

Entwicklung eines Ferninfrarotdetektorarrays
und
ISO–SWS–Beobachtungen molekularen
Wasserstoffs im Sternentstehungsgebiet OMC–1

Dissertation

der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Dirk Rosenthal
aus Berlin

München, den 08.09.2000

1. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Genzel
 2. Gutachter: Prof. Dr. Thomas Gehren
- Tag der mündlichen Prüfung 14.02.2001

Zusammenfassung

Diese Arbeit gliedert sich in einen instrumentellen und einen astrophysikalischen Teil.

Im Rahmen des instrumentellen Teils wurden ein 16×25 -Pixel-Detektorarray von gedrückten Ge:Ga-Detektoren für den Wellenlängenbereich von $110 \mu\text{m}$ bis $210 \mu\text{m}$ für den Betrieb im *Field-Imaging Far Infrared Line Spectrometer* (FIFI LS) an Bord des *Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy* (SOFIA) entwickelt und an Prototypen erste Testmessungen durchgeführt. Im ersten Abschnitt werden das Flugzeugobservatorium und das Instrument beschrieben. Neben dem Prinzip des Spektrometers wird kurz auf die wissenschaftlichen Ziele eingegangen.

Dem folgt eine ausführliche Beschreibung des Detektorarrays. Zunächst werden einige Grundlagen intrinsischer und extrinsischer Halbleiter sowie das Prinzip der Verschiebung der Empfindlichkeitskurve zu größeren Wellenlängen durch die Anwendung eines mechanischen Drucks auf die Ge:Ga-Detektoren diskutiert. Anschließend werden der Aufbau des Detektorarrays und die Funktion der einzelnen Komponenten erläutert. Insbesondere der Drückmechanismus stellt eine signifikante Verbesserung gegenüber dem 5×5 -Pixel-Detektorarray des Vorgängerinstrumentes FIFI dar. Das gesamte 16×25 -Pixel Detektorarray besteht aus 25 unabhängigen Modulen von 1×16 Pixeln. Für jedes dieser Module wird der mechanische Druck wie bei dem FIFI-Detektorarray mittels einer Schraube aufgebracht, jedoch lässt sich hier der Druck durch einen Federmechanismus allmählich erhöhen. Die Detektoren befinden sich zur Erhöhung der Quanteneffizienz in integrierenden Hohlräumen. Das Licht wird durch kegelförmige Lichtsammelhörner in die einzelnen Hohlräume geleitet. Die mit Hilfe einer Finite Elemente Analyse entwickelten Druckstempel sowie die Gestaltung des Detektorgehäuses ermöglichen sowohl eine sehr gleichmäßige Weiterleitung des Drucks entlang des Stapels von 16 Detektoren als auch eine sehr homogene Druckverteilung innerhalb eines einzelnen Detektorpixels.

Diese Druckhomogenität wurde durch Messung des Widerstandes als Funktion des äußeren Drucks bzw. der Empfindlichkeit als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Detektoren entlang des Stapels von 16 Detektoren verifiziert. Erste Messungen der Responsivität und der äquivalenten Rauschleistung (NEP) weisen außerdem auf eine gegenüber dem FIFI-Detektorarray erhöhte effektive Quanteneffizienz der Detektoren hin. Dies kann durch verbesserte Lichtsammelhörner, durch verbesserte integrierende Hohlräume oder eine höhere intrinsische Quanteneffizienz des Detektormaterials bewirkt werden.

Im astrophysikalischen Teil der Arbeit wurde das Gebiet maximaler H_2 -Helligkeit *Peak 1* der Molekülwolke OMC-1 mit dem *Short Wavelength Spectrometer* (SWS) des *Infrared Space Observatory* (ISO) beobachtet. Hier wird zunächst der ISO-Satellit mit seinen Instrumenten beschrieben. Etwas ausführlicher wird auf das SWS-Instrument und die Reduktion der Beobachtungsdaten eingegangen.

Anschließend wird ausführlich die Rolle von molekularem Wasserstoff im interstellaren Medium (ISM) erläutert. In diesem Zusammenhang werden mögliche Übergänge von H_2 , die

Bildung von H_2 , das Ortho-zu-Para-Verhältnis und Möglichkeiten der Anregung von H_2 im ISM diskutiert. Insbesondere wird die Anregung und die Bedeutung von molekularem Wasserstoff für den Wärmehaushalt in Photodissoziationsregionen (PDRs) und Schocks behandelt.

In den letzten beiden Kapiteln werden schließlich die mit dem ISO-SWS gewonnenen Beobachtungsergebnisse erläutert.

Zunächst werden die Beobachtungen von Linien des molekularen Wasserstoffs und atomarer bzw. ionischer Feinstrukturlinien dargestellt. Dazu werden die erhaltenen Spektren diskutiert und mit Hilfe der detektierten H I-Rekombinations- und H_2 -Linien die Extinktion als Funktion der Wellenlänge abgeschätzt. Hierbei ergab sich, dass die H_2 -Emission aus einem tiefer in die Molekülwolke eingebetteten Bereich mit einer Extinktion im K-Band A_K von 1,0 mag stammt, während die H-Rekombinationslinien kaum durch Extinktion abgeschwächt werden ($A_K < 0,3$ mag), was auf einen Ursprung in der H II-Region im Vordergrund von OMC-1 hindeutet. Für die detektierten Feinstrukturlinien ergibt der Vergleich mit dem Modell einer H II-Region und den in der benachbarten PDR *Orion-Bar* detektierten Feinstrukturlinien, dass diese überwiegend von der H II-Region und PDR im Vordergrund von OMC-1 emittiert werden. Im Rahmen der Diskussion der H_2 -Emission wird die gesamte H_2 -Säulendichte und -Leuchtkraft innerhalb der SWS-Apertur auf $N(\text{H}_2)_{\text{SWS}} = (1,9 \pm 0,5) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ und $L(\text{H}_2)_{\text{SWS}} = (17 \pm 5)L_\odot$ abgeschätzt. Extrapoliert auf den gesamten Outflow ergibt sich für die gesamte H_2 -Leuchtkraft $L(\text{H}_2)_{\text{OMC-1}} = (120 \pm 60)L_\odot$. Der Beitrag der PDR im Vordergrund des schockangeregten Gases von OMC-1 zur gesamten H_2 -Leuchtkraft wird als gering ($\leq 5\%$) abgeschätzt. Dies wird auch durch die Säulendichteverteilung der H_2 -Niveaus nahegelegt, die kein Anzeichen einer fluoreszenten (UV-) Anregung oder einer Abweichung von einem Ortho-zu-Para-Verhältnis von drei zeigt. Die Anregungstemperatur der H_2 -Niveaus steigt von 600 K für die niedrigsten Niveaus bis auf etwa 3200 K für Energieniveaus mit $E(v, J) > 14000$ K. Kein einzelnes stationäres Schockmodell kann die beobachtete Verteilung der Energieniveaus reproduzieren, stattdessen wird eine Kombination von mehreren Schockmodellen benötigt. Die höherliegenden H_2 -Niveaus könnten entweder thermisch in nicht-dissoziativen J-Schocks, durch nicht-thermische Kollisionen zwischen schnellen Ionen und H_2 -Molekülen in C-Schocks oder durch Bildung der H_2 -Moleküle in angeregten Zuständen besetzt werden.

Im letzten Kapitel wird die Detektion der 0-0 R(5)-Linie des HD-Moleküls bei $19,43 \mu\text{m}$ in OMC-1 diskutiert. Die über die SWS-Eintrittsapertur gemittelte Intensität der Linie beträgt $(1,84 \pm 0,4) \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Obere Grenzen für die Intensitäten von sechzehn anderen - nichtdetektierten - HD-Linien im Wellenlängenbereich von $2,5 \mu\text{m}$ bis $38 \mu\text{m}$ wurden mit Hilfe der beobachteten Spektren abgeleitet. Zur Ableitung der gesamten HD-Säulendichte wird von der mit Hilfe der H_2 -Linien ermittelten Extinktion und von der beobachteten Anregung der H_2 -Linien Gebrauch gemacht. Unter Berücksichtigung einer nicht-thermischen Besetzung der HD-Niveaus ergibt sich für die gesamte HD-Säulendichte $N(\text{HD}) = (2,0 \pm 0,75) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Mit der gesamten H_2 -Säulendichte folgt für die HD-Häufigkeit $[\text{HD}]/[\text{H}_2] = (1,1 \pm 0,4) \times 10^{-5}$. Berücksichtigt man ferner eine mögliche chemische Verringerung der HD-Häufigkeit in teilweise dissoziativen Schocks, so erhält man für die Deuteriumhäufigkeit $[\text{D}]/[\text{H}] = (8,8 \pm 2,9) \times 10^{-6}$. Dieser verglichen mit dem Mittelwert von Absorptionslinienmessungen im lokalen ISM von $[\text{D}]/[\text{H}] = (1,5 \pm 0,1) \times 10^{-5}$ geringe Wert könnte auf eine verstärkte Sternentstehungsaktivität und damit einem verstärkten Abbau von Deuterium in der Orion Molekülwolke hindeuten.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Abbildungsverzeichnis	4
Tabellenverzeichnis	6
Abkürzungsverzeichnis	9
Einleitung	11
I Entwicklung eines Ferninfrarotdetektorarrays	13
1 Das abbildende Ferninfrarotspektrometer FIFI LS	15
1.1 Das Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy (SOFIA)	15
1.2 Das Spektrometer FIFI LS	17
1.2.1 Der Kryostat	18
1.2.2 Wissenschaftliche Ziele	20
2 Das Detektorarray	23
2.1 Einleitung	23
2.2 Grundlagen	23
2.2.1 Intrinsische Photoleiter	23
2.2.2 Extrinsische Photoleiter	26
2.2.3 Zeitverhalten	29
2.2.4 Rauschen	33
2.3 Design des gedrückten Detektorarrays	35
2.3.1 Finite Elemente Rechnungen	36
2.3.2 Der Drückmechanismus	42
2.3.3 Die Lichtsammelhörner	49
2.3.4 Die Ausleseelektronik	53
2.4 Messungen	55
2.4.1 Widerstand als Funktion des Drucks	56
2.4.2 Widerstand als Funktion der Temperatur	57
2.4.3 Die spektrale Empfindlichkeit	59
2.4.4 Responsivität und äquivalente Rauschleistung (NEP)	60
2.5 Fazit und Ausblick	63

II	ISO-SWS Spektroskopie der Molekülwolke OMC-1	65
3	Der ISO-Satellit	67
3.1	Das Short Wavelength Spectrometer (SWS)	69
3.1.1	Das Gitterspektrometer	69
3.1.2	Das Fabry-Perot Spektrometer	70
3.1.3	Die Eintrittsaperturen	71
3.1.4	Beobachtungsarten	71
3.1.5	Kalibration und Datenreduktion	72
4	H₂ im interstellaren Medium	75
4.1	Einleitung	75
4.2	Bildung von molekularem Wasserstoff	77
4.3	Ortho- und Para-H ₂	77
4.4	Anregung von Vibrations- und Rotationsniveaus	80
4.4.1	Anregungsdiagramm	82
4.5	Schocks und Photodissoziationsregionen	83
4.5.1	Photodissoziationsregionen	83
4.5.2	Schocks	87
4.5.3	Unterscheidungsmerkmale von PDRs, J-Schocks und C-Schocks	91
5	ISO-SWS Beobachtungen von OMC-1: H₂- und Feinstrukturlinien	95
5.1	Einleitung	95
5.2	Beobachtungen	97
5.3	Resultate und Diskussion	98
5.3.1	Beobachtete H ₂ -Säulendichten	102
5.3.2	Extinktion	102
5.3.3	Feinstrukturlinien	108
5.3.4	Molekularer Wasserstoff	112
6	Detektion von HD in OMC-1	129
6.1	Einleitung	129
6.2	Linien-Intensitäten	130
6.3	Die gesamte HD-Säulendichte	133
6.4	Verringerung der HD-Häufigkeit durch chemische Reaktionen	137
6.5	Deuterium-Häufigkeit	137
	Literaturverzeichnis	140
	Danksagung	148
	Lebenslauf	148

Abbildungsverzeichnis

1.1	Bild des SOFIA-Flugzeugs	15
1.2	Transmission der Erdatmosphäre	16
1.3	Strahlengang des Teleskops	17
1.4	Überblick der SOFIA-Instrumente	18
1.5	Die FIFI LS-Optik	19
1.6	Prinzip des abbildenden Spektrometers	20
1.7	Schnitt durch den FIFI LS-Kryostaten	21
1.8	Die wechselwirkenden Galaxien NGC 4038/4039	22
2.1	Energiebandschema von Photoleitern	23
2.2	Quanteneffizienz und Responsivität als Funktion der Wellenlänge	25
2.3	Aufspaltung des Valenzbandes durch äußeren Druck	28
2.4	Normalisierter Absorptionskoeffizient für gedrücktes und ungedrücktes Ge:Ga	28
2.5	Zeitverhalten von Ge:Ga-Detektoren	30
2.6	Vergleich des aktuellen Detektorarrays mit dem Vorgängerarray	36
2.7	Lineares 1×16 Pixel Detektorarray	37
2.8	FEM-Modell der Stempel-Detektor-Anordnung	37
2.9	FEM-Ergebnisse für den zentrischen Fall	40
2.10	FEM-Ergebnisse für den exzentrischen Fall	41
2.11	Skizze eines linearen 1×16 Pixel Detektorarrays	42
2.12	Kalibrationskurve des Federmechanismus des Detektorgehäuses	43
2.13	Höhenprofile als Funktion des äußeren Drucks am Detektorgehäuse	44
2.14	Spannungsverteilung des Detektorgehäuses	45
2.15	Montage eines linearen Detektorarrays	46
2.16	Kraftzunahme bei Abkühlung des Detektorarrays	48
2.17	Parameter der Lichtsammelhörner	50
2.18	Die Lichtsammelhörner	51
2.19	Simuliertes Strahlprofil am Detektor	52
2.20	Aufbau der kryogenen Ausleseelektronik	54
2.21	Widerstand als Funktion des Drucks	55
2.22	Widerstand als Funktion des Drucks	56
2.23	Schaltplan der Widerstandsmessung als Funktion der Temperatur	57
2.24	Widerstand als Funktion der Temperatur	58
2.25	Spektrale Empfindlichkeit	59
2.26	Relative spektrale Quanteneffizienz	60
2.27	Responsivität	61
2.28	Äquivalente Rauschleistung	62
3.1	Übersichtsdarstellung des ISO-Satelliten	67

