{13}\text{CO,high}}$) ist das Verhältnis der integrierten Emission von $^{13}\text{CO } 3 \rightarrow 2/1 \rightarrow 0$ (bzw. von $^{13}\text{CO } 6 \rightarrow 5/3 \rightarrow 2$). Auch für die Verhältnisse optisch dicker Linien ($\text{CO } 7 \rightarrow 6/4 \rightarrow 3$ und $\text{CO } 4 \rightarrow 3/3 \rightarrow 2$) gilt

$$T_{\text{ex}} = 99.4 \text{ K} / \ln[3.06/R] \text{ bzw. } T_{\text{ex}} = 22.1 \text{ K} / \ln[1.78/R]. \quad (\text{C.10})$$

Die ^{13}CO und C^{18}O Säulendichte kann dann durch folgende Gleichungen angenähert werden:

$$N(^{13}\text{CO}) = 1.268 \cdot 10^{12} (T_{\text{ex}} + 0.88 \text{ K}) e^{111.1\text{K}/T_{\text{ex}}} \times \int \frac{T_{\text{mb}}(^{13}\text{CO}(6 \rightarrow 5)) dv}{\text{K km s}^{-1}} [\text{cm}^{-2}], \quad (\text{C.11})$$

$$N(^{13}\text{CO}) = 4.71 \cdot 10^{13} (T_{\text{ex}} + 0.88 \text{ K}) e^{5.27\text{K}/T_{\text{ex}}} \times \int \frac{T_{\text{mb}}(^{13}\text{CO}(1 \rightarrow 0)) dv}{\text{K km s}^{-1}} [\text{cm}^{-2}], \quad (\text{C.12})$$

$$N(\text{C}^{18}\text{O}) = 4.60 \cdot 10^{13} (T_{\text{ex}} + 0.88 \text{ K}) e^{5.27\text{K}/T_{\text{ex}}} \times \int \frac{T_{\text{mb}}(\text{C}^{18}\text{O}(1 \rightarrow 0)) dv}{\text{K km s}^{-1}} [\text{cm}^{-2}]. \quad (\text{C.13})$$

Mit Gleichung (C.4) lässt sich der obere Grenzwert der Anregungstemperatur von O I aus dem Verhältnis $[\text{O I}] 145/63 \mu\text{m}$ (in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$) abschätzen:

$$T_{\text{ex}} = \frac{227.7 \text{ K}}{\ln(2.83/(12.22 \cdot R_{[\text{O I}]})}). \quad (\text{C.14})$$

$$N(\text{C}^{18}\text{O}) = 4.79 \times 10^{13} (T_{\text{ex}} + 0.88 \text{ K}) e^{5.27 \text{ K}/(T_{\text{ex}} - 1.45 \text{ K})} \int T_{\text{mb}}(\text{C}^{18}\text{O } 1 \rightarrow 0) dv \quad (\text{C.15})$$

$$N(\text{C}^{18}\text{O}) = 1.178 \times 10^{13} (T_{\text{ex}} + 0.88 \text{ K}) e^{15.8 \text{ K}/(T_{\text{ex}} - 0.55 \text{ K})} \int T_{\text{mb}}(\text{C}^{18}\text{O } 2 \rightarrow 1) dv \quad (\text{C.16})$$

mit $Z = k/(hB_{\text{CO}})(T_{\text{ex}} + hB_{\text{CO}}/3k) = 0.88 \text{ K}$ Beide Gleichungen berücksichtigen die 2.71 K-Hintergrundstrahlung.

Anhang D

Theorie des Strahlungstransports

Die Wahrscheinlichkeit für die Besetzung eines Energiezustands hängt von dessen Anregungstemperatur und dessen kritischer Dichte ab. Während erstere vorgibt, welche kinetische Temperatur benötigt wird um den Zustand zu besetzen, ist die kritische Dichte n_{krit} ein grober Richtwert, ab welcher Dichte die Abgabe eines Photons eher durch Stöße mit anderen Teilchen angeregt wird, anstatt über den spontanen Zerfall des Zustandes zu erfolgen. $n_{\text{krit},u} = \frac{A_{ul}}{\gamma_{ul}}$ definiert die Teilchendichte, oberhalb der die Stoßanregung (mit Stoßrate $\gamma_{ul} = \sigma_{ul}v$) stärker als die spontane Emission wird und das Niveau thermisch besetzt werden kann. Unterhalb der kritischen Dichte kann das Niveau nicht thermisch besetzt werden, d. h. die Anregung ist subthermisch. Jedoch kann bei hinreichend starker Strahlung der LTE-Zustand annähernd erreicht werden. Im Fall von CO ist die kritische Dichte des Übergangs J gegeben durch $n_{\text{krit}} = (12.275 \cdot J)^3 \text{ cm}^{-3}$. Deshalb erfüllen die low- J und mid- J Übergänge die LTE-Annahme, da typische Dichten in Molekülwolken zwischen 10^4 cm^{-3} und 10^6 cm^{-3} liegen.

Grundlage aller Modelle ist die Strahlungstransportgleichung, welche Emission und Absorptionsvermögen (Materialkoeffizienten ε bzw. κ) des Mediums auf einem Wegstück dz beschreibt:

$$\frac{dI_z}{dz} = -\kappa(v, p, z)I_z(v, p, z) + \varepsilon(v, p, z). \quad (\text{D.1})$$

Die Emission ist proportional zur spontanen Übergangswahrscheinlichkeit A_{ul} von einem oberen (*upper*, u) auf ein unteres (*lower*, l) Niveau und der Anzahldichte im betrachteten Wegelement:

$$\varepsilon_{ul}(v) = \frac{hv_0}{4\pi} n_u A_{ul} \Phi(v) \quad (\text{D.2})$$

Φ ist die Linienprofilfunktion, welche im thermischen Fall Gaussförmig ist. Die stimulierte Absorption, wie auch die stimulierte Emission, ist proportional zum umgebenden Strahlungsfeld I :

$$\kappa_{ul}(v) = \frac{hv_0}{4\pi} (n_l B_{lu} - n_u B_{ul}) \Phi(v). \quad (\text{D.3})$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit B , bei einem Stoß in ein anderes Niveau (bzw. zurück) zu wechseln, wird lediglich durch den Entartungsgrad g des Niveaus beeinflusst, d. h. $g_l B_{lu} = g_u B_{ul}$. Die Einstein- B -Koeffizienten lassen sich durch den Einstein- A -Koeffizienten ausdrücken als $A_{ul} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ul}$ und $g_l B_{lu} = g_u B_{ul}$.