3.2	Optisches Design des SWS	69
3.3	Schritte zur Datenreduktion	72
4.1	Energieniveaus des H ₂ -Moleküls	76
4.2	Verhältnis von Ortho- zu Para-H ₂	78
4.3	Kritische Dichten von H ₂	81
4.4	Struktur einer PDR	84
4.5	H ₂ -Emission in PDRs	85
4.6	Anregungsdiagramm der PDR S140	86
4.7	Struktur von J- und C-Schocks	88
4.8	Schocktypen	90
4.9	Anregungsdiagramme von Schocks und PDRs	92
5.1	Bild der Orion-Molekülwolke im sichtbaren und infraroten Spektralbereich	95
5.2	ISO-SWS-Aperturen im Vergleich mit HST-Bild von OMC-1	97
5.3	2,4-45 μm-Spektrum	98
5.4	SWS 01-Spektrum im Detail	99
5.5	SWS 02- und SWS 07/SWS 06-Spektren	100
5.6	Anregungsdiagramm der H ₂ -Säulendichten (nicht extinktionskorrigiert)	101
5.7	Extinktionskurve	103
5.8	H ₂ -Anregungsdiagramm	104
5.9	Bestimmung der differentiellen Extinktion der H-Rekombinationslinien	105
5.10	H ₂ -Anregungsdiagramm mit extinktions-korrigierten Säulendichten	117
5.11	Kumulative Säulendichte als Funktion der Anregungstemperatur	119
5.12	Modellierte Säulendichteverteilung	122
5.13	Vergleich von beobachteter und modellierter Säulendichteverteilung	124
5.14	Geometrie einer Bugstoßwelle	126
6.1	Nicht-detektierte HD-Linien	132
6.2	Detektion der HD 0-0 R(5)-Linie	133
6.3	HD-Anregungsdiagramm	134
6.4	Abweichung der HD-Niveaubesetzung vom LTE	136
6.5	Gesamte HD-Säulendichte	137
6.6	Dichte- und Temperaturstruktur in einem C-Schock	138

Tabellenverzeichnis

1.1	Spezifikation des FIFI LS-Instrumentes	19
2.1	Eigenschaften von intrinsischen Halbleitern	24
2.2	Eigenschaften von extrinsischen Photoleitern	27
2.3	Betriebsparameter der Ge:Ga-Detektoren	29
2.4	Charakteristische Zeit der langsamen Komponente	32
2.5	Längenänderung beim Abkühlen	48
2.6	Parameter der beiden Lichtsammelhörner	50
3.1	Wellenlängenbereiche des SWS	70
5.1	H I-Rekombinationslinien	107
5.2	Feinstrukturlinien in Orion Peak 1	110
5.3	Feinstrukturlinien in der Orion-Bar-PDR	111
5.4	Überblick H ₂ -Linienbeobachtungen von Orion Peak 1 mit dem ISO-SWS . . .	114
5.4	Fortsetzung	115
5.4	Fortsetzung	116
5.5	Ergebnis des Fünf-Temperaturenmodells	119
6.1	Übersicht der HD-Beobachtungen	131

Abkürzungsverzeichnis

AAR	Auto Analysis Result
AOT	Astronomical Observation Template
BN	Becklin–Neugebauer–Objekt
CRE	Cryogenic Readout Electronics
ERD	Edited Raw Data
FEM	Finite Elemente Methode
FIR	fernes Infrarot ($\approx 30 \mu\text{m}$ bis einige $100 \mu\text{m}$)
FIFI	Far Infrared Imaging Fabry–Perot Interferometer
FIFI LS	Field–Imaging Far Infrared Line Spectrometer
FIRST	Far Infrared and Submillimetre Telescope
FUV	Fern–Ultraviolett ($6 \text{ eV} \leq h\nu \leq 13,6 \text{ eV}$)
IRAS	Infrared Astronomical Satellite
ISM	interstellares Medium
ISO	Infrared Space Observatory
KAO	Kuiper–Airborne–Observatory
KL	Kleinmann–Low–Nebel
ℓHe	flüssiges Helium
LTE	lokales thermodynamisches Gleichgewicht
LW	langwelliger Wellenlängenbereich des SWS
LWS	Long–Wavelength Spectrometer
MIPS	Multiband Imaging Photometer for SIRTf
MIR	mittleres Infrarot ($\approx 5 \mu\text{m}$ bis $30 \mu\text{m}$)
ℓN_2	flüssiger Stickstoff
NEP	Noise Equivalent Power
NIR	nahes Infrarot ($\approx 1 \mu\text{m}$ bis $5 \mu\text{m}$)
NLTE	Nicht–LTE
OLP	Off Line Processing
OMC	Orion Molecular Cloud
OPV	Ortho–zu–Para–Verhältnis
PAH	Polycyclic Aromatic Hydrocarbon
PDR	Photodissoziationsregion
PACS	Photoconductor Array Camera and Spectrometer
SED	Spectral Energy Distribution
SIRTf	Space Infrared Telescope Facility
SOFIA	Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy
SPD	Standard Processed Data
SW	kurzwelliger Wellenlängenbereich des SWS
SWS	Short–Wavelength Spectrometer
TIA	Transimpedance Amplifier

Einleitung

Gas und Staub im interstellaren Medium (ISM) spielen eine wichtige Rolle bei der Entstehung und Entwicklung von Sternen. So bilden sich Sterne durch den gravitativen Kollaps von Molekülwolken des ISM. Der Sternentstehungsprozess ist oftmals neben dieser nach innen gerichteten Materiebewegung von einer Materieausströmung, einem sogenannten *Outflow*, begleitet. Während und am Ende ihrer Lebenszeit geben Sterne einen großen Teil ihrer Masse durch Sternwinde und Nova- bzw. Supernovaausbrüche wieder an das ISM zurück. Da diese Materie aufgrund von Fusionsprozessen im Sterninnern mit schwereren Elementen angereichert ist, verändert sich hierdurch die Zusammensetzung des ISM allmählich. Neben einem Teil ihrer Materie geben Sterne auch Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung und Schockwellen an das ISM ab. Kosmische Strahlen, Röntgenstrahlen und ionisierende Photonen beeinflussen den Ionisationsgrad des Gases. ISM und Sterne stehen daher in enger Wechselwirkung und lassen sich nicht isoliert voneinander betrachten. Andererseits erlaubt beispielsweise die Beobachtung von interstellaren Spektrallinien Rückschlüsse auf den Anregungsmechanismus.

Typische Temperaturen reichen von ≈ 10 K bis zu einigen hundert K im kalten, neutralen ISM bis zu wenigen tausend K in Sternentstehungsgebieten, so dass der Großteil der thermischen Emission im nahen ($1 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 5 \mu\text{m}$) bis fernen ($30 \mu\text{m} \leq \lambda \leq$ einige $100 \mu\text{m}$) Infrarotbereich stattfindet. Der infrarote Spektralbereich ist daher besonders zum Studium des ISM geeignet. Darüber hinaus sind viele Quellen wie z. B. Protosterne, die bereits einen Großteil ihrer Energie im sichtbaren Spektralbereich abstrahlen, von dichten Gas- und Staubwolken umgeben. Diese verhindern aufgrund der bei kleineren Wellenlängen wesentlich ausgeprägteren Abschwächung des Lichtes durch Absorption und Streuung (Extinktion) an Staubkörnern eine Beobachtung im sichtbaren Spektralbereich.

Daher ist es auch nicht überraschend, dass viele Fortschritte bei der Erforschung des ISM mit der Entstehung der Infrarotastronomie vor etwa 30 Jahren bzw. mit der Entwicklung von Infrarot-Beobachtungsinstrumenten und empfindlichen Detektoren eng verknüpft waren. Für Strahlung im Ferninfrarot ist die Erdatmosphäre aufgrund der Absorptionsbanden von hauptsächlich Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon nahezu undurchlässig. Eine Beobachtung war hier erst durch den Einsatz von Ballon-, Flugzeug- und Satellitenobservatorien möglich. Nachdem sich Flugzeugobservatorien mit dem Lear-Jet und besonders dem Kuiper-Airborne Observatory (KAO) als erfolgreich und vielseitig erwiesen haben, wird ab etwa 2002 mit dem *Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy* (SOFIA) mit einem Primärspiegel von 2,7 m Durchmesser ein wesentlich leistungsfähigeres Flugzeugobservatorium zur Verfügung stehen. Das *Field-Imaging Far Infrared Line Spectrometer* (FIFI LS) ermöglicht die simultane Abbildung eines zweidimensionalen Bildfeldes mit 5×5 Bildpunkten in zwei spektralen Bändern. Durch einen Bildfelderleger ist es möglich, für jeden Bildpunkt gleichzeitig ein Spektrum aufzunehmen. Diese Technik erlaubt es, die Beobachtungszeit sehr effizient zu nutzen. FIFI LS ist eines von zehn Instrumenten der ersten Generation auf SOFIA und primär zum Studium der

Sternentstehung in externen Galaxien vorgesehen. Das im Rahmen des instrumentellen Teils dieser Arbeit entwickelte Ge:Ga-Detektorarray mit 16×25 Pixeln stellt das Herzstück dieses Instrumentes dar und bedeutet insbesondere in der Anzahl der Detektoren einen Fortschritt gegenüber früheren Ferninfrarot-Detektorarrays.

Mit einem Satelliten lassen sich Beobachtungen gänzlich ungestört von der Absorption und dem Strahlungshintergrund der Erdatmosphäre durchführen. Das *Infrared Space Observatory* (ISO), das nach dem *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS) der zweite Infrarotsatellit überhaupt war und einen auf 3 K gekühlten Primärspiegel besaß, erlaubte spektroskopische und photometrische Beobachtungen über einen Wellenlängenbereich von $2,4 \mu\text{m}$ bis $240 \mu\text{m}$. Mit dem *Short Wavelength Spectrometre* (SWS) auf ISO konnten beispielsweise Spektren über einen Wellenlängenbereich von $2,4 \mu\text{m}$ bis $45 \mu\text{m}$ aufgenommen werden. Dies erlaubte die Beobachtung einer Vielzahl von reinen Rotations- und Rotations-Vibrationslinien des molekularen Wasserstoffs. Insbesondere die unteren Rotationslinien im mittleren Infrarot ($5 \mu\text{m} < \lambda < 30 \mu\text{m}$) des molekularen Wasserstoffs konnten in den bodengebundenen Beobachtungen zuvor nicht oder nur für besonders helle Objekte detektiert werden. Diese sind besonders wichtig, da sie den mit Abstand größten Teil der molekularen Masse repräsentieren und darüber hinaus im Gegensatz zu den Rotations-Vibrationslinien im nahen Infrarot ein direktes Maß für die kinetische Temperatur des Gases darstellen.

Im Rahmen des astrophysikalischen Teils dieser Arbeit wurde das Gebiet hellster H_2 -Emission der Molekülwolke OMC-1 beobachtet. Diese ist mit einer Entfernung von etwa 450 pc die nächstgelegene Entstehungsregion massiver Sterne. Die Molekülwolke beinhaltet eine Reihe von kompakten Infrarot-Quellen und einen bipolaren Outflow, der von einem jungen stellaren Objekt ausgestoßen wird. Bei der Kollision dieses Outflows mit der umgebenden Molekülwolke wird das Gas erwärmt und zur Emission von Spektrallinien angeregt. Dadurch wird in diesem Gebiet die hellste H_2 -Emission am ganzen Himmel erzeugt. Mit den in dieser Arbeit dargestellten ISO-SWS-Beobachtungen werden 56 verschiedene H_2 -Linien im nahen und mittleren Infrarot über einen großen Bereich von Anregungsenergien beobachtet. Die beobachteten H_2 -Linien liefern Informationen über die mittlere Anregung des Gases entlang der Sichtlinie über einen bisher beispiellosen Bereich.

Teil I

**Entwicklung eines
Ferninfrarotdetektorarrays**

Kapitel 1

Das abbildende Ferninfrarotspektrometer FIFI LS

1.1 Das Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy (SOFIA)



Abbildung 1.1: *Das SOFIA-Flugzeug während eines Testfluges.*

Die Erdatmosphäre gestattet nur im nahen bis mittleren Infrarot, und dort auch nur in bestimmten Bändern, die Beobachtung astrophysikalischer Objekte von der Erde aus. Oberhalb von $30\ \mu\text{m}$ bis einiger hundert μm ist die Erdatmosphäre aufgrund der Absorptionsbanden von hauptsächlich Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon in den unteren Kilometern der Erdatmosphäre (Troposphäre) völlig undurchlässig (siehe Abbildung 1.2). Hier ist es erforderlich, mit einem Flugzeug oder Ballon die absorbierenden Atmosphärenschichten zu überwinden oder mit einem Satelliten die Erdatmosphäre ganz zu verlassen. Ein Satellit bietet den Vorteil der völligen Abwesenheit einer Absorption durch die Erdatmosphäre und eines verringerten Strahlungshintergrundes. Dagegen bietet ein Flugzeugobservatorium den Vorteil, dass die Beobachtungs-

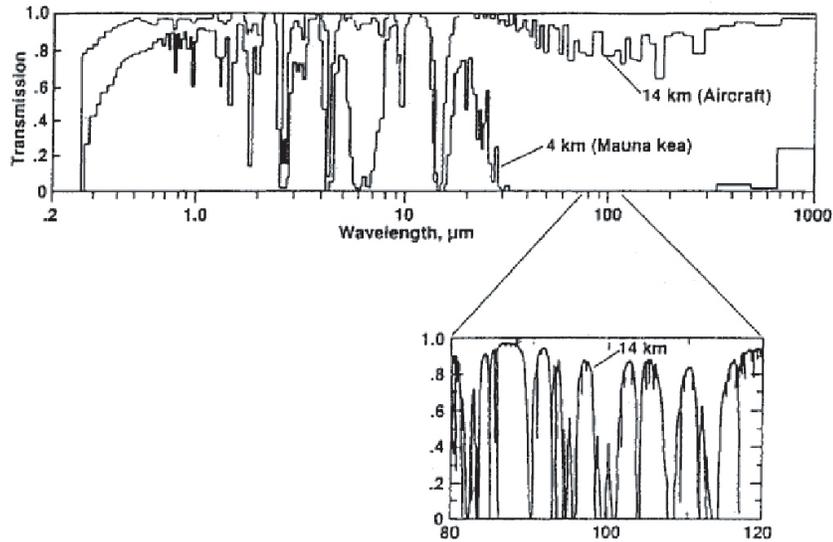


Abbildung 1.2: Vergleich der Transmission der Erdatmosphäre vom Mauna Kea in Hawaii und in 14 km Höhe (entsprechend der Flughöhe mit SOFIA). Oberhalb von 30 μm ist die Erdatmosphäre selbst für hochgelegene erdgebundene Observatorien völlig undurchlässig (Quelle: Becklin (1997)).

instrumente ständig verbessert und auf dem neuesten Stand gehalten werden können. Flugzeugobservatorien wurden seit 1969 mit dem Lear-Jet und dem *Kuiper-Airborne-Observatory* (KAO) eingesetzt. Besonders erfolgreich war das KAO, das – ausgestattet mit einem 92 cm-Cassegrain-Teleskop – bis zu seiner Stilllegung im Jahr 1996 22 Jahre im Einsatz war. Bereits im Jahre 1984 wurde der Plan für ein neues und größeres Flugzeugobservatorium präsentiert: das *Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy* (SOFIA) mit einem Primärspiegel von 2,7 m Durchmesser (optisch nutzbar 2,5 m) an Bord einer entsprechend umgebauten Boeing 747 (siehe Abbildung 1.1). Die verglichen mit dem KAO größere Sammelfläche des Hauptspiegels führt zu einer gesteigerten Empfindlichkeit und zu einer verbesserten räumlichen Auflösung. Abbildung 1.3 zeigt einen Schnitt durch den Flugzeugrumpf bzw. den Strahlengang des Teleskops. Der Teleskopraum ist über ein Schott von dem Teil, in dem sich das Instrument und auch die Beobachter befinden, druckdicht getrennt. Das Schott dient auch zur Lagerung des Teleskops. Das jeweilige Instrument wird am Instrumentenflansch befestigt. Abhängig vom Gewicht des Instrumentes werden auf der Beobachterseite noch zusätzliche Gegengewichte befestigt, um das Teleskopgewicht auszubalancieren. Motoren sorgen für die Nachführung des Teleskops. Wie aus dem unteren Teil von Abbildung 1.3 ersichtlich, ist das optische System des SOFIA-Teleskops ein Cassegrain-System in Nasmyth-Anordnung. Falls zur Nachführung des Teleskops eine Kamera in der Fokalebene benötigt wird, lässt sich der Tertiärspiegel als dichroitischer Strahlteiler ausführen. Dieser ist für sichtbare Strahlung durchlässig, die dann durch einen weiteren voll reflektierenden Spiegel in Richtung Beobachterraum gelenkt wird. Der infrarote Anteil des eintreffenden Lichtes hingegen wird vom Tertiärspiegel direkt in Richtung des Instrumentes reflektiert. Der Fokus befindet sich 30 cm hinter dem Instrumentenflansch.

Anders als das KAO, das ein NASA-Projekt war, handelt es sich hier um eine amerikanisch-deutsche Zusammenarbeit (deutscher Anteil: 20 %). Zehn Instrumente wurden für die erste

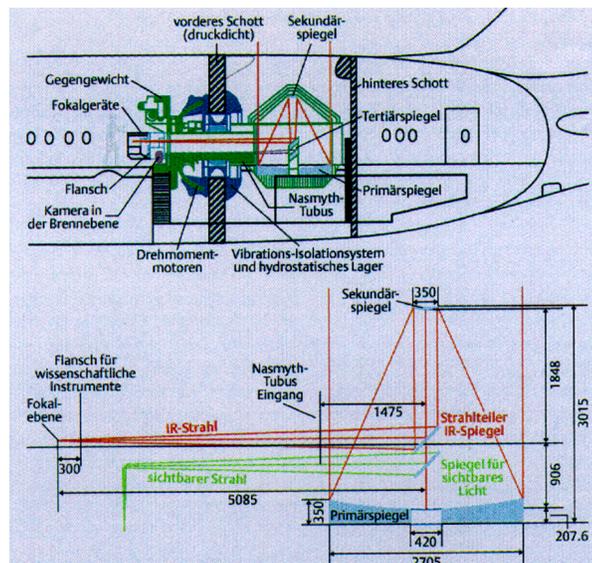


Abbildung 1.3: Oben: Querschnitt durch den Teleskop- bzw. Beobachterraum. Unten: Strahlengang des Teleskops (Krabbe, Titz & Röser, 1999).

Generation ausgewählt. Dabei wurde auf eine größtmögliche Komplementarität bzw. Abdeckung des „Auflösung-Wellenlänge-Phasenraumes“ (siehe Abbildung 1.4) Wert gelegt. So sind Spektrometer mittlerer bis hoher spektraler Auflösung sowie verschiedene Kameras vom nahen Infrarot bis zum Submillimeterbereich vorgesehen.

1.2 Das Spektrometer FIFI LS

Das Spektrometer soll hier nur relativ kurz erläutert werden. Ausführlicher ist das Instrument in Geis et al. (1998); Raab et al. (1999) und Looney et al. (2000) dargestellt. Bei dem *Field-Imaging Far Infrared Line Spectrometer* (FIFI LS) handelt es sich um ein abbildendes Gitterspektrometer mittlerer Auflösung ($\lambda/\Delta\lambda \approx 1700$ entsprechend $\Delta v = c\Delta\lambda/\lambda \approx 170$ km/s). Die spektrale Auflösung ist entsprechend dem Untersuchungsgegenstand gewählt. Galaxien verbreitern aufgrund ihrer Rotation die Spektrallinien innerhalb eines Winkelauflösungselementes auf \geq hundert km/s. Da hauptsächlich extragalaktische Objekte beobachtet werden sollen, ist eine wesentlich höhere spektrale Auflösung daher nicht erforderlich. Auch zeigt die Erfahrung mit dem Vorgängerinstrument FIFI (Poglitsch et al., 1991) und auch mit den ISO-Spektrometern, dass von der Möglichkeit, bei sehr hoher spektraler Auflösung zu beobachten, selbst für galaktische Objekte nur selten Gebrauch gemacht wurde.

Das Instrument erlaubt die Abbildung eines zweidimensionalen Feldes am Himmel bei simultaner spektraler Zerlegung des Lichtes für jedes räumliche Pixel. Das Instrument wird außerdem gleichzeitig in zwei spektralen Kanälen arbeiten. Dadurch wird die Beobachtungszeit sehr effizient genutzt. Dies ist insbesondere für schwache Quellen von Vorteil. Der kurzwellige Kanal erstreckt sich über den Wellenlängenbereich von 42 bis 110 μm und der langwellige von 110 bis 210 μm . Die Aufteilung des Lichts in die beiden Kanäle geschieht durch einen dichroitischen Strahlteiler. Abbildung 1.5 (links) zeigt eine Draufsicht der beiden Kanäle. Mit Hilfe von Bildfeldzerlegern (siehe Abbildung 1.5 rechts) wird für jeden der beiden Kanäle das Gesichtsfeld von 5×5 Pixeln am Himmel in einen Streifen von 1×25 Pixeln zerlegt. Dieser wird

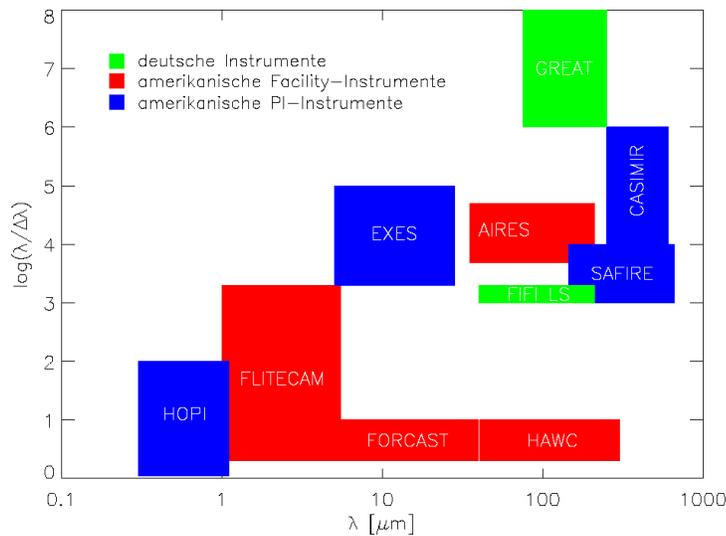


Abbildung 1.4: *Spektrale Auflösung vs Wellenlänge der SOFIA-Instrumente der ersten Generation.*

auf den Eintrittspalt des jeweiligen Spektrometers reflektiert. Beide Kanäle besitzen zur spektralen Dispersion ein Reflexionsgitter. Um die gewünschte spektrale Auflösung zu erreichen, müssen die Reflexionsgitter vollständig ausgeleuchtet werden. Hierzu werden die Lichtstrahlen mittels einer anamorphischen Optik elliptisch aufgeweitet. Nach dem in Littrow-Anordnung betriebenen Gitter sorgen weitere Spiegel für eine optimale Ausleuchtung der Detektorarrays in räumlicher bzw. spektraler Dimension (siehe Abbildung 1.6). Die Detektorarrays bestehen jeweils aus 25 (räumliche Dimension) x 16 (spektrale Dimension) Pixeln. Dabei wird für beide Kanäle mit Gallium dotiertes Germanium als Detektormaterial verwendet. Für den langwelligen Kanal wird dieses mechanisch gedrückt, um eine Empfindlichkeit im gewünschten Wellenlängenbereich zu erreichen, was für den kurzwelligen Kanal nicht erforderlich ist (siehe Kapitel 2). Mit der beschriebenen Optik wird das Licht jedes der 5 x 5 räumlichen Pixel am Himmel auf 16 Pixel in der spektralen Dimension am Detektor zerlegt. Das Gesichtsfeld am Himmel beträgt 35" x 35" für den kurzwelligen und 70" x 70" für den langwelligen Kanal. Die spektrale Dimension deckt einen Geschwindigkeitsbereich von ≈ 1500 km/s ab. Damit kann genügend Kontinuum beobachtet werden, um die Linienintensität einer Spektrallinie zu bestimmen. Zur Beobachtung einer bestimmten Spektrallinie wird das Gitter auf einen entsprechenden Kippwinkel eingestellt. Damit werden die Detektorarrays effizient ausgenutzt, da die Dichte an Spektrallinien im fernen Infrarot recht gering ist. Die Parameter des Instruments sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst.

1.2.1 Der Kryostat

Um den Strahlungshintergrund durch thermische Emission möglichst gering zu halten, werden die entscheidenden Komponenten des Instrumentes mit flüssigem Stickstoff (ℓN_2 , 77 K) und flüssigem Helium (ℓHe , ohne Pumpen: 4 K, mit Pumpen: 2 K) gekühlt. Abbildung 1.7 zeigt einen Schnitt durch den Kryostaten. Lediglich die Eintrittsoptik (K-Spiegel, abbildende Optik) befindet sich auf der mit flüssigem Stickstoff gekühlten Arbeitsplatte, während sich der Rest der Optik und die Detektorarrays auf den mit flüssigem Helium gekühlten Arbeitsplatten befinden.