Aus dem Verhältnis von Emissions- zu Absorptionskoeffizienten folgt schließlich die Quellfunktion

$$S_\nu = \frac{\epsilon_{ul}(\nu)}{\kappa_{ul}(\nu)} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1}, \quad (\text{D.4})$$

welche nach Umformung der Strahlungstransportgleichung (D.1) über die Definition der optischen Tiefe $d\tau = \kappa dz$ zu

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (\text{D.5})$$

wird. Die Integration dieser Gleichung ergibt die zu erwartende Linienintensität:

$$I_\nu(\tau_\nu) = \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\theta) e^{-(\tau_\nu - \theta)} d\theta + I_\nu(0) e^{-\tau_\nu}. \quad (\text{D.6})$$

Tabelle D.1: Energien der oberen Rotationsniveaus und die kritischen Dichten für Stöße mit H₂.

Linienübergang	E_{up}/k [K]	kritische Dichte $\log(n[\text{cm}^{-3}])$
[C II] ₁₅₈	92	3.7
[O I] ₆₃	227.7	5.8
[O I] ₁₄₅	326.6	6.9
[C I] 1→0	23.6	3.1
[C I] 2→1	62.5	3.2
CO 1→0	5.53	3.46
CO 2→1	16.60	4.17
CO 3→2	33.19	4.67
CO 4→3	55.32	5.06
CO 5→4	82.97	5.37
CO 6→5	116.16	5.62
CO 7→6	154.87	5.84
CO 8→7	199.11	6.02
CO 9→8	248.88	6.19
CO 10→9	304.16	6.33
CO 11→10	364.97	6.47
CO 12→11	431.29	6.60
CO 13→12	503.13	6.71
CO 14→13	580.49	6.82
CO 15→14	663.35	6.93
CO 16→15	751.72	7.03
CO 17→16	845.59	7.12
CO 18→17	944.97	7.21
CO 19→18	1049.84	7.29
CO 20→19	1160.20	7.37

Referenzen: Flower & Launay 1977, Schröder et al. 1991, Jaquet et al. 1992, Flower (2001) und Schöier et al. (2005).

Anhang E

Korrekturverfahren zur Minimierung der Referenz-Beam-Emission

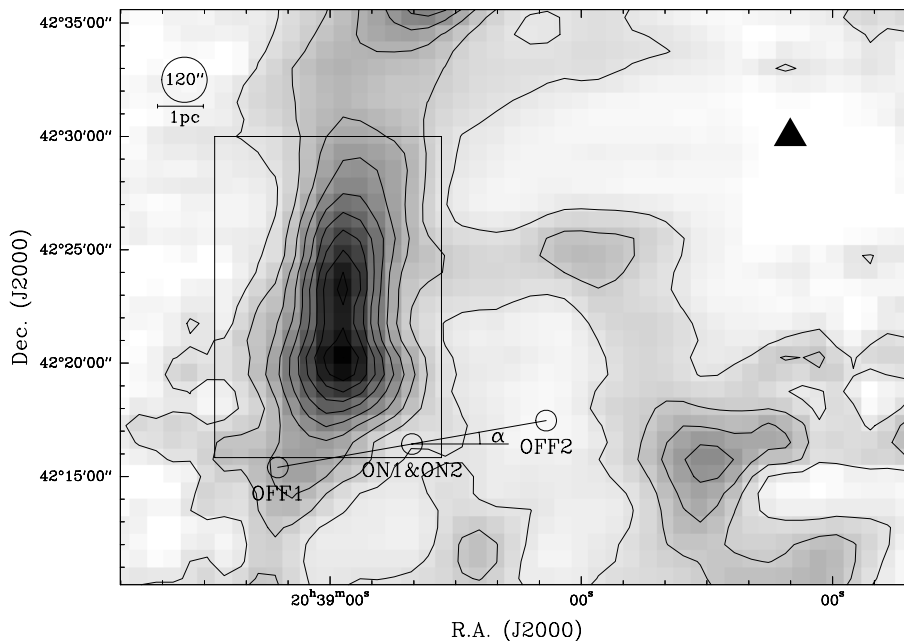


Abbildung E.1: On-The-Fly-Karte der ^{13}CO 2 \rightarrow 1-Emission (SBS2006). Die verwendete emissionsfreie Referenzposition ist mit einem gefüllten Dreieck markiert. Das Rechteck umrandet die Region, welche im DBS-Modus beobachtet wurde (vgl. Abbildungen 3.3 und 3.5). Der Kreis links oben zeigt die Größe des 120''-Beams. Die kleinen Kreise ON1&ON2, OFF1 und OFF2 zeigen eine Beispielmessung (siehe auch nächste Abbildung E.2) im DBS-Modus unter einem Neigungswinkel von $\alpha = 10^\circ$.

Aus der Zeit vor der Implementierung des On-The-Fly-Modes (kurz OTF) war der

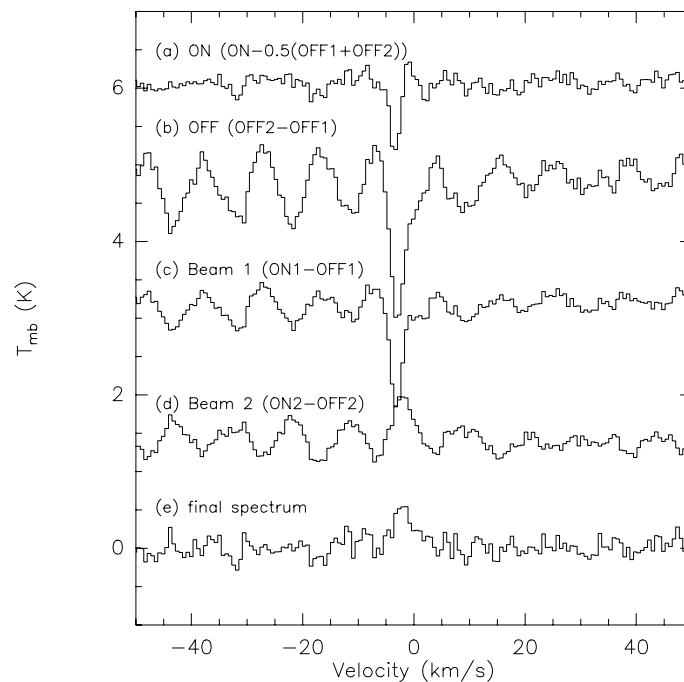


Abbildung E.2: Dieses Diagramm verdeutlicht die Methode zur Korrektur des *Self-Choppings* im Dual-Beam-Switch Messmodus. Das oberste Spektrum (a) zeigt ein normales DBS-Spektrum von C I $1 \rightarrow 0$ an der in Abb. E.1 markierten Position. Das Spektrum wurde wie folgt reduziert: $(ON - 0.5(OFF1 + OFF2))$. Deutlich ist Self-Chopping erkennbar. In (b) ist das Differenzsignal $(OFF2 - OFF1)$ der Referenzpositionen dargestellt. Die beiden Spektren (c) und (d) zeigen die Daten einzelner *Beams*, d. h. $ON1 - OFF1$ bzw. $ON2 - OFF2$. Das Endergebnis in (e) zeigt eine schwache Emissionslinie, nachdem Stehwellen entfernt wurden.

Dual-Beam-Switch-Modus (kurz DBS) der einzige effektive Beobachtungsmodus für den SMART-Empfänger bei KOSMA. Alle Messungen von CO $7 \rightarrow 6$ und [C I] bis 2004 wurden im DBS-Modus ausgeführt, bei dem der Subreflektor schnell zwischen einer ON und einer OFF Position hin- und herwechselt (entsprechend einer Signal- und einer Referenzposition). Nach einer kurzen Messzeit, typisch sind 20 Sekunden (bzw. die Zeitskala auf der sich das System am stabilsten verhält), wird das Teleskop in eine neue Position bewegt, bei der die Referenz-Phase nun auf die ON-Position fällt und die neue OFF-Position der alten diagonal gegenüber liegt. Bei der Datenauswertung werden die ON- und OFF-Daten getrennt gemittelt und voneinander subtrahiert. Der Vorteil ist, dass, falls die einzeln betrachteten Messungen Stehwellen zeigen, sich diese bei der Verrechnung beinahe vollständig herauskürzen. Jedoch wird die Kartierung von ausgedehnten Quellen komplizierter, wenn die Auslenkung (bei KOSMA sind dies $5' - 6'$) im Vergleich zur Quelle klein ist und die Bewegung zudem auf eine Richtung eingeschränkt ist (Azimut bei KOSMA). Deshalb ist eine genaue Planung *vor* der Messung notwendig, um Self-Chopping innerhalb der Quelle zu minimieren. Die Messzeit wird daher nicht nur durch die Sichtbarkeit am Himmel, sondern zusätzlich durch die Drehung am Himmel beschränkt. Steht bei einem Stundenwinkel von 0^h die Quelle so, dass die Auslenkung nur in Rektaszension erfolgt, gibt es bei anderen Winkeln auch

eine Komponente in Deklination. Aus der $^{13}\text{CO } 3\rightarrow 2$ Position-Switched OTF-Karte in Abb. E.1 ergibt sich, dass sich der Ridge um DR 21 in Nord-Süd-Richtung erstreckt. Deshalb sollten dann vorzugsweise Rotationswinkel von α kleiner als $\pm 30^\circ$ genutzt werden, damit Emission in einer der beiden OFF-Positionen vermieden wird.

Um die Stärke der Artefakte in den DBS-Daten aus der Standard-Pipeline zu minimieren, wurden die Daten wie im folgenden beschrieben korrigiert: (i) Unabhängig davon, ob die DBS-Spektren (siehe Beispiel in Abbildung E.2 (a)) Self-Chopping zeigen oder nicht, wird das Differenzsignal der beiden OFF-Positionen untersucht, da diese den größten Abstand voneinander haben. Sollte in der Differenz ein signifikantes Signal (in Absorption oder Emission) vorhanden sein, dann wird angenommen, dass eine der beiden OFF-Messungen Emission enthält. Diese Annahme ist richtig, solange die jeweils andere OFF-Positionen frei von Emission ist und keine Absorption in das Kontinuum vorhanden ist (im Sub-mm-Bereich ist dies meist der Fall). In dem Beispiel (Abb. E.2 (c) und (d)) zeigt sich, dass nur die OFF-Position von Beam-1 (ON1-OFF1) betroffen ist. (ii) Wenn das gefundene Signal über dem Rauschlevel liegt, dann separiert der Algorithmus die Daten in Beam 1 und Beam 2 und behält nur ON2-OFF2. Solange diese Daten keine Stehwellen enthalten, ist die Korrektur hiermit abgeschlossen. Andernfalls lassen sich die Stehwellen im Fourierraum identifizieren, dort gezielt ausmaskieren und die Daten wieder zurücktransformieren (Abb. E.2 (e)). Wegen der effektiv kürzeren Integrationszeit erhöht sich der Rauschlevel um einem Faktor $\sqrt{2}$. Im Fall von DR 21 war dieser Ansatz, wie für den im Beispiel gezeigten Fall mit schwacher Emission und starken Stehwellen, sehr erfolgreich. Wenn jedoch die Quelle sich über ein Gebiet größer als der Wobblerhub erstreckt, dann ist keine Zuordnung der Signale im Differenzspektrum zu einer Position mehr möglich.

Literaturverzeichnis

- Araya, E., Hofner, P., Churchwell, E., & Kurtz, S. 2002, *ApJS*, 138, 63
- Argon, A. L., Reid, M. J., & Menten, K. M. 2000, *ApJS*, 129, 159
- Ballesteros-Paredes, J. 2006, *MNRAS*, 372, 443
- Bensch, F. 2006, *A&A*, 448, 1043
- Bensch, F., Leuenhagen, U., Stutzki, J., & Schieder, R. 2003, *A&A*, 591, 1013
- Bernes, C. 1979, *A&A*, 73, 67
- Bertoldi, F. & Draine, B. T. 1996, *ApJ*, 458, 222
- Beuther, H. 1999, On The Fly Kartierung und Multilinienanalyse der interstellaren Molekülwolke Cepheus B, Diploma thesis, Universität zu Köln
- Beuther, H., Churchwell, E. B., McKee, C. F., & Tan, J. C. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 165–180
- Beuther, H., Kramer, C., Deiss, B., & Stutzki, J. 2000, *A&A*, 362, 1109
- Black, J. H. 2000, in *Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary*, ed. Y. C. Minh & E. F. van Dishoeck, 81–+
- Black, J. H. & Dalgarno, A. 1976, *ApJ*, 203, 132
- Blitz, L. & Shu, F. H. 1980, *ApJ*, 238, 148
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 2005, *MNRAS*, 362, 915
- Boogert, A., Ehrenfreund, P., Gerakines, P., & Tielens, A. 2000, *A&A*, 353, 349
- Boreiko, R. T. & Betz, A. L. 1991, *ApJ*, 369, 382
- Bourlot, J. L., de Forêts, G. P., Roueff, E., & Flower, D. 1993, *A&A*, 267, 581
- Bradford, C., Stacey, G., Nikola, T., & Bolatto, A. 2004, in *The dense interstellar medium in galaxies, 4th Cologne-Bonn-Zermatt-Symposium, Zermatt/Switzerland, 22-26 September 2003*, ed. S. Pfalzner, C. Kramer, C. Straubmeier, & A. Heithausen (Berlin: Springer Verlag)
- Bradford, C. M., Nikola, T., Stacey, G. J., et al. 2003, *ApJ*, 586, 891
- Bradford, C. M., Stacey, G. J., Nikola, T., et al. 2005, *ApJ*, 623, 866
- Bronfman, L., Nyman, L.-A., & May, J. 1996, *A&AS*, 115, 81
- Brooks, K. J., Cox, P., Schneider, N., et al. 2003, *A&A*, 412, 751
- Burton, M. G., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1990, *ApJ*, 365, 620
- Campbell, M., Butner, H., Harvey, P., et al. 1995, *ApJ*, 454, 831
- Campbell, M. F., Niles, D., Nawfel, R., et al. 1982, *ApJ*, 261, 550