Die Kryostaten – einer mit flüssigem Stickstoff und zwei mit flüssigem Helium – sind um-

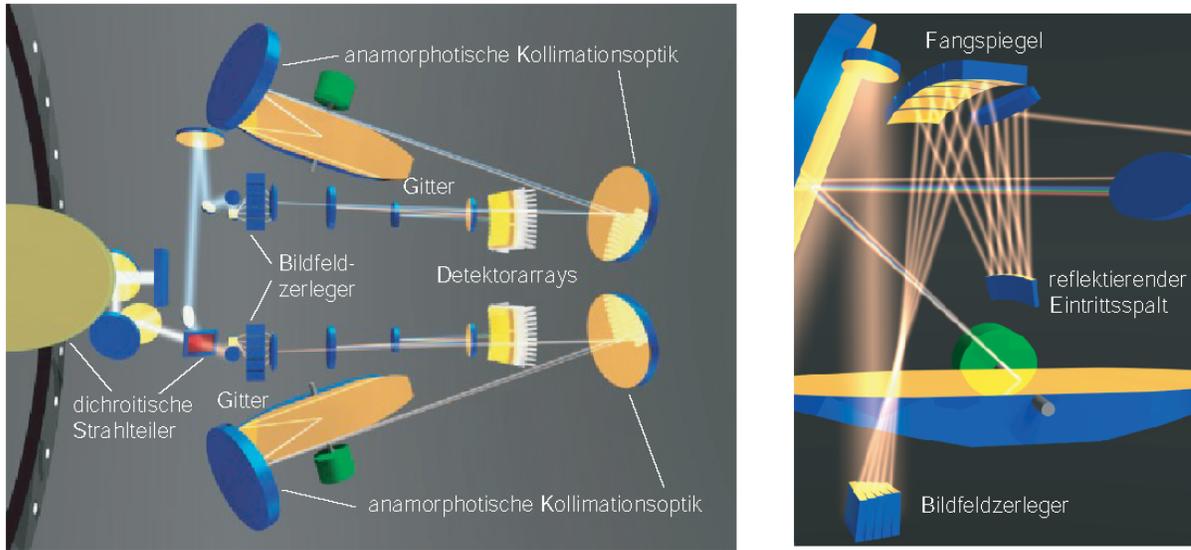


Abbildung 1.5: Links: Draufsicht der FIFI LS-Optik. Der eintreffende Lichtstrahl kommt von der Seite des Instrumentenflanges (links). Die obere Hälfte zeigt den kurzwelligen Kanal, die untere den langwelligen Kanal. Rechts: Detailansicht des Bildfeldzerlegers.

geben von einem Vakuumgefäß, welches die äußere Hülle des Instrumentes und die Verbindung zum Instrumentenflansch des Flugzeuges darstellt. Das Vakuum ist zur Verringerung der Wärmeleitung erforderlich. Am Boden des Vakuumgefäßes sind der dichroitische Strahlteiler, der das sichtbare vom infraroten Licht trennt, und die Feldoptik für die Nachführungskamera befestigt. Der kleinere der beiden Flüssigheliumkryostaten wird durch Pumpen auf eine Temperatur von 2 K gebracht. Dies ist erforderlich, da zum Betrieb der Detektoren Temperaturen unterhalb von 4 K nötig sind. Der Stickstoffkryostat umgibt die beiden Heliumkryostaten und wird mit seinem Fassungsvermögen von etwa 25 Litern eine Standzeit von etwa 28 Stunden besitzen. Der Kryostat ist über Glasfaserplättchen, die eine geringe Wärmeleitfähigkeit und hohe mechanische Steifheit besitzen, mit dem warmen Vakuumgefäß verbunden. Das Innere ist durch einen Wärmeschild, der mit der ℓN_2 -Arbeitsplatte verbunden ist, von der thermischen

Tabelle 1.1: Spezifikation des Instrumentes

		kurzwelliger Kanal	langwelliger Kanal
Wellenlängenbereich		42 – 110 μm	110 – 210 μm
Pixelgröße		7"	14"
Gesichtsfeld (5 x 5 Pixel)		35" x 35"	70" x 70"
spektrale Auflösung ($R = \lambda/\Delta\lambda$)		1000 – 2000	
Geschwindigkeitsauflösung ($\Delta v = c\Delta\lambda/\lambda$)		100 – 250 km/s	
instantane spektrale Abdeckung		1300 – 3000 km/s	
Punktquellendetektionsgrenze (10σ , 1 Stunde)	$\lambda = 50 \mu\text{m}$	$1,1 \times 10^{-16} \text{Wm}^{-2}$	-
	$\lambda = 100 \mu\text{m}$	$5,8 \times 10^{-17} \text{Wm}^{-2}$	-
	$\lambda = 150 \mu\text{m}$	-	$4,1 \times 10^{-17} \text{Wm}^{-2}$
	$\lambda = 200 \mu\text{m}$	-	$3,2 \times 10^{-17} \text{Wm}^{-2}$

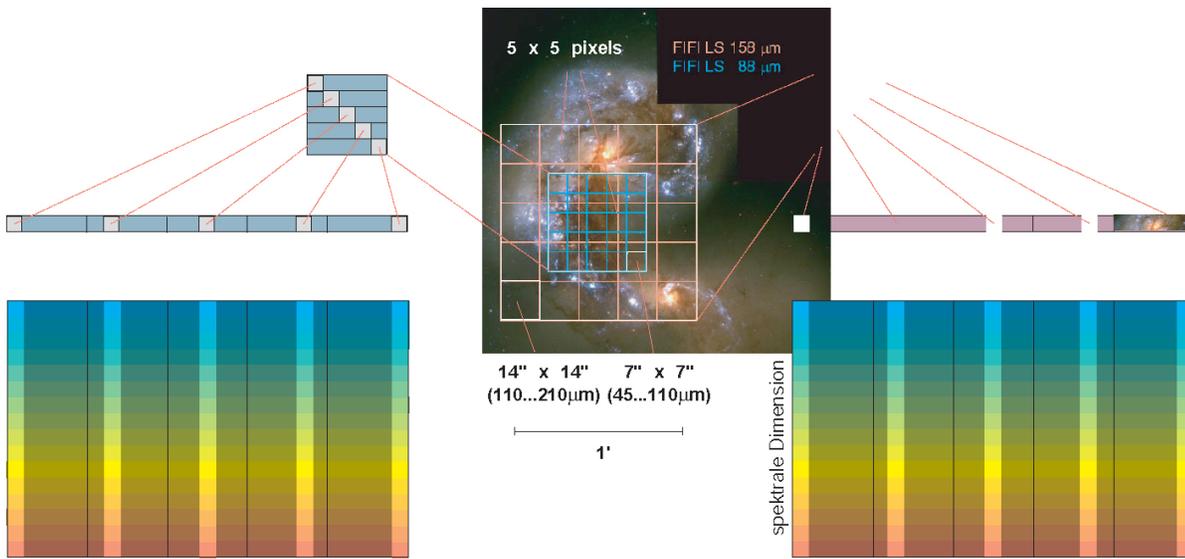


Abbildung 1.6: Das zweidimensionale Gesichtsfeld wird für der jeden der beiden Wellenlängenbereiche zu einem eindimensionalen Spalt zerlegt und nach spektraler Dispersion auf die Detektorarrays projiziert. Dadurch gewinnt man gleichzeitig für die beiden Kanäle und für jeden der 5×5 räumlichen Pixel ein auf 16 spektrale Pixel verteiltes Spektrum.

Strahlung des Vakuumgefäßes abgeschirmt. Der größere der beiden Heliumkryostaten fasst 36 Liter und wird eine Standzeit von etwa 50 Stunden haben. Er sorgt für die Kühlung des Heliumschildes und der optischen Arbeitsplatte, die wiederum alle optischen Komponenten kühlt. Der große Heliumkryostat ist mit dem Stickstoffkryostaten mittels Kohlefaserplättchen verbunden. Der kleine Heliumkryostat ist ebenfalls mittels Kohlefaserplättchen mit dem großen Heliumkryostaten verbunden. Er dient zur Kühlung der Detektorarrays und wird mit einem Fassungsvermögen von 2,8 Litern im Pumpbetrieb eine Standzeit von etwa 18 Stunden besitzen.

1.2.2 Wissenschaftliche Ziele

Wie bereits erwähnt, sollen mit dem FIFI LS hauptsächlich externe Galaxien beobachtet werden. Im Einzelnen werden dabei folgende Aspekte von Bedeutung sein:

Morphologie der Kühl- und Heizmechanismen von Galaxien Ein Großteil der UV-Leuchtkraft, die junge Sterne emittieren, wird von Staub absorbiert und als infrarote Strahlung reemittiert. Abbildungen von Galaxien im sichtbaren Spektralbereich sind also gerade dort, wo viel Staub vorhanden ist, von begrenzter Aussagekraft in Bezug auf die Sternentstehungsaktivität in Galaxien. Abbildung 1.8 gibt hierfür ein Beispiel: Während für die kollidierenden Galaxien NGC 4038/4039 im optischen Bild die Hauptleuchtkraft von den jeweiligen Kernen zu kommen scheint, hat die $[C II]158\mu m$ -Karte von Nikola et al. (1998) ihr Maximum in einem Gebiet, welches im Optischen besonders unauffällig ist.

Sternentstehung und interstellare Materie in Galaxien geringer Metallizität Lokale Zwerggalaxien unterscheiden sich von den meisten massiveren Galaxien durch ihre geringe Metallizität, also dem Anteil von Elementen, die schwerer als Kohlenstoff sind. Diese kann

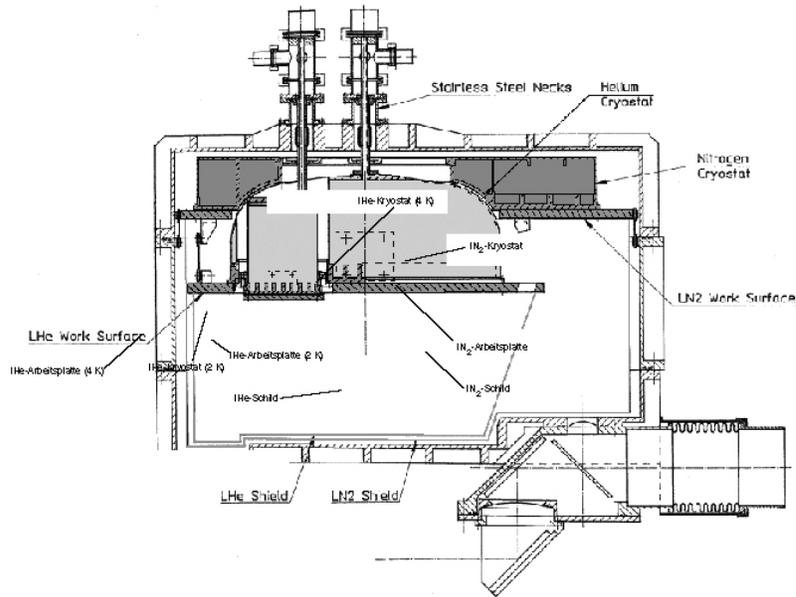


Abbildung 1.7: Schnitt durch den FIFI LS-Kryostaten. Der kleinere der beiden Flüssigheliumbehälter wird mittels Pumpen auf $T \approx 2\text{ K}$ gehalten.

dabei um einen Faktor 2 bis 100 kleiner sein als der entsprechende solare Wert. Auf CO-Messungen basierende Massenbestimmungen ergeben für diese Galaxien sehr geringe molekulare Gasmassen. Der Vergleich dieser Massen mit Indikatoren der Sternentstehungsaktivität scheint auf eine erhöhte Sternentstehungseffizienz in diesen Galaxien hinzudeuten. Die geringe Metallizität könnte jedoch, einhergehend mit einer verringerten Staubhäufigkeit, zu einem tieferen Eindringen der dissoziativen UV-Strahlung führen. Im Extremfall kann dies eine nahezu vollständige Dissoziation des COs bei gleichzeitiger Anwesenheit von großen H_2 -Mengen zur Folge haben. In diesem Fall würde sich die Sternentstehungseffizienz möglicherweise von der in massiveren Galaxien nicht wesentlich unterscheiden (Poglitsch et al., 1995; Madden et al., 1997; Jones et al., 1997). Neben einem generellen Interesse an diesen Objekten sind sie möglicherweise repräsentativ für Galaxien im frühen Universum, deren Metallizitäten ebenfalls als gering angenommen werden. Feinstrukturlinien im fernen Infrarot könnten als kritische Diagnostika zum Studium des interstellaren Mediums in diesen Galaxien dienen.

Aktive galaktische Kerne, Starbursts und wechselwirkende Galaxien Mit dem ersten Infrarotsatelliten IRAS (Neugebauer et al., 1984) wurden eine Reihe von im Infraroten sehr leuchtkräftigen Galaxien ($L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$), die Ultraleuchtkräftigen Infrarotgalaxien (ULIRGs), entdeckt. Sanders & Mirabel (1996) geben einen Überblick der ULIRGs. Die Frage, ob deren Leuchtkraft hauptsächlich durch aktive galaktische Kerne (AGN) oder durch Ausbrüche von Sternentstehungsaktivität (Starbursts) zustandekommt, hat die Experten für nahezu ein Jahrzehnt beschäftigt und ist noch immer nicht vollständig geklärt. Da die meisten dieser ULIRGs wechselwirkende Galaxien sind (Sanders & Mirabel, 1996), ist die Frage naheliegend, ob eine etwaige AGN- oder Starburstaktivität durch die Wechselwirkung der beteiligten Galaxien getriggert wird. Da der Hauptteil der bolometrischen Leuchtkraft dieser Galaxien im fernen Infrarot emittiert wird, ist die weitere Beobachtung dieser Objekte im FIR zur Beantwortung

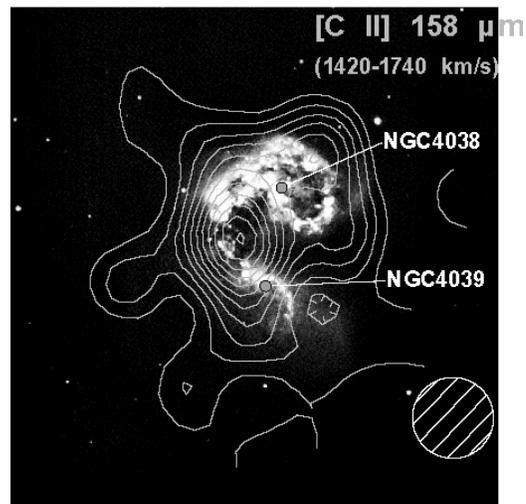


Abbildung 1.8: Überlagerung eines optischen Bildes der wechselwirkenden Galaxien NGC 4038/4039 und einer [C II]-Karte [Nikola et al. \(1998\)](#), die mit FIFI auf dem KAO gewonnen wurde. Mit FIFI LS auf SOFIA werden ähnliche Beobachtungen, jedoch mit wesentlich höherer räumlicher Auflösung und Empfindlichkeit, möglich sein.

o. g. Fragen essentiell.

Kapitelzusammenfassung

Im ersten Kapitel wurden das Flugzeugobservatorium und das Instrument beschrieben. Neben dem Prinzip des Spektrometers wurde kurz auf die wissenschaftlichen Ziele eingegangen.

Kapitel 2

Das Detektorarray

2.1 Einleitung

Nachdem im vorangegangenen Kapitel ein Überblick des FIFI LS-Instrumentes gegeben wurde, beschäftigt sich dieses eingehend mit den Detektorarrays. Das Hauptgewicht liegt dabei bei dem gedrückten Detektorarray, was den Gegenstand des instrumentellen Teils dieser Arbeit ausmacht. Vor der Darstellung des Aufbaus des Detektorarrays wird auf einige Grundlagen der Lichtdetektion eingegangen.