- Carruthers, G. R. 1970, *ApJ*, 161, L81+
- Cash, W., Charles, P., Bowyer, S., et al. 1980, *ApJ*, 238, L71
- Cernicharo, J. 1985, ATM: A program to compute theoretical atmospheric opacity for frequencies < 1000 GHz, Tech. rep., IRAM
- Chandler, C. J., Gear, W. K., & Chini, R. 1993, *MNRAS*, 260, 337
- Claussen, M. J., Gaume, R. A., Johnston, K. J., & Wilson, T. L. 1994, *ApJ*, 424L, 41C
- Clegg, P., Ade, P., Armand, C., & Baluteau, J.-P. 1996, *A&A*, 315, 38
- Combes, F. 1991, *ARA&A*, 29, 195
- Corbelli, E., Palla, F., & Zinnecker, H., eds. 2005, *The Initial Mass Function 50 years later*
- Crawford, M. K., Genzel, R., Townes, C. H., & Watson, D. M. 1985, *ApJ*, 291, 755
- Cubick, M., Roellig, M., Ossenkopf, V., Kramer, C., & Stutzki, J. 2005, *Astronomische Nachrichten*, 326, 524
- Cunningham, A. J., Frank, A., Quillen, A. C., & Blackman, E. G. 2006, *ApJ*, 653, 416
- Cyganowski, C. J., Reid, M. J., Fish, V. L., & Ho, P. T. P. 2003, *ApJ*, 596, 344
- Davis, C. J., Kumar, M. S. N., Sandell, G., et al. 2007, *MNRAS*, 374, 29
- de Jong, T., Boland, W., & Dalgarno, A. 1980, *A&A*, 91, 68
- Décamp, N. & Le Bourlot, J. 2002, *A&A*, 389, 1055
- Deguchi, S. & Fukui, Y. 1977, *PASJ*, 29, 683
- Diaz-Miller, R. I., Franco, J., & Shore, S. N. 1998, *ApJ*, 501, 192
- Dickel, H., Lubenow, A., Goss, W., Forster, J., & Rots, A. 1983, *A&A*, 120, 74
- Dickel, H. R. & Auer, L. H. 1994, *ApJ*, 437, 222
- Dickel, J. R., Dickel, H. R., & Wilson, W. J. 1978, *ApJ*, 223, 840
- Dickens, J. E. & Irvine, W. M. 1999, *ApJ*, 518, 733
- Downes, D., Genzel, R., Moran, J. M., et al. 1979, *A&A*, 79, 233
- Downes, D. & Rinehart, R. 1966, *ApJ*, 144, 937
- Draine, B. & Bertoldi, F. 1996, *ApJ*, 468, 269
- Egan, M. P., Shipman, R. F., Price, S. D., et al. 1998, *ApJ*, 494, L199+
- Evans, N. J. 1999, *ARA&A*, 37, 311
- Falgarone, E., Panis, J.-F., Heithausen, A., et al. 1998, *A&A*, 331, 669
- Fixsen, D. J., Bennett, C. L., & Mather, J. C. 1999, *ApJ*, 526, 207
- Flower, D. R. 2001, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 34, 2731
- Forster, J. R., Welch, W. J., Wright, M. C. H., & Baudry, A. 1978, *ApJ*, 221, 137
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *ApJ*, 262, 590
- Froebrich, D., Smith, M. D., & Eislöffel, J. 2002, *A&A*, 385, 239
- Fuente, A., Rodriguez-Franco, A., Garcia-Burillo, S., Martin-Pintado, J., & Black, J. H. 2003, *A&A*, 406, 899
- Fukui, Y., Iwata, T., Mizuno, A., Ogawa, H., & Takaba, H. 1989, *Nature*, 342, 161
- Garay, G. & Lizano, S. 1999, *PASP*, 111, 1049
- Garden, R., Geballe, T. R., Gatley, I., & Nadeau, D. 1986, *MNRAS*, 220, 203
- Garden, R. P., Hayashi, M., Hasegawa, T., Gatley, I., & Kaifu, N. 1991, *ApJ*, 374, 540
- Geballe, T. 1986, *A&A*, 162, 248

- Genzel, R. & Downes, D. 1977, *A&A*, 30, 145
- Genzel, R., Harris, A., Jaffe, D., & Stutzki, J. 1988, *ApJ*, 332, 1049
- Georgelin, Y. M. & Georgelin, Y. P. 1976, *A&A*, 49, 57
- Gerin, M. & Phillips, T. G. 1998, *ApJ*, 509, L17
- Giannini, T., Nisini, B., & Lorenzetti, D. 2001, *ApJ*, 555, 40
- Giannini, T., Nisini, B., Lorenzetti, D., et al. 2000, *A&A*, 358, 310
- Gierens, K. M., Stutzki, J., & Winnewisser, G. 1992, *A&A*, 259, 271
- Glassgold, A. E. & Langer, W. D. 1974, *ApJ*, 193, 73
- Goicoechea, J. R., Pety, J., Gerin, M., et al. 2006, *A&A*, 456, 565
- Goldsmith, P. F., Bergin, E. A., & Lis, D. C. 1997, *ApJ*, 491, 615
- Gorti, U. & Hollenbach, D. 2002, *ApJ*, 573, 215
- Graf, U. U. 1991, Ph.D. Thesis
- Graf, U. U., Heyminck, S., Michael, E. A., et al. 2002, in *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*, ed. T. G. Phillips & J. Zmuidzinas (Proceedings of SPIE Vol. 4855)
- Graf, U. U., Honingh, C. E., Jacobs, K., Schieder, R., & Stutzki, J. 1998, in *Astronomische Gesellschaft Meeting Abstracts*, Vol. 14, 120
- Gregersen, E. M., Evans, N. J., Zhou, S., & Choi, M. 1997, *ApJ*, 484, 256
- Gry, C., Swinyard, B., Harwood, A., et al., eds. 2003, *The ISO Handbook, Volume III - LWS - The Long Wavelength Spectrometer*
- Habart, E., Abergel, A., Walmsley, C. M., Teyssier, D., & Pety, J. 2005, *A&A*, 437, 177
- Habing, H. 1968, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, 19, 421
- Habing, H. J., Goss, W. M., Matthews, H. E., & Winnberg, A. 1974, *A&A*, 35, 1
- Hachisuka, K., Brunthaler, A., Menten, K. M., et al. 2006, *ApJ*, 645, 337
- Harris, A., Stutzki, J., Genzel, R., Lugten, J., & Stacey, G. 1987, *ApJ*, 322, 49
- Hasegawa, T. I., Mitchell, G. F., Matthews, H. E., & Tacconi, L. 1994, *ApJ*, 426, 215
- Hatchell, J., Thompson, M. A., Millar, T. J., & MacDonald, G. H. 1998, *A&A*, 338, 713
- Helmich, F. P., Jansen, D. J., de Graauw, T., Groesbeck, T. D., & van Dishoeck, E. F. 1994, *A&A*, 283, 626
- Herrmann, F., Madden, S. C., Nikola, T., et al. 1997, *ApJ*, 481, 343
- Heyer, M. & Terebey, S. 1998, *ApJ*, 502, 265
- Heyminck, S. 2003, *Optisches Design eines Submillimeter-Mehrkanal-Empfängers am Beispiel von SMART*
- Hiyama. 1998, *Seitenbandkalibration radioastronomischer Linienbeobachtungen*, Diploma thesis, Universität zu Köln
- Ho, P. & Townes, C. 1983, *ARA&A*, 21, 239
- Hogerheijde, M. R. & van der Tak, F. F. S. 2000, *A&A*, 362, 697
- Hollenbach, D. & McKee, C. F. 1989, *ApJ*, 342, 306
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1997, *ARA&A*, 35, 179
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1999, *Reviews of Modern Physics*, 71, 173
- Horn, J., Siebertz, O., Schmilling, F., et al. 1999, *Exp. Astron.*, 9, 17

- Howe, J., Ashby, M., Bergin, E., & Chin, G. 2000, *ApJ*, 539, 137
- Howe, J. E., Jaffe, D. T., Genzel, R., & Stacey, G. J. 1991, *ApJ*, 373, 158
- Hunter, Jr., J. H., Sandford, II, M. T., Whitaker, R. W., & Klein, R. I. 1986, *ApJ*, 305, 309
- Hunter, T. R., Churchwell, E., Watson, C., et al. 2000, *AJ*, 119, 2711
- Ikeda, M., Oka, T., Tatematsu, K., Sekimoto, Y., & Yamamoto, S. 2002, *ApJS*, 139, 467
- Imai, H., Kameya, O., Sasao, T., et al. 2000, *ApJ*, 538, 751
- Israel, F. P. 1978, *A&A*, 70, 769
- Israel, F. P. & Baas, F. 2002, *A&A*, 383, 82
- Israel, F. P. & Wootten, H. A. 1983, *ApJ*, 266, 580
- Jaffe, D., Harris, A., Silber, M., Genzel, R., & Betz, A. 1985, *ApJ*, 290, 59
- Jaffe, D. & Plume, R. 1995, in *Airborne Symposium on the Galactic Ecosystem*, ed. M. Haas, J. Davidson, & E. Erickson (ASP Conf.Ser., Vol.73)
- Jaffe, D. T., Genzel, R., Harris, A. I., et al. 1989, *ApJ*, 344, 265
- Jakob, H. 2002, *Modularisierung und Flexibilisierung des astronomischen Positionierungssystems am KOSMA 3m-Teleskop für Array-Empfänger*, Diploma thesis, (Universität zu Köln)
- Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., Keene, J., Boreiko, R. T., & Betz, A. L. 1996, *A&A*, 309, 899
- Jørgensen, J. K., Schöier, F. L., & van Dishoeck, E. F. 2002, *A&A*, 389, 908
- Jørgensen, J. K., Schöier, F. L., & van Dishoeck, E. F. 2004a, *A&A*, 416, 603
- Jørgensen, J. K., Schöier, F. L., & van Dishoeck, E. F. 2004b, *A&A*, 416, 603
- Kamegai, K., Ikeda, M., Maezawa, H., et al. 2003, *ApJ*, 589, 378
- Kaufman, M., Wolfire, M., Hollenbach, D., & Luhman, M. 1999, *ApJ*, 527, 795
- Keene, J., Lis, D., Phillips, T., & Schilke, P. 1997, in *Molecules in Astrophysics: Probes and Processes*, ed. E. F. van Dishoeck, IAU Symposium No. 178 (Dordrecht: Kluwer), 129
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, L27
- Köster, B. 1998, Ph.D. thesis, Universität zu Köln
- Koyama, H. & Inutsuka, S.-i. 2002, *ApJ*, 564, L97
- Krabbe, A. & Röser, H. P. 1999, in *Reviews in Modern Astronomy*, Vol. 12, *Reviews in Modern Astronomy*, ed. R. E. Schielicke, 107–+
- Kramer, C., Beuther, H., Simon, R., Stutzki, J., & Winnewisser, G. 2000, in *Imaging at Radio through Submillimeter Wavelengths*, ed. S. R. J.G. Mangum (ASP Conference Series)
- Kramer, C., Degiacomi, C., Graf, U., et al. 1998, in *Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes*, ed. T. Phillips (Kona: Proc. SPIE Vol. 3357, p. 711-720)
- Kramer, C., Jakob, H., Mookerjea, B., et al. 2004, *A&A*, 424, 887
- Kramer, C., Mookerjea, B., Bayet, E., et al. 2005, *A&A*, 441, 961
- Krügel, E., Densing, R., Nett, H., et al. 1989, *A&A*, 211, 419
- Kumar, M. S. N., Davis, C. J., & Bachiller, R. 2003, *Ap&SS*, 287, 191