2.2 Grundlagen

2.2.1 Intrinsische Photoleiter

Intrinsische Photoleiter sind die elementarste Art eines elektronischen Detektors. Die Lichtdetektion erfolgt über die Absorption eines Photons mit einer Energie $h\nu$ größer als die Energielücke E_g zwischen Valenz- und Leitungsband (siehe Abbildung 2.1). Dabei wird ein Elektron-Loch-Paar und durch Anlegen einer elektrischen Spannung ein messbarer Strom erzeugt. Detektoren, die nach diesem Prinzip arbeiten, lassen sich als große Arrays mit großer Homogenität und Quanteneffizienz herstellen. Wie jedoch aus Tabelle 2.1 hervorgeht, ist E_g bei intrinsischen

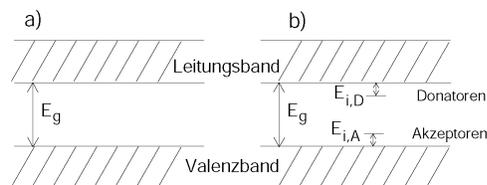


Abbildung 2.1: *Energiebandschema eines intrinsischen (a) und extrinsischen Photoleiters (b).*

Detektoren meist im eV-Bereich, was sie zur Detektion von sichtbarem und nahinfrarotem Licht geeignet macht. Die Bandlücke und damit die obere Grenzwellenlänge $\lambda_c = hc/E_g$ sind leicht temperaturabhängig. So ist beispielsweise für Si und Ge λ_c bei 77 K 5-10 % kleiner als bei Raumtemperatur. Für HgCdTe ist es dagegen möglich, die Bandlücke durch Veränderung der Proportionen der Komponenten zu variieren. Damit lassen sich Werte für λ_c zwischen 0,8 und 25 μm erreichen, jedoch besitzt insbesondere das Material großer Grenzwellenlänge ungünstige Eigenschaften bei geringem Signal (Rieke, 1996).

Tabelle 2.1: Eigenschaften von intrinsischen Halbleitern^a

Material	Dielektrische Konstante	Rekombinationszeit (s)	Elektronenmobilität (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	Lochmobilität (cm ² V ⁻¹ s ⁻¹)	Bandlücke (eV)	Grenzwellenlänge (μm)
Si	11,8	1 × 10 ⁻⁴	1,35 × 10 ³	480	1,11	1,12
Ge	16	1 × 10 ⁻²	3,9 × 10 ³	1900	0,67	1,85
PbS	161	2 × 10 ⁻⁵	5,75 × 10 ²	200	0,37	3,35
InSb	17,7	1 × 10 ⁻⁷	1,0 × 10 ⁵	1700	0,18	6,89
GaAs	13,2	≥ 1 × 10 ⁻⁶	8,5 × 10 ³	400	1,43	0,87

^a aus [Rieke \(1996\)](#). Die Werte in der Tabelle gelten für T=300 K und hochreine Materialien (Verunreinigungsdichte von etwa 10¹² cm⁻³ für Silizium und Germanium).

Einige Kenngrößen

Im Folgenden werden einige zum Verständnis von Photoleitern wichtige Kenngrößen eingeführt.

Der Widerstand Der elektrische Widerstand, R_D , ist mit der Leitfähigkeit σ zu

$$R_D = \frac{l}{\sigma wd} \quad (2.1)$$

verknüpft. Hierbei sind w , d und l die Breite, Tiefe und Distanz zwischen den Kontakten des Detektors. Die Leitfähigkeit setzt sich aus der thermisch und durch Photonen induzierten Leitfähigkeit zusammen: $\sigma = \sigma_{th} + \sigma_{ph}$. Wir werden im Folgenden jedoch davon ausgehen, dass die Detektoren genügend gekühlt sind, so dass thermische Anregungen keine Rolle spielen und die Leitfähigkeit ausschließlich durch die Absorption von Photonen zu Stande kommt. Weiterhin setzt sich die Leitfähigkeit aus dem Beitrag von Elektronen σ_n und Löchern σ_p zusammen:

$$\sigma \approx \sigma_{ph} = \sigma_n + \sigma_p = q(\mu_n n + \mu_p p) \quad (2.2)$$

μ_n , μ_p , q , n und p stehen dabei für die Elektronen- und Löcherbeweglichkeit, die Elementarladung und für die Konzentrationen von freien Elektronen und Löchern. Aufgrund der größeren Mobilitäten ist der Beitrag der Elektronen zur Leitfähigkeit meist wesentlich größer als der der Löcher. Da beim intrinsischen Photoleiter bei jeder Absorption eines Photons mit $h\nu \geq E_g$ (oder $\lambda \leq \lambda_c$) ein Elektron-Loch-Paar erzeugt wird, lässt sich hier $n = p$ annehmen. Treffen ϕ Photonen pro s auf den Photoleiter und erzeugen davon ein Bruchteil η Elektron-Loch-Paare, die im Mittel nach einer Zeit τ_{rec} rekombinieren, so ergibt sich für die Ladungsträgerkonzentrationen:

$$n = p = \frac{\phi \eta \tau_{rec}}{wdl} \quad (2.3)$$

Kombiniert man die Gleichungen [2.1](#), [2.2](#), [2.3](#), so ergibt sich für den photoneninduzierten Detektorwiderstand:

$$R_D = \frac{l^2}{q\phi\eta\tau_{rec}(\mu_n + \mu_p)} \quad (2.4)$$

Die Responsivität Als weitere wichtige Kenngröße ist die Responsivität S durch das Verhältnis aus elektrischem Signal I_{ph} (Strom) und der Leistung des eingestrahlt Photonensi-

gnals $P_{\text{ph}} = \phi hc/\lambda$ gegeben:

$$S = \frac{I_{\text{ph}}}{P_{\text{ph}}} = \frac{U_{\text{Bias}}}{R_{\text{D}}P_{\text{ph}}} = \frac{U_{\text{Bias}}\lambda q\eta\tau_{\text{rec}} \overbrace{(\mu_{\text{n}} + \mu_{\text{p}})}^{=: \mu}}{l^2 hc} = \frac{\eta\lambda qG}{hc} \quad (2.5)$$

Hierbei sind U_{Bias} die am Detektor angelegte Biasspannung, λ die Wellenlänge der detektierten Strahlung und G die Photoleitungsverstärkung. Eine möglichst große Responsivität ist wünschenswert, da es die Detektion kleiner Signale ermöglicht. Jedoch hängt die geforderte Responsivität auch vom Rauschen der Ausleseelektronik ab: Je größer das Rauschen der Ausleseelektronik ist, umso größer muss die Responsivität des Detektors sein, um dieses Rauschen zu überwinden. Die Photoleitungsverstärkung in Gleichung 2.5 ist durch

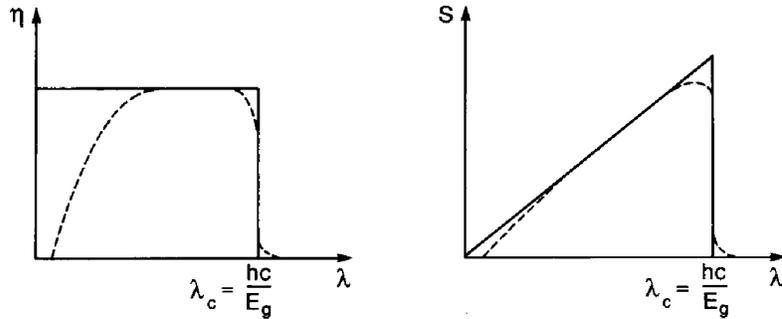


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Quanteneffizienz (links) und der Responsivität eines Photoleiters als Funktion der Wellenlänge. Die durchgezogenen Kurven zeigen das Verhalten eines idealen Photoleiters, während die gestrichelten Kurven Abweichungen von diesem idealen Verhalten darstellen. Die Abbildung wurde [Rieke \(1996\)](#) entnommen.

$$G = \frac{\tau_{\text{rec}}\mu E}{l} = \frac{\tau_{\text{rec}}\mu U_{\text{Bias}}}{l^2}, \quad (2.6)$$

mit der elektrischen Feldstärke $E = U_{\text{Bias}}/l$ gegeben. Mit der Zeit

$$\tau_t = \frac{l}{|\langle v \rangle|} = \frac{l}{\mu E}, \quad (2.7)$$

die ein Ladungsträger benötigt, um von einer Elektrode zur anderen zu wandern, lässt sich die anschauliche Bedeutung von G erkennen:

$$G = \frac{\tau_{\text{rec}}}{\tau_t} \quad (2.8)$$

G beschreibt also das Verhältnis der Ladungsträgerlebensdauer zur benötigten Driftzeit durch den Photoleiter. ηG ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein auf den Photoleiter treffendes Photon einen Ladungsträger erzeugt, der die Elektrode erreicht. Der erzeugte Strom lässt sich als

$$I_{\text{ph}} = \phi q \eta G \quad (2.9)$$

schreiben. G kann Werte größer als eins annehmen, wenn durch Stöße der beschleunigten Ladungsträger mit Kristallatomen eine Ladungsträgervervielfachung (Lawine) im Photoleiter eintritt oder wenn – um den Photoleiter insgesamt neutral zu halten – ein die Elektrode erreichender Ladungsträger einen Ladungsträger gleichen Typs an der entgegengesetzten Elektrode oder einen Ladungsträger entgegengesetzten Typs an der gleichen Elektrode hervorruft.

Wie mit Gleichung 2.5 zu erkennen ist, lässt sich die Responsivität entweder durch Erhöhung von η oder G optimieren. Die Photoleitungsverstärkung wiederum kann durch verschiedene Maßnahmen erhöht werden (siehe Gleichung 2.6):

- durch Verringerung der Höhe l des Photoleiters. Jedoch verringert sich dadurch auch die absorbierende Fläche des Photoleiters;
- durch Erhöhung der elektrischen Feldstärke E . Dies lässt sich jedoch nur bis zu einer kritischen Feldstärke E_{cr} realisieren, oberhalb derer Stoßionisation durch beschleunigte Ladungsträger zu einer Ladungsträgerlawine mit stark erhöhtem Rauschen führt;
- Erhöhung der Lebensdauer der Ladungsträger. Dies lässt sich durch Wahl eines Materials mit möglichst wenig Verunreinigungen erreichen;
- Erhöhung der Ladungsträgerbeweglichkeit, was ebenfalls durch Verwendung eines hochreinen Materials sowie durch ein Arbeiten bei niedrigen Temperaturen erreicht werden kann;

Während ein großes G bzw. S von praktischer Bedeutung ist, um das Rauschen der Ausleseelektronik zu überwinden, ist ein großes η von fundamentaler Bedeutung: Solange das Rauschen der Ausleseelektronik vernachlässigt werden kann, erhöht sich durch eine vergrößerte Photoleitungsverstärkung Signal und Rauschen gleichermaßen. Die Quanteneffizienz η ist dagegen entscheidend für die Empfindlichkeit des Instrumentes (siehe Gleichung 2.28). η lässt sich durch Verbesserung der Eigenschaften des Detektormaterials, durch eine geeignete Detektorgeometrie (große Absorptionslänge, Kombination von lichtdurchlässigen und reflektierenden Kontakten) oder durch Platzierung des Detektors in einem reflektierenden Hohlraum erhöhen.

Abbildung 2.2 zeigt schematisch die Wellenlängenabhängigkeit der Quanteneffizienz η und der Responsivität für einen idealen Detektor im Vergleich zum Verhalten eines realen Detektors. Für den idealen Photoleiter ist die Quanteneffizienz unabhängig von der Wellenlänge bis zu λ_c , oberhalb welcher $\eta = 0$ ist. Da die Wirkung eines Photons (mit $\lambda \leq \lambda_c$) unabhängig von seiner Wellenlänge ist, die Photonenenergie aber invers proportional zur Wellenlänge ist, verhält sich die Responsivität des idealen Photoleiters proportional zur Wellenlänge (siehe Gleichung 2.5). Thermische Anregungen in der Nähe der Grenzwellenlänge λ_c und andere Effekte führen zu der in Abbildung 2.2 gestrichelt dargestellten Abweichung vom idealen Photoleiter.

2.2.2 Extrinsische Photoleiter

Die Verwendung von dotierten Materialien (extrinsische Photoleiter) mit einem Akzeptor- oder Donatorniveau in der Nähe des Valenz- bzw. des Leitungsbandes erlaubt die Detektion von längerwelligerem Licht, als dies mit intrinsischen Photoleitern möglich ist (siehe Abbildung 2.1). Wie Tabelle 2.2 zu entnehmen ist, besitzen beispielsweise Germaniumphotoleiter in Abhängigkeit von der Wahl der Dotierung Grenzwellenlängen zwischen 31 und 115 μm . Die bisher für intrinsische Photoleiter angestellten Überlegungen gelten im Wesentlichen auch für extrinsische, jedoch sind folgende Unterschiede zu berücksichtigen:

Tabelle 2.2: Eigenschaften von extrinsischen Photoleitern^a

Dotierung	Typ	Ge		Si	
		Grenzwellenlänge (μm)	Photoionisationsquerschnitt (cm^2)	Grenzwellenlänge (μm)	Photoionisationsquerschnitt (cm^2)
Al	p			18,5	8×10^{-16}
B	p	119		28	$1,4 \times 10^{-15}$
Be	p	52	1.0×10^{-14}	8,3	5×10^{-18}
In	p	111		7,9	$3,3 \times 10^{-17}$
As	n	98	1.1×10^{-14}	23	$2,2 \times 10^{-15}$
Cu	p	31	1.0×10^{-15}	5,2	5×10^{-18}
P	n	103	1.6×10^{-14}	29	6.2×10^{-15}
Ga	p	115	1.0×10^{-14}	17,2	5×10^{-16}

^a aus Rieke (1996).