- Kumar, M. S. N., Tafalla, M., & Bachiller, R. 2004, *A&A*, 426, 195
- Lacy, J. H., Baas, F., Allamandola, L., Persson, S., & McGregor, P. 1984, *ApJ*, 276, 533
- Ladd, E. F., Deane, J. R., Sanders, D. B., & Wynn-Williams, C. G. 1993, *ApJ*, 419, 186
- Lane, A., Haas, M., Hollenbach, D., & Erickson, E. 1990, *ApJ*, 361, 132
- Langer, W. D. & Penzias, A. A. 1990, *ApJ*, 357, 477
- Larionov, G. M., Val'tts, I. E., Winnberg, A., et al. 1999, *A&AS*, 139, 257
- Le Petit, F., Roueff, E., & Le Bourlot, J. 2002, *A&A*, 390, 369
- Lerate, M. R., Barlow, M. J., Swinyard, B. M., et al. 2006, *MNRAS*, 370, 597
- Leung, C. M. 1975, *ApJ*, 199, 340
- Leung, H. O. & Thaddeus, P. 1992, *ApJS*, 81, 267
- Leurini, S., Schilke, P., Menten, K. M., et al. 2004, *A&A*, 422, 573
- Loch. 2006, Diploma thesis, Universität zu Köln
- Luhman, M. L., Satyapal, S., Fischer, J., et al. 1998, *ApJ*, 504, L11+
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125
- MacLeod, G. C., Scalise, E. J., Saedt, S., Galt, J. A., & Gaylard, M. J. 1998, *AJ*, 116, 1897
- Malhotra, S., Kaufman, M., Hollenbach, D., et al. 2001, *ApJ*, 561, 766
- Maloney, P. R., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, *ApJ*, 466, 561
- Mangum, J. G., Wootten, A., & Mundy, L. G. 1992, *ApJ*, 388, 467
- Mao, R. Q., Henkel, C., Schulz, A., et al. 2000, *A&A*, 358, 433
- Mardones, D., Myers, P. C., Tafalla, M., et al. 1997, *ApJ*, 489, 719
- Marrone, D. P., Battat, J., Bensch, F., et al. 2004, *ApJ*, 612, 940
- Marston, A. P., Reach, W. T., Noriega-Crespo, A., et al. 2004, *ApJS*, 154, 333
- Matthews, H. E., Goss, W. M., Winnberg, A., & Habing, H. J. 1977, *A&A*, 61, 261
- Mauersberger, R., Wilson, T. L., Walmsley, C. M., Henkel, C., & Batrla, W. 1985, *A&A*, 146, 168
- Megeath, S. T., Herter, T., Beichmann, C., et al. 1996, *A&A*, 307, 775
- Meijerink, R. & Spaans, M. 2005, *A&A*, 436, 397
- Meijerink, R., Spaans, M., & Israel, F. P. 2006, *ApJ*, 650, L103
- Meixner, M. & Tielens, A. G. G. M. 1993, *ApJ*, 405, 216
- Menten, K. M., Walmsley, C. M., Henkel, C., & Wilson, T. L. 1986, *A&A*, 157, 318
- Millar, T. J., Farquhar, P. R. A., & Willacy, K. 1997, *A&AS*, 121, 139
- Miller, M., Graf, U. U., Kinzel, R., et al. 2003, in *Millimeter and Submillimeter Detectors for Astronomy*. Edited by Phillips, Thomas G.; Zmuidzinas, Jonas. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4855, pp. 594-601 (2003)., ed. T. G. Phillips & J. Zmuidzinas, 594–601
- Mitchell, G., Maillard, J.-P., Allen, M., Beer, R., & Belcourt, K. 1990, *ApJ*, 363, 554
- Mookerjea, B., Ghosh, S., Kaneda, H., et al. 2003, *A&A*, 404, 569
- Mookerjea, B., Kramer, C., Röllig, M., & Masur, M. 2006, *A&A*, 456, 235
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., et al. 2005, in *IAU Symposium*, 151–156
- Mueller, K. E., Shirley, Y. L., Evans, N. J., & Jacobson, H. R. 2002, *ApJS*, 143, 469
- Müller, A. 2001, *Kohlenstoff in photonendominierten Regionen*, Diploma thesis, Uni-

versität zu Köln

- Nikola, T., Geis, N., Herrmann, F., et al. 2001, *ApJ*, 561, 203
- Normandeau, M., Taylor, A., & Dewdney, P. 1997, *ApJ*, 108, 297
- Oka, T., Iwata, M., Maezawa, H., et al. 2004, *ApJ*, 602, 803
- Oka, T., Yamamoto, S., Iwata, M., et al. 2001, *ApJ*, 558, 176
- Oldham, P., Griffin, M., Richardson, K., & Sandell, G. 1994, *A&A*, 284, 559
- Ossenkopf, V. & Henning, T. 1994, *A&A*, 291, 943
- Ossenkopf, V., Trojan, C., & Stutzki, J. 2001, *A&A*, 378, 608
- Ousterhout, J. 1994, *Tcl and Tk*
- Palmer, P., Goss, W. M., & Whiteoak, J. B. 2004, *MNRAS*, 347, 1164
- Panagia, N. 1973, *AJ*, 78, 929
- Pardo, J., Cernicharo, J., & Serabyn, E. 2001, *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on*, 49, 1683
- Pardo, J. R., Cernicharo, J., & Phillips, T. G. 2005, *ApJ*, 634, L61
- Peeters, E., Martín-Hernández, N. L., Rodríguez-Fernández, N. J., & Tielens, X. 2005, *Space Science Reviews*, 119, 273
- Peeters, E., n Hernández, N. L. M., Damour, F., et al. 2002, *A&A*, 381, 571
- Petitpas, G. & Wilson, C. 1998, *ApJ*, 503, 219
- Petuchowski, S. & Bennett, C. 1993, *ApJ*, 405, 591
- Piddington, J. H. & Minnet, H. C. 1952, *Australian J. Sci. Res.*, 17, 326
- Pineau des Forets, G., Flower, D. R., Hartquist, T. W., & Dalgarno, A. 1986, *MNRAS*, 220, 801
- Pineau des Forets, G., Flower, D. R., Hartquist, T. W., & Millar, T. J. 1987, *MNRAS*, 227, 993
- Plume, R. ., Jaffe, D. T., Tatematsu, K., Evans, N. J., & Keene, J. 1999, *ApJ*, 512, 768
- Plume, R., Bensch, F., Howe, J., et al. 2000, *ApJ*, 539, 133
- Plume, R., Jaffe, D., & Keene, J. 1994, *ApJ*, 425, 49
- Plume, R., Jaffe, D. T., Evans, II, N. J., Martin-Pintado, J., & Gomez-Gonzalez, J. 1997, *ApJ*, 476, 730
- Poelman, D. R. & Spaans, M. 2005, *A&A*, 440, 559
- Poelman, D. R. & Spaans, M. 2006, *A&A*, 453, 615
- Poglitsch, A., Herrmann, F., Genzel, R., et al. 1996, *ApJ*, 462, L43+
- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., et al. 1994, *ApJ*, 421, 615
- Poludnenko, A. Y., Frank, A., & Mitran, S. 2004, *ApJ*, 613, 387
- Preibisch, T., Ossenkopf, V., Yorke, H. W., & Henning, T. 1993, *A&A*, 279, 577
- Read, P. 1981, *MNRAS*, 194, 863
- Richardson, K., Sandell, G., White, G., Duncan, W., & Krisciunas, K. 1989, *A&A*, 221, 95
- Richardson, K. J., Sandell, G., Cunningham, C. T., & Davies, S. R. 1994, *A&A*, 286, 555
- Roberts, D. A., Crutcher, R. M., & Troland, T. H. 1997, *ApJ*, 479, 318
- Roelfsema, P. R., Goss, W. M., & Geballe, T. R. 1989, *A&A*, 222, 247
- Roellig, M., Abel, N. P., Bell, T., et al. 2007, *A&A*

- Röllig, M., Ossenkopf, V., Jeyakumar, S., Stutzki, J., & Sternberg, A. 2006, *A&A*, 451, 917
- Rubin, R. H., Simpson, J. P., Lord, S. D., et al. 1994, *ApJ*, 420, 772
- Ruch, G. T., Jones, T. J., Woodward, C. E., et al. 2007, *ApJ*, 654, 338
- Russell, R., Melnick, G., Smyers, S., et al. 1981, *ApJ Lett.*, 250, 35
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Sandford, S., Allamandola, L., Tielens, A., & Valero, G. 1988, *ApJ*, 329, 498
- Schinke, R., Engel, V., Buck, U., Meyer, H., & Diercksen, G. 1985, *ApJ*, 299, 939
- Schneider, N., Bontemps, S., Simon, R., et al. 2006, *A&A*, 458, 855
- Schneider, N., Simon, R., Kramer, C., et al. 2003, *A&A*, 406, 915
- Schneider, N., Simon, R., Kramer, C., Stutzki, J., & Bontemps, S. 2002, *A&A*, 384, 225
- Schöier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 2005, *A&A*, 432, 369
- Schroder, K., Staemmler, V., Smith, M. D., Flower, D. R., & Jaquet, R. 1991, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 24, 2487
- Scoville, N. Z. & Solomon, P. M. 1974, *ApJ*, 187, L67+
- Shirley, Y. L., Evans, N. J., Young, K. E., Knez, C., & Jaffe, D. T. 2003, *ApJS*, 149, 375
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Smith, H. A., Hora, J. L., Marengo, M., & Pipher, J. L. 2006
- Sobolev, V. V. 1958, *Soviet Physics Doklady*, 3, 541
- Stacey, G., Jaffe, D., Geis, N., et al. 1994, *ApJ*, 404, 219
- Stacey, G. J., Geis, N., Genzel, R., et al. 1991, *ApJ*, 373, 423
- Sternberg, A. & Dalgarno, A. 1989, *ApJ*, 338, 197
- Sternberg, A. & Dalgarno, A. 1995, *ApJ*, 99, 565
- Stoerzer, H. & Hollenbach, D. 1998, *ApJ*, 495, 853
- Störzer, H., Stutzki, J., & Sternberg, A. 1996, *A&A*, 310, 592
- Störzer, H., Stutzki, J., & Sternberg, A. 1997, *A&A*, 323, 13
- Stutzki, J. 1984, Ph.D. thesis, Universität zu Köln
- Stutzki, J. 1985, Ph.D. Thesis
- Stutzki, J., Bensch, F., Heithausen, A., Ossenkopf, V., & Zielinsky, M. 1998, *A&A*, 336, 697
- Stutzki, J., Graf, U. U., E., H. C., et al. 1997, *ApJ*, 477, L33
- Stutzki, J. & Güsten, R. 1990, *ApJ*, 356, 513
- Stutzki, J., Stacey, G. J., Genzel, R., et al. 1988, *ApJ*, 332, 379
- Stutzki, J. & Winnewisser, G. 1985, *A&A*, 144, 13
- Taam, R. E. & Sandquist, E. L. 2000, *ARA&A*, 38, 113
- Taylor, J. R. 1982, *An introduction to error analysis. The study of uncertainties in physical measurements (A Series of Books in Physics, Oxford: University Press, and Mill Valley: University Science Books, 1982)*
- Thompson, M. A. & White, G. J. 2004, *A&A*, 419, 599

- Thronson, H. A., Campell, M. F., & Hoffman, W. F. 1980, *ApJ*, 239, 533
- Tieftrunk, A. R., Gaume, R. A., & Wilson, T. L. 1998, *A&A*, 340, 232
- Tieftrunk, A. R., Gaumme, R. A., Claussen, M. J., Wilson, T. L., & Johnston, K. J. 1997, *A&A*, 318, 931
- Tieftrunk, A. R., Jacobs, K., Martin, C. L., et al. 2001, *A&A*, 375, L23
- Tieftrunk, A. R., Megeath, S. T., Wilson, T. L., & Rayner, J. T. 1998, *A&A*, 336, 991
- Tieftrunk, A. R., Wilson, T. L., Steppe, H., et al. 1995, *A&A*, 303, 901
- Tielens, A. & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, 291, 722
- Tielens, A. G. G. M., Meixner, M. M., van der Werf, P. P., et al. 1993, *Science*, 262, 86
- Turner, B. E. & Matthews, H. E. 1984, *ApJ*, 277, 164
- Vallée, J. P. & Fiege, J. D. 2006, *ApJ*, 636, 332
- van den Ancker, M. E., Tielens, A. G. G. M., & Wesselius, P. R. 2000, *A&A*, 358, 1035
- van der Tak, F., van Dishoeck, E., & Caselli, P. 2000, *A&A*, 361, 327
- van Dishoeck, E. F. 1987, in *IAU Symp. 120: Astrochemistry*, ed. M. S. Vardya & S. P. Tarafdar, 51–+
- van Zadelhoff, G.-J., Dullemond, C. P., van der Tak, F. F. S., et al. 2002, *A&A*, 395, 373
- Vastel, C., Spaans, M., Ceccarelli, C., Tielens, A. G. G. M., & Caux, E. 2001, *A&A*, 376, 1064
- Vázquez-Semadeni, E., Ryu, D., Passot, T., González, R. F., & Gazol, A. 2006, *ApJ*, 643, 245
- Wakelam, V., Caselli, P., Ceccarelli, C., Herbst, E., & Castets, A. 2004, *A&A*, 422, 159
- Walker, C. K., Adams, F. C., & Lada, C. J. 1990, *ApJ*, 349, 515
- Weiss, A., Henkel, C., Downes, D., & Walter, F. 2003, *A&A*, 409, 41
- Wendker, H. 1984, *A&AS*, 58, 291
- Werner, M. W., Becklin, E. E., Gatley, I., et al. 1980, *ApJ*, 242, 601
- Wiedner, M. C., Wieching, G., Biellau, F., et al. 2006, *A&A*, 454, L33
- Williams, J. A., Dickel, H. R., & Auer, L. H. 2004, *ApJS*, 153, 463
- Wilson, C., Mason, A., Gregersen, E., & Olofsson, A. 2003, *A&A*, 402, 59
- Wilson, R. W., Jefferts, K. B., & Penzias, A. A. 1970, *ApJ*, 161, L43+
- Wilson, T. & Mauersberger, R. 1990, *A&A*, 239, 305
- Wilson, T. L., Muders, D., Kramer, C., & Henkel, C. 2001, *ApJ*, 557, 240
- Wilson, T. L. & Rood, R. T. 1994, *A&AR*, 32, 191
- Winnberg, A., Habing, H. J., & Goss, W. M. 1973, *Nature Physical Science*, 243, 78
- Winnewisser, G., Bester, M., & Ewald, R. 1986, *A&A*, 167, 207
- Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., & Tielens, A. G. G. M. 2003, *ApJ*, 587, 278
- Wright, C. M., Timmermann, R., & Drapatz, S. 1997, in *ESA SP-419: The first ISO workshop on Analytical Spectroscopy*, 311–+
- Wynn-Williams, C., Becklin, E. E., & Neugebauer, G. 1972, *MNRAS*, 160, 1
- Yamamoto, S., Maezawa, H., Ikeda, M., et al. 2001, *ApJ*, 547, L165
- Zhang, X., Lee, Y., Bolatto, A., & Stark, A. 2001, *ApJ*, 553, 274
- Zheng, X. W., Ho, P. T. P., Reid, M. J., & Schneps, M. H. 1985, *ApJ*, 293, 522

Zielinsky, M. 1999, Ph.D. thesis, Universität zu Köln

Zinchenko, I., Henkel, C., & Mao, R. Q. 2000, *A&A*, 361, 1079

Zmuidzinas, J., Betz, A. L., Boreiko, R. T., & Goldhaber, D. M. 1988, *ApJ*, 335, 774

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen denen bedanken, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben.