- Im Gegensatz zum intrinsischen trägt beim extrinsischen Photoleiter in Folge der Absorption eines geeigneten Photons ($h\nu \geq E_{i,A}, E_{e,D}$, siehe Abbildung 2.1) nur eine Sorte Ladungsträger – Elektronen beim n-Typ- und Löcher beim p-Typ-Photoleiter – zum Strom bei. Der jeweils entgegengesetzte Ladungsträger verbleibt bei der lokalisierten Störstelle.
- Beim extrinsischen Halbleiter steht der hier erwünschten photoinduzierten Ionisierung einer Störstelle der direkte (intrinsische) Bandübergang als Konkurrenzprozess gegenüber. Da die Konzentration der Halbleiteratome viel größer als die der Dotierungen ist, dominiert bei Vorhandensein entsprechender Photonen die intrinsische stets gegenüber der extrinsischen Absorption. Daher ist es in einem solchen Fall nötig, die kurzwelligere, zu intrinsischer Absorption führende Strahlung mit Filtern abzublocken.
- Aufgrund der im Vergleich zur Dichte von Kristallatomen geringen Dotierungsdichte ist der Absorptionskoeffizient $a(\lambda) = \sigma_i N_I$ (σ_i : Photoionisationsquerschnitt, N_I : Dotierungsdichte) typischerweise drei Größenordnungen kleiner als bei intrinsischen Photoleitern. Um dies zu kompensieren, müssen extrinsische Photoleiter entsprechend größere Volumina besitzen, typischerweise in der Größenordnung von mm^3 .

Ge:Ga-Detektoren

Zusätzlich zur Dotierung von Halbleitermaterialien lässt sich für p-Typ-Halbleiter von diamantartiger Kristallstruktur (z.B. Si und Ge) eine Verringerung der Energiedifferenz zwischen der oberen Valenzbandkante und einem Akzeptorniveau und damit eine Verschiebung der Grenzwellenlänge zu größeren Wellenlängen durch einen mechanischen Druck auf den Photoleiter erreichen. Wie in einer Reihe von theoretischen und experimentellen Arbeiten gezeigt wurde (und in Abbildung 2.3a) skizziert), kommt dies durch ein Aufspalten des ursprünglich vierfach entarteten Valenzbandes an der Stelle $k = 0$ (im reziproken Gitter) in zwei zweifach entartete Bänder zustande (z.B. Pikus & Bir, 1961; Price, 1961; Hensel & Feher, 1963; Hall, 1962). Kazanskii, Richards & Haller (1977) wendeten diesen Effekt erstmals auf mit Gallium dotierte

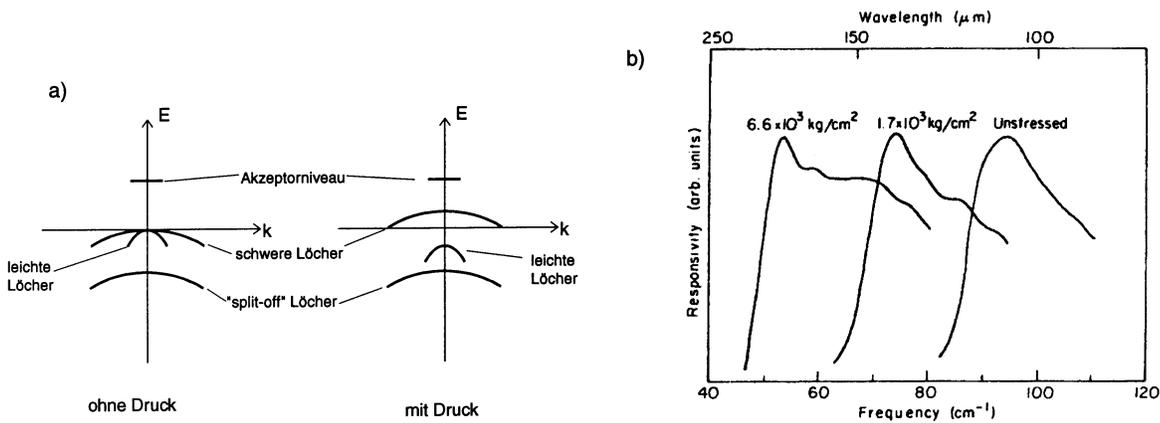


Abbildung 2.3: a): Veranschaulichung der Verringerung der Energielücke zwischen Valenzband und einem Akzeptorniveau für diamantartige Halbleiter. b): Die spektrale Empfindlichkeit von Ge:Ga-Detektoren in Abhängigkeit vom mechanischen Druck auf den Kristall (Kazanskii, Richards & Haller, 1977).

Germaniumphotoleiter an. Für Ge:Ga-Photoleiter ist die Verringerung der Energiedifferenz zwischen Valenzband und Akzeptorniveau besonders ausgeprägt, wenn der Druck entlang der [100]-Achse des Kristalls erfolgt. Abbildung 2.3b) zeigt die von Kazanskii, Richards & Haller

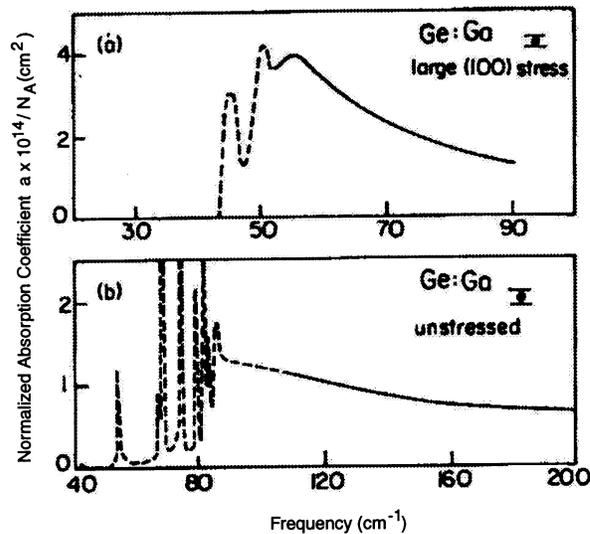


Abbildung 2.4: Pro Dotierungsdichte N_A normalisierter Absorptionskoeffizient von gedrücktem und ungedrücktem Ge:Ga als Funktion der Frequenz (Wang et al., 1986).

(1977) gemessene spektrale Empfindlichkeit von unterschiedlich stark entlang der [100]-Achse des Kristalls gedrückten Ge:Ga-Detektoren. Durch den aufgebrauchten Druck verschiebt sich die obere Grenzwellenlänge von etwa 115 μm (entsprechend $hc/\lambda_c = 10,8$ meV) für nicht gedrückte Detektoren zu oberhalb von 200 μm (entsprechend $hc/\lambda_c \leq 6,2$ meV) für Detektoren, die mit $P \geq 660$ N/mm² gedrückt werden. Wie aus Abbildung 2.3b) hervorgeht, kann mit

Tabelle 2.3: Betriebsparameter der Ge:Ga–Detektoren

Detektor- art	ungedrücktes Ge:Ga	gedrücktes Ge:Ga
Wellenlängenbereich	40 – 120 μm	120 – 210 μm
Größe	16 × 25	16 × 25
Biasfeld	100 – 200 Vm^{-1}	10 – 20 Vm^{-1}
Betriebstemperatur	3.5 K	1.8 K
Dotierungskonzentration	$2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$	$1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$

unterschiedlich gedrückten Ge:Ga–Detektoren ein großer Wellenlängenbereich im Ferninfrarot abgedeckt werden. So lässt sich ungedrücktes Ge:Ga für den kurzwelligen Kanal von FIFI LS von 42 bis 110 μm und gedrücktes Ge:Ga für den langwelligen Kanal von 110 bis 210 μm verwenden. Zusätzlich zur Grenzwellenlänge vergrößert sich der Absorptionsquerschnitt für gedrücktes verglichen mit ungedrücktem Ge:Ga. Abbildung 2.4 stellt den wellenlängenabhängigen und auf die Dotierungsdichte normalisierten Absorptionskoeffizienten dar (Wang et al., 1986). Damit erhält man für typische Dotierungsdichten von $2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (ungedrücktes Ge:Ga) und $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ (gedrücktes Ge:Ga) Absorptionskoeffizienten von etwa 2.6cm^{-1} und 4cm^{-1} für ungedrücktes und gedrücktes Ge:Ga. Qualitativ lässt sich der Anstieg von α durch eine größere Ausdehnung der Wellenfunktionen aufgrund der geringeren Bindungsenergie bei Anwendung des äußeren Drucks verbunden mit einer Vergrößerung des Absorptionsquerschnitts erklären. In Tabelle 2.3 sind einige Parameter der in dieser Arbeit beschriebenen gedrückten und ungedrückten Ge:Ga–Detektorarrays aufgelistet.

2.2.3 Zeitverhalten

Idealerweise wünscht man sich einen Detektor, der auf Änderungen im empfangenen Photonenfluss mit einer Zeitkonstante reagiert, die klein ist gegenüber derjenigen, mit der diese Änderungen stattfinden. In der Praxis beobachtet man jedoch, dass das elektrische Signal des Photoleiters nach einer plötzlichen Änderung im Photonenfluss erst nach Ablauf einer bestimmten Zeitspanne seinen Endwert erreicht. Ein Teil des Signals reagiert dabei nahezu instantan ($\tau_{\text{fast}} \approx 10^{-9} \text{s}$) auf die Änderung im Fluss, während der andere Teil mit charakteristischen Zeiten¹ τ_{slow} zwischen 10^{-3}s bis Stunden sehr viel später seinen Endwert erreicht (Williams, 1967; Haegel & Haller, 1986). τ_{slow} nimmt insbesondere bei geringem Strahlungshintergrund oder bei einem ungleichmäßig ausgeleuchteten Detektor große Werte an. Da bei der Beobachtung mit FIFI LS zur Eliminierung des Hintergrundes abwechselnd zwischen der Quelle und einem benachbarten Gebiet am Himmel gechoppt wird, kann dieses Zeitverhalten der Detektoren dann problematisch sein, wenn $1/\tau_{\text{slow}}$ von der Größenordnung der Choppfrequenz $f_{\text{ch}} \geq 1 \text{s}^{-1}$ ist. Außerdem ist der Anteil des Signals der langsamen Komponente am gesamten Signal von Bedeutung: Beträgt beispielsweise dieser Anteil nur einige Prozent des Gesamtsignals, dann ist das Zeitverhalten der Detektoren möglicherweise auch dann unproblematisch, wenn $1/\tau_{\text{slow}}$ ähnlich groß wie f_{ch} ist.

¹Darunter versteht man die Zeit, nach der die jeweilige Komponente einen bestimmten Anteil (z. B. 63 %) seines Endwertes erreicht hat.

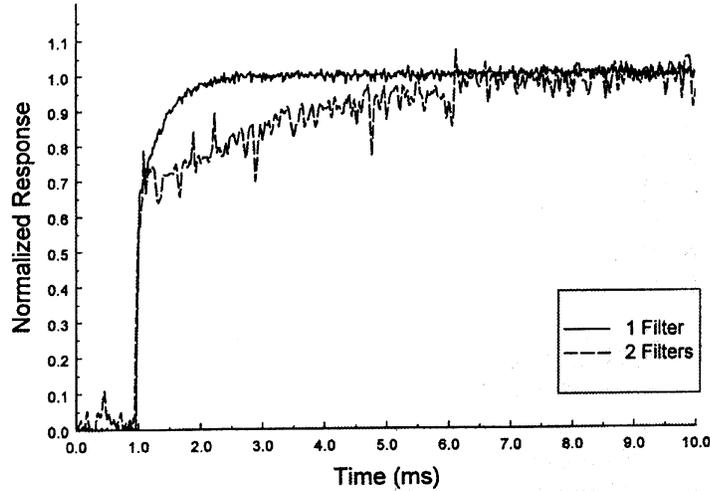


Abbildung 2.5: Gemessenes Zeitverhalten von Ge:Ga-Detektoren (Haegel et al., 1999). Dargestellt ist der normalisierte Photostrom als Funktion der Zeit für zwei verschiedene Photonenflüsse. Durch Verwendung eines zusätzlichen Filters wird im Fall der gestrichelten Linie der Photonenfluss um einen Faktor ≈ 3 verringert. Die charakteristische Zeit der langsamen Komponente verhält sich invers proportional zum Photonenfluss.

Schnelle Komponente

Im Rahmen eines einfachen Modells lässt sich das Zustandekommen des Zeitverhaltens bei Vernachlässigung von Raumladungseffekten und den durch die Kontakte hervorgerufenen Effekten analytisch behandeln (Haegel & Haller, 1986). In diesem Fall ist die Ratengleichung für die Änderung der Anzahl freier Löcher p bei einem p-Typ Halbleiter gegeben durch:

$$\frac{dp}{dt} = Q + N_v \langle v \rangle e^{\frac{E^F - E^v}{kT}} N_i^0 \sigma - \langle v \rangle \sigma p (N_D + p) \quad (2.10)$$

Der erste Term bezieht sich auf photoneninduzierte Erzeugung, der zweite auf die thermische Erzeugung von freien Löchern und der letzte auf die Rekombination von Löchern. Dabei ist Q die Locherzeugungsrate, N_v die Zustandsdichte des Valenzbandes, $\langle v \rangle$ die mittlere thermische Geschwindigkeit, E^F und E^v die Energie des Fermi-Niveaus und des Valenzbandes, N_i^0 die Konzentration neutraler Akzeptoren, σ der Rekombinationswirkungsquerschnitt und N_D die Konzentration von kompensierenden Donatoren. Mit Gleichung 2.10 wird angenommen, dass optische und thermische Erzeugung freier Löcher und Rekombination durch Einfang freier Löcher die dominierenden Prozesse sind, und Effekte wie Stoßionisation und strahlende sowie Auger-Rekombination vernachlässigt werden können. Dies ist eine gute Näherung für geringe Photonenflüsse und elektrische Feldstärken unterhalb der kritischen Feldstärke (siehe Seite 26). Ist g die Summe aller Locherzeugungsterme von Gleichung 2.10 und $\tau_{\text{rec}} = (\sigma \langle v \rangle N_D)^{-1}$ die Zeit, nach der ein freies Loch im Mittel rekombiniert, so lässt sich Gleichung 2.10 mit $N_D \gg p$ (kleiner Photonenfluss) zu

$$\frac{dp}{dt} = g - p/\tau_{\text{rec}} \quad (2.11)$$

umschreiben. Im statistischen Gleichgewicht sind die Erzeugungsraten gleich den Rekombinationsraten von Gleichung 2.10. Durch eine Änderung des Photonenflusses und damit der

Erzeugungsrate wird dieses Gleichgewicht gestört. Erhöht man g um einen Betrag Δg , so ergibt sich:

$$\frac{d\Delta p}{dt} = \Delta g - \Delta p/\tau_{\text{rec}} \quad (2.12)$$

Wird weiterhin angenommen, dass die Erhöhung um Δg plötzlich stattfindet ($\Delta g = 0$ für $t < t_0$, $\Delta g = \text{konstant}$ für $t \geq t_0$), so ist

$$\Delta p = \Delta g \tau_{\text{rec}} \left(1 - e^{-t/\tau_{\text{rec}}}\right) \quad (2.13)$$

eine Lösung von Gleichung 2.12. Der neue Gleichgewichtszustand stellt sich also nach einer Zeit $t \geq \tau_{\text{rec}}$ ein. τ_{rec} lässt sich der charakteristischen Zeit τ_{fast} der schnellen Komponente des beobachteten Zeitverhaltens zuordnen.

Langsame Komponente

Mit dem bisher behandelten linearen Modell ohne Raumladungseffekte lässt sich nur die schnellere der beiden beobachteten Komponenten verstehen. In einem der ersten Modelle, welches Raumladungseffekte im Photoleiter berücksichtigt, führte Williams (1969) die beobachtete langsame Komponente im Zeitverhalten von Ge:Hg-Detektoren (Williams, 1967) auf aus dem Photoleiter herausströmende photogenerierte Ladungsträger zurück. Hierbei bewegen sich die erzeugten freien Löcher in Folge des angelegten elektrischen Feldes in Richtung Kathode. Unter der (unphysikalischen) Annahme, dass in der Nähe der Anode keine freien Ladungsträger vorhanden sind ($\Delta p = 0$), führt dies dort zu einer Konzentration $\Delta N_A = \Delta p$ von ionisierten Akzeptoren. Die dadurch hervorgerufene Raumladung erzeugt einen elektrischen Feldgradienten, welcher die Raumladungszone mit einer Zeitkonstante $\tau_d = \rho\epsilon\epsilon_0$ neutralisiert. Dabei sind ρ und ϵ der spezifische Widerstand und die Dielektrizitätskonstante des Photoleiters und ϵ_0 die Influenzkonstante. Die charakteristische Zeit der langsamen Komponente ergibt sich aus dem Produkt von τ_d und der Photoleitungsverstärkung G zu $\tau_{\text{slow}} = \tau_d G$ (Haegel et al., 1999). Dies lässt sich umschreiben zu

$$\tau_{\text{slow}} = \tau_d G = \frac{1}{\underbrace{pq\mu}_{=\rho}} \epsilon\epsilon_0 \underbrace{\frac{\mu E \tau_{\text{rec}}}{L}}_{=G} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\underbrace{g\tau_{\text{rec}} q\mu}_{=p}} \frac{\mu E \tau_{\text{rec}}}{L} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E}{gqL}. \quad (2.14)$$

Hierbei wird jedoch weder die Existenz oder das Verhalten von Kontakten bzw. die Rolle von Diffusionsvorgängen in der Nähe solcher Kontakte berücksichtigt. Es ist daher auch nicht überraschend, dass im Rahmen dieses Modells nicht alle beobachteten Effekte korrekt beschrieben werden können. Die Annahme der fehlenden freien Ladungsträger in der Nähe der Anode, die eine Voraussetzung für die Entstehung der Raumladungszone ist, erscheint insbesondere bei ohmschen, Ionen-implantierten Kontakten, die als Ladungsträgerreservoir dienen, bedenklich. Auf der anderen Seite gestattet Gleichung 2.14 eine größenordnungsmäßige Abschätzung der charakteristischen Zeit der langsamen Komponente. Mit Gleichung 2.14 erkennt man, dass τ_{slow} unabhängig von den Materialeigenschaften μ (Beweglichkeit freier Löcher) und τ_{rec} proportional zur elektrischen Feldstärke E und invers proportional zum Abstand der Kontakte L und der Ladungsträgererzeugungsrate g ist. Dies wurde in erster Ordnung von numerischen Modellrechnungen bestätigt (Haegel et al., 1999; Haegel, 2000). Haegel (2000) wendete die für die Ge:Ga-Detektoren des *Multiband Imaging Photometer for SIRTf* (MIPS) auf dem *Space Infrared Telescope Facility* (SIRTf) durchgeführten numerischen Modellrechnungen zur Bestimmung von τ_{slow} auf die Detektoren des *Photoconductor Array Camera & Spectrometer* (PACS)

Tabelle 2.4: Charakteristische Zeit der langsamen Komponente

Wellenlänge [μm]	Strahlungsleistung [W]	Erzeugungsrate [$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$]	τ_{slow} [s]
90	$5,7 \times 10^{-13}$	$7,7 \times 10^{10}$	$5,9 \times 10^{-4}$
130	$8,6 \times 10^{-13}$	$1,9 \times 10^{11}$	$2,9 \times 10^{-4}$
180	$3,5 \times 10^{-13}$	$1,1 \times 10^{11}$	$5,1 \times 10^{-4}$

auf dem *Far Infrared and Submillimetre Telescope* (FIRST) an. Diese sind identisch mit den für das FIFI LS-Instrument verwendeten Ge:Ga-Detektoren, so dass sich dieses Resultat auch hier anwenden lässt:

$$\tau_{\text{slow}} \approx 2,7 \times 10^7 / g \quad (2.15)$$

Mit der für FIFI LS erwarteten Leistung der Hintergrundstrahlung lässt sich die Ladungsträgererzeugungsrates $g = P\eta/h\nu LA$ (thermische Erzeugung vernachlässigt) und damit τ_{slow} für verschiedene Wellenlängen abschätzen. P ist hierbei die Strahlungsleistung und LA das Detektorvolumen. Die Quanteneffizienz η wird hierbei zu 0,5 abgeschätzt. Die resultierenden Werte für die Erzeugungsrates und die charakteristische Zeit der langsamen Komponente sind in Tabelle 2.4 aufgeführt. Demnach scheint das Zeitverhalten für Choppfrequenzen $f_{\text{ch}} \geq 1 \text{ s}^{-1}$ kein gravierendes Problem darzustellen. Sollte jedoch die von den Detektoren empfangene Strahlungsleistung geringer sein, vergrößert sich τ_{slow} entsprechend Gleichung 2.15. Außerdem liegt der Abschätzung die Annahme einer gleichmäßigen Beleuchtung der Detektoren zugrunde. Wie sich jedoch aufgrund von numerischen Modellen ergibt, kann sich τ_{slow} im Falle einer inhomogenen Ausleuchtung des Detektors um mehrere Größenordnungen erhöhen (Haegel et al., 1996). Hierbei wirkt sich insbesondere eine geringere Ausleuchtung in der Nähe der Kontaktflächen negativ aus.

In Kapitel 2.3.3 wird dargestellt, wie die Lichtverteilung am Detektor mit Hilfe des raytracing-Programms „Opticad“ simuliert wurde. Hieraus ergibt sich eine etwa doppelt so intensive Bestrahlung des zentralen Bereiches einer Detektorfläche wie in der Nähe der Kontaktflächen. In der Simulation wurde jedoch nur der Ersteinfall des Lichtes auf den Detektor berücksichtigt. Da sich die Detektoren jedoch in reflektierenden Hohlräumen befinden, die die von den Detektoren reflektierte oder nicht absorbierte Strahlung mehrfach zum Detektor zurück reflektieren, wird die tatsächliche Lichtverteilung sehr viel homogener ausfallen. Nimmt man dennoch die simulierte Verteilung als Grundlage, dann wäre aufgrund von numerischen Simulationen eine Vergrößerung von τ_{slow} um einen Faktor sechs zu erwarten (N. Haegel, private Kommunikation). Mit den in Tabelle 2.4 aufgeführten Werten ergäbe sich damit maximal eine Zeit von $\tau_{\text{slow}} = 3,6 \times 10^{-3} \text{ s}$, was immer noch unkritisch erscheint.

Anteil der langsamen Komponente Die numerischen Simulationen von Haegel et al. (1999) ergeben, dass der Anteil f_{slow} der langsamen Komponente am gesamten Signal im Wesentlichen von der Photoleitungsverstärkung G abhängt und durch

$$f_{\text{slow}} = G \left(1 - e^{-1/G}\right) \quad (2.16)$$

beschrieben werden kann.² Mit der in Kapitel 2.4.4 gemessenen Responsivität $S = \eta \lambda q G / hc$ von 18 A/W und 35 A/W bei einer Biasspannung von 30 mV und einer Wellenlänge von 170 μm lässt sich bei Annahme einer Quanteneffizienz von $\eta = 0,5$ die Photoleitungsverstärkung zu 0,26 und 0,51 abschätzen. Damit ergeben sich mit Gleichung 2.16 für den Anteil der langsamen Komponente 25 % und 44 %.

Andererseits lässt sich mit Gleichung 2.16 die Photoleitungsverstärkung G durch Messung des Anteils der langsamen Komponente getrennt von der Quanteneffizienz η bestimmen, was durch Messung der Responsivität eine Möglichkeit zur Bestimmung der Quanteneffizienz darstellt.

2.2.4 Rauschen

Bei der Erzeugung eines elektrischen Signals treten verschiedene Rauschquellen auf, die dem Signal überlagert sind. Ein Verständnis der unterschiedlichen Rauschquellen ist daher eine Voraussetzung, um den Nutzen und die Grenze des Detektors bzw. des Instrumentes abzuschätzen. Im Folgenden werden einige Rauschquellen, die im Detektor oder der nachfolgenden Auslese-elektronik auftreten, angesprochen.

Das Photonenrauschen

Sowohl die Hintergrundquellen (Himmel, Teleskop oder Instrument) als auch die astronomische Quelle erzeugen einen zeitlich um einen bestimmten Mittelwert ϕ schwankenden Photonenstrom. Das daraus resultierende Rauschen ist in der Natur der Photonen bzw. der Photonstatistik begründet. Während sich der Beitrag vom Teleskop und dem Instrument durch möglichst niedrige Temperaturen der einzelnen Komponenten minimieren lässt, ist das von der Quelle am Himmel hervorgerufene Rauschen unvermeidbar. Für die Fluktuation der Photonrate $\delta\phi$ (in $\text{Hz}^{-1/2}$ entsprechend einer Post-Detektionsbandbreite von 1 Hz) gilt (Lugten, 1987; Geis, 1991):

$$\delta\phi = \left(\frac{2^2 A \Omega}{\lambda^2} \Delta\nu \epsilon \langle n \rangle (\epsilon \langle n \rangle + 1) \right)^{1/2} \quad (2.17)$$

Hierbei wird die Strahlungsquelle als modifizierter Schwarzkörper der Emissivität ϵ beschrieben, der von einem Teleskop mit der Fläche A beobachtet wird und unter dem Raumwinkel Ω erscheint. Weiterhin ist $\Delta\nu$ das Frequenzintervall.

$$\langle n \rangle = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.18)$$

gibt die mittlere Besetzungszahl der Moden des Photonenfeldes an. Die beiden Faktoren 2 ergeben sich durch die Angabe in $\text{Hz}^{-1/2}$ anstatt 1 Sekunde Integrationszeit und die Berücksichtigung der beiden Polarisationsrichtungen des Lichtes. Dieses Rauschen in der Photonrate führt mit Gleichung 2.9 zu einem entsprechenden Rauschen des detektierten Stromes:

$$I_{\text{BLIP}} = \left(\frac{2^3 A \Omega}{\lambda^2} \Delta\nu t \epsilon \eta \langle n \rangle (t \epsilon \eta \langle n \rangle + 1) \right)^{1/2} q G \quad (2.19)$$

Dabei ist t die Transmission des Systems. Der zusätzliche Faktor 2 kommt dadurch zustande, dass neben der Fluktuation bei der Erzeugung von Ladungsträgern bei einem Photoleiter die Fluktuation bei der Rekombination von Ladungsträgern zu berücksichtigen ist.

²Gleichung 2.16 beschreibt f_{slow} dann korrekt, wenn Diffusionsbewegungen in der Nähe der Kontakte im Vergleich zur Driftbewegung der Ladungsträger aufgrund des äußeren Feldes vernachlässigt werden können. Dies sollte für die hier beschriebenen Detektoren eine gute Näherung sein, da mit 1,5 mm der Abstand der Kontakte recht groß ist.

Thermisches Rauschen

Das thermische bzw. Johnson-Rauschen ist eine Rauschquelle, die im Detektormaterial selbst aufgrund der thermischen Bewegung der Ladungsträger verursacht wird. Diese Bewegung führt zu einem zufälligen und kurzfristig schwankenden elektrischen Strom, der sich im zeitlichen Mittel jedoch zu Null aufaddiert. Für das dadurch verursachte Stromrauschen gilt:

$$I_J = \left(\frac{4kTdf}{R_D} \right)^{1/2} \quad (2.20)$$

Eine geringe Temperatur ist daher essentiell zur Unterdrückung des Johnson-Rauschens.