Allen voran möchte ich mich besonders bei Prof. Dr. Jürgen Stutzki bedanken für die sehr offene Arbeitsatmosphäre am I. Physikalischen Institut und für die Freiheit an einem eigenen Thema arbeiten zu können. Die zahlreichen Kooperationsprojekte (SFB 494, Herschel/HIFI, KOSMA, NANTEN2, sowie SOFIA/GREAT) sorgten für ein exzellentes Arbeitsumfeld. Sein begeisterndes Engagement und die zahlreichen Möglichkeiten zur Mitarbeit waren Tag für Tag aufs Neue motivierend.

Herrn Prof. Dr. P. Reiter danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens, Herrn Prof. Dr. J. Saur für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Carsten Kramer danke ich für die fachliche Betreuung und seine unermüdliche Geduld mit mir. Für seine neue Tätigkeit bei IRAM wünsche ich ihm alles Gute.

Nicola Schneider und Robert Simon danke ich für die gute Zusammenarbeit am Cygnus/X Projekt und für die Unterstützung bei den Messkampagnen mit KOSMA.

Vielen Dank auch an Volker Ossenkopf, der sich immer für mich Zeit nahm und auf viele meiner Fragen eine Antwort hatte oder mir wertvolle Tipps geben konnte.

Achim Tieftrunk, der mir die W3-Region *vererbte*, erweiterte meinen Blickwinkel auf den langwelligen Bereich des Radiospektrums.

Urs Graf stand mir seinem Rat bei Fragen rund um Heterodyn-Empfänger und der Software immer gerne zur Seite. Seine telefonischen Ferndiagnosen (sogar aus dem Urlaub heraus!) hatten nicht selten einen Aha-Effekt zur Folge.

Dem KOSMA-Stationsleiter und meinem langjährigen Zimmerkollegen Martin Miller danke ich für viele Einblicke in die ganz alltäglichen Fragen rund um die Astronomie. Gerne erinnere ich mich an die vielen Diskussionsrunden und so manche Fehler-suche unter Sauerstoffmangel auf dem Gornergrat und auf Pampa la Bola.

Diese Arbeit wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen des SFB 494 und durch das Ministerium für Wissenschaft und Technologie des Landes Nordrhein-Westfalen gefördert. Ein viermonatiges Forschungsstipendium am Leiden Observatorium, Niederlande wurde im Rahmen eines EARA Marie-Curie Fellowships durch Mittel der Europäischen Union gefördert. Frank Israel danke ich insbesondere für seine Einladung nach Leiden.

Bei meinen Eltern möchte ich mich an dieser Stelle besonders für die großartige Unterstützung bedanken.

Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen der Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Herrn Prof. Dr. J. Stutzki betreut worden.

Teilpublikationen

- H. Jakob, C. Kramer, B. Mookerjea, S. Jeyakumar, and J. Stutzki, 2003, SFChem 2002: Chemistry as a Diagnostic of Star Formation, proceedings of a conference held in August 21-23, 2002 at University of Waterloo, p312
- C. Kramer, H. Jakob, B. Mookerjea, N. Schneider, M. Brüll, and J. Stutzki, 2004, Astronomy & Astrophysics, 424, 887-903
- C. Kramer, H. Jakob, B. Mookerjea, N. Schneider, M. Brüll, and J. Stutzki, 2004, Proceedings of the 4th Cologne-Bonn-Zermatt Symposium, p217
- H. Jakob, F. P. Israel, 2004, Astronomische Nachrichten, Vol. 325, Supplement 1, Short Contributions Presented at the Annual Scientific Meeting of the Astronomische Gesellschaft and the Czech Astronomical Society in Prague, September 20-25, p.10
- H. Jakob, C. Kramer, R. Simon, J. Stutzki, N. Schneider, S. Bontemps, 2005, Poster, IAU Symposium 227, Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics
- N. Schneider, S. Bontemps, R. Simon, H. Jakob, F. Motte, M. Miller, C. Kramer und J. Stutzki, 2006, Astronomy & Astrophysics, 458, 855
- N. Schneider, S. Bontemps, R. Simon, H. Jakob, F. Motte, M. Miller, C. Kramer und J. Stutzki, 2006, Astronomy & Astrophysics, 458, 855
- H. Jakob, C. Kramer, R. Simon, N. Schneider, V. Ossenkopf, S. Bontemps, U. U. Graf und J. Stutzki, 2007, Astronomy & Astrophysics, 461, 999-1012

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name : Holger Jakob
Anschrift : Kaiserstraße 13,
51145 Köln
Geburtsdatum : 03.09.1975, Jena, Thüringen
Staatsangehörigkeit : deutsch

Kindheit

1975-1983 Aufgewachsen in Rudoldstadt
1983 Einreise in die Bundesrepublik Deutschland mit den Eltern
1983-1986 Besuch der Grundschule in Heidenheim (a. d. Brenz)
1986 Umzug mit den Eltern nach Köln-Porz

Ausbildung

9/1986-6/1995 Schulausbildung am Stadtgymnasium in Köln-Porz
6/1995 Abschluss mit Abitur
10/1995-10/1996 Absolvierung des Zivildienstes an den Unikliniken Köln,
Arbeitsgruppe Biometrie: „Betreuung einer Studiendatenbank“
10/1996-3/2002 Physikstudium an der Universität zu Köln
Sommer 1999 Miniforschungsarbeit am I. Physikalischen Institut:
„Anbindung einer CCD-Pointingkamera an das KOSMA 3m-Teleskop“
3/2002 Abschluss des Studiums mit dem Diplom in Physik. Thema der
Diplomarbeit: „Modularisierung und Flexibilisierung des
astronomischen Positionierungssystems am KOSMA 3m-Teleskop
für Array-Empfänger“
4/2002-2007 Promotionsstudium in Experimentalphysik als wissenschaftlicher
Mitarbeiter am I. Physikalischen Institut der Universität zu
Köln in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Stutzki
4/2004-7/2004 Viermonatiges Forschungsstipendium (EARA Marie-Curie
Fellowship) in der Arbeitsgruppe von Dr. Frank Israel am
Leiden Observatory, Niederlande
seit 4/2007 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Deutschen SOFIA Institut,
Stuttgart.