1/f-Rauschen

Zusätzlich zu den bisher behandelten elementaren Rauschursachen verzeichnen die meisten elektrischen Bauteile ein verstärktes Rauschen bei kleinen Frequenzen. Da sich das Quadrat des Rauschstromes oft invers proportional zur Frequenz f verhält, wird diese Art des Rauschens „1/f-Rauschen“ genannt:

$$I_{1/f}^2 \sim \frac{1}{f} \quad (2.21)$$

Die besprochenen Rauschprozesse werden als unabhängig voneinander angenommen, so dass die geometrische Summe der Rauschströme den gesamten Rauschstrom ergibt:

$$I_N = \left(I_{\text{BLIP}}^2 + I_J^2 + I_{1/f}^2 \right)^{1/2} \quad (2.22)$$

Im Gegensatz zu I_J und $I_{1/f}$ sind der Photostrom I_{Ph} und der durch das Photonenrauschen hervorgerufene Rauschstrom I_{BLIP} proportional zur Photoleitungsverstärkung G (Gleichung 2.6) und damit zur angelegten Biasspannung U_{Bias} . Dadurch lässt sich durch Erhöhung der Biasspannung³ in der Regel erreichen, dass $I_N \approx I_{\text{BLIP}}$ ($I_{\text{BLIP}} \gg I_J$ und $I_{1/f}$) und sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis

$$\frac{S}{N} = \frac{I_{\text{Ph}}}{\left(I_{\text{BLIP}}^2 + I_J^2 + I_{1/f}^2 \right)^{1/2}} = \frac{aU_{\text{Bias}}}{\left(bU_{\text{Bias}}^2 + I_J^2 + I_{1/f}^2 \right)^{1/2}} \quad a, b = \text{konstant} \quad (2.23)$$

einer von I_J und $I_{1/f}$ unabhängigen Konstanten annähert.

Der Detektionsprozess ist dann durch die Statistik des eintreffenden Photonenflusses limitiert. Im infraroten Spektralbereich wiederum dominiert der durch das Teleskop/Instrument verursachte Hintergrund in der Regel über das astronomische Signal, weshalb die Messung dann *hintergrundlimitiert* ist.

Die äquivalente Rauschleistung

Zur Charakterisierung eines Detektors/Instrumentes ist die Angabe der äquivalenten Rauschleistung (NEP, Einheit: $\text{W Hz}^{-1/2}$) hilfreich. Darunter versteht man die Leistung, die vom

³Solange U_{Bias} nicht den kritischen Wert übersteigt, oberhalb dessen Stoßionisation durch beschleunigte Ladungsträger zu einem stark erhöhten Rauschen führt.

Detektor in einer elektrischen Bandbreite von 1 Hz – entsprechend einer Integrationszeit von 0,5 s – empfangen werden muss, um ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von eins zu erreichen.

Mit der Definition der NEP ergibt sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis S/N einer Beobachtung mit der Leistung des eintreffenden Photonenstromes P_{Ph} und der elektrischen Bandbreite df zu:

$$\frac{S}{N} = \frac{P_{\text{Ph}}}{\text{NEP}(df)^{1/2}}. \quad (2.24)$$

Andererseits lässt sich Gleichung 2.24 als Messvorschrift zur Bestimmung der NEP interpretieren:

$$\text{NEP} = \frac{P_{\text{Ph}}}{S/N\sqrt{df}} \quad (2.25)$$

Mit Hilfe der Responsivität S und dem Rauschstrom I_N lässt sich Gleichung 2.25 wiederum als

$$\text{NEP} = \frac{I_N}{S} \quad (2.26)$$

schreiben.

Da die verschiedenen Rauschprozesse wieder als unabhängig voneinander angenommen werden, addieren sich die Einzelbeiträge quadratisch zur gesamten NEP:

$$\text{NEP} = \left(\text{NEP}_{\text{BLIP}}^2 + \text{NEP}_{\text{J}}^2 + \text{NEP}_{1/f}^2 \right)^{1/2} \quad (2.27)$$

Für den Fall der hintergrundlimitierten Detektion ist die gesamte NEP vom Beitrag des Photonenrauschen

$$\text{NEP}_{\text{BLIP}} = \frac{h\nu}{\eta} \left(\frac{2^3 A \Omega}{\lambda^2} \Delta\nu t \epsilon \eta \langle n \rangle (t \epsilon \eta \langle n \rangle + 1) \right)^{1/2} \quad (2.28)$$

bestimmt (Lugten, 1987; Geis, 1991). NEP_{BLIP} lässt sich durch Verringerung des Strahlungshintergrundes (geringe Temperatur von Teleskop und Instrument) und durch Erhöhung der Quanteneffizienz η verringern (verbessern).

2.3 Design des gedrückten Detektorarrays

Basierend auf dem Design des 5×5 Pixel Arrays von gedrückten Ge:Ga-Detektoren des Vorgängerinstrumentes FIFI (siehe Abbildung 2.6 bzw. Stacey et al., 1992) wurde im Rahmen dieser Arbeit ein 16×25 Pixel Detektorarray konstruiert. Dieses besteht – ebenso wie das Vorgängerarray – aus mehreren, in unserem Fall 25, unabhängigen, linearen Detektorarrays, welche mit jeweils 16 Detektoren bestückt sind. Jedes dieser linearen Detektorarrays (siehe Abbildung 2.7) besitzt seinen eigenen Drückmechanismus. Der Druck wird dabei vom obersten Pixel über Stempel und die anderen Detektoren bis zum untersten Detektor weitergegeben (siehe Kapitel 2.3.2). Dieser modulare Aufbau bietet den Vorteil, dass defekte oder fehlerhafte Module leicht ausgetauscht werden können. Die Abmessung (H x B x T) der Detektorpixel von 1,5 mm x 1,0 mm x 1,0 mm wurde als Kompromiss zwischen dem Wunsch nach einer großen Absorptionswahrscheinlichkeit (B, T und H so groß wie möglich), einer geringen aufzuwendenden Kraft auf die Detektoren (B und T so klein wie möglich) und einem relativ geringen Abstand zwischen den Pixeln (H nicht zu groß) gewählt.

Ge:Ga-Detektoren besitzen aufgrund ihres hohen Brechungsindex von $n \approx 4$ eine relativ große Reflexivität von $R \approx 36\%$, was in Verbindung mit dem geringen Absorptionskoeffizienten von etwa 4 cm^{-1} (Wang et al., 1986) zu einer Absorptionswahrscheinlichkeit für einen



Abbildung 2.6: Vergleich zwischen einer Computersimulation des neuen 16×25 und dem früheren *FIFI* 5×5 Pixel Detektorarrays (Stacey et al., 1992).

Durchgang des Photons von etwa 20 % führt. Freistehende Detektoren hätten daher eine recht geringe Quantenausbeute. Aus diesem Grunde ist jeder Detektor von einem reflektierenden, mit Gold beschichteten Hohlraum umgeben, der nicht vom Detektor absorbierte bzw. am Detektor reflektierte Strahlung wieder zum Detektor zurückreflektiert. Realisiert wird dies, indem die Detektoren in einen langen zylindrischen Kanal in dem Gehäuse des jeweiligen linearen Detektorarrays integriert werden (siehe Abbildung 2.11). Nach vorn, in Richtung des zu detektierenden Lichtes, ist dieser Kanal aufgefräst. Das Licht wird mittels konusförmiger Lichtleiter, welche an ihrem Ende ein kleines Kopplungsloch besitzen, in den jeweiligen Hohlraum gelenkt. Diese besitzen gleichzeitig, wie in Kapitel 2.3.3 gezeigt, die günstige Eigenschaft, dass sie nur Licht aus einem begrenzten Winkelbereich in den jeweiligen Hohlraum lenken, weshalb sie ein wirksames Mittel zur Unterdrückung von Streulicht darstellen. Die Lichtleiter sind wie die Detektorgehäuse als lineare Spalten von jeweils 16 Hörnern ausgeführt. Die Lichtleiterarrays werden jeweils direkt mit einem Detektorgehäuse zusammengefügt und vervollständigen so die zylindrischen Hohlräume.

Die 16 Detektoren eines linearen Arrays besitzen eine gemeinsame Biasspannung, die an das Detektorgehäuse gelegt ist. Die Detektoren sind daher an einer Seite über die Druckstempel elektrisch mit dem Gehäuse verbunden. Diese Form der Spannungsversorgung bietet den Vorteil, dass jeder Detektor mit nur einem Kabel, dem Signalkabel, verbunden ist. Dadurch wird die Komplexität verringert. Außerdem werden dadurch Lichtverluste verringert, da jede Drahtdurchführung eine Verlustquelle darstellt. Die Signaldrähte werden durch die strahlenförmigen Schlitze fixiert und von den Detektoren zum Stecker im hinteren Teil des Detektorgehäuses geführt. Dieser verbindet die Detektoren mit der direkt aufgesteckten kryogenen Ausleseelektronik (2.3.4).

2.3.1 Finite Elemente Rechnungen

Um die gewünschte Verschiebung der Empfindlichkeitskurve zu Wellenlängen im Bereich von $120 \mu\text{m}$ bis $200 \mu\text{m}$ zu erreichen, müssen die Detektoren mit mehr als 500 N/mm^2 gedrückt

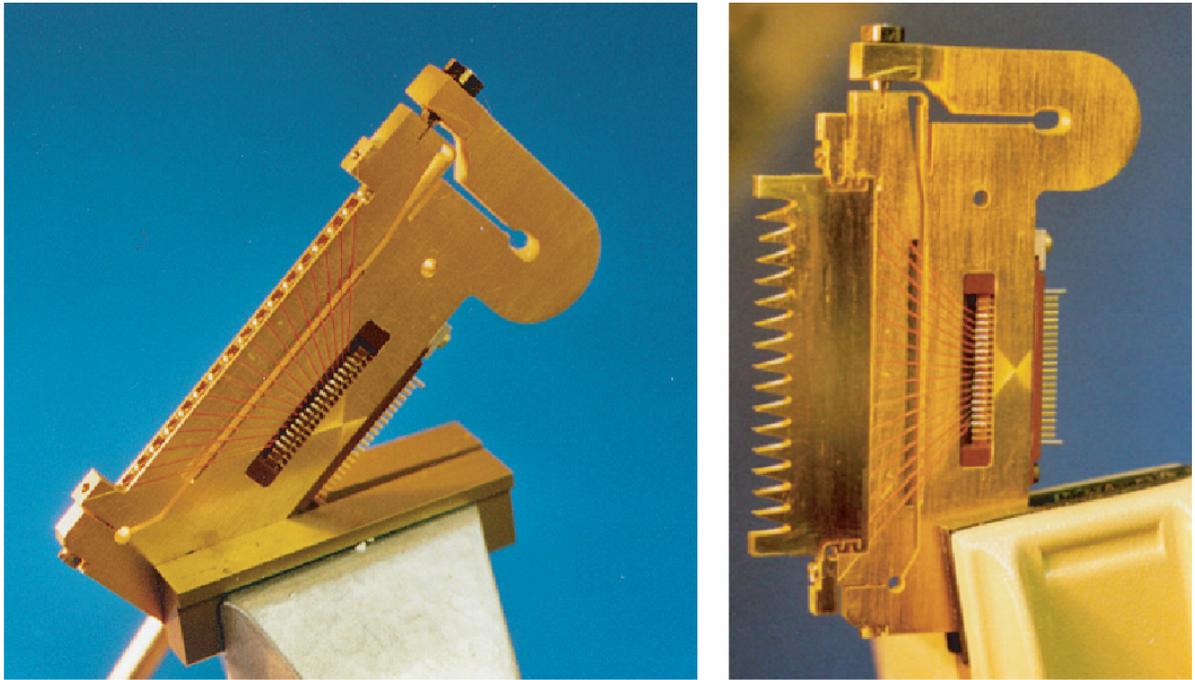


Abbildung 2.7: Lineares 1×16 Pixel Detektorarray mit (rechts) und ohne (links) die Lichtsammelhörner.

werden (Kazanskii, Richards & Haller, 1977). Zur Vermeidung einer Verkippung der Detektoren und der Stempel, die den Druck weiterleiten, müssen die einzelnen Detektoren sehr genau bezüglich der Achse, entlang der die Druckweiterleitung erfolgt, zentriert sein. Um ein Gefühl

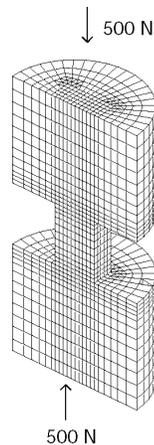


Abbildung 2.8: Darstellung des FEM-Modells des Detektors zwischen zwei zylindrischen Druckstempeln. Aufgrund der Symmetrie des Problems ist es ausreichend, die dargestellte, der Länge nach halbierte Anordnung zu modellieren. Die Netzlinien zeigen die einzelnen finiten Elemente, aus der die Stempel-Detektor-Anordnung zusammengesetzt ist.

dafür zu bekommen, welche Abweichung von einer ideal zentrischen Position noch zulässig ist,

und um das Design des Drückmechanismus zu verbessern, wurden Rechnungen mit Hilfe der Methode der finiten Elemente (FEM) durchgeführt. Dabei wurde der Fall eines perfekt zentrierten und eines um $20\ \mu\text{m}$ versetzten Detektors untersucht. Das Modell (siehe Abbildung 2.8) beinhaltet folgende Vereinfachungen:

- Es wurde nicht eine gesamte Spalte von 16 Detektoren simuliert, sondern nur eine Anordnung von 2 Stempeln, zwischen denen sich ein Detektorpixel befindet.
- Der Germaniumkristall wird als isotropes Material mit einem konstanten Elastizitätsmodul behandelt. Hierfür wurde das für eine Verformung in Richtung der [100]-Achse des Kristalls verwendet. Wortman & Evans (1965) geben hierfür einen Wert von $E = 105 \times 10^3\ \text{N/mm}^2$ an.
- Aufgrund der Symmetrie des Problems genügt es, eine der Länge nach halbierte Anordnung zu verwenden.⁴

Zentrischer Fall

Abbildung 2.9 stellt die Resultate für den zentrischen Fall dar. Im oberen Teil der Abbildung ist die Stempel-Detektor-Konfiguration für die untersuchten Fälle dargestellt. Darunter ist jeweils der Verlauf der Spannung in Richtung der Kraftweiterleitung, die Mises-Vergleichsspannung und die um einen Faktor 50 verstärkte Verformung der Detektoren dargestellt. Die Spannung in Richtung der Kraftweiterleitung ist physikalisch von Interesse, da sie derjenigen in Richtung der [100]-Achse des Kristalls entsprechen soll (siehe Kapitel 2.2.2). Die Mises-Vergleichsspannung hingegen, als Maß für die Spannung in alle drei Raumrichtungen, ist für eine Beurteilung der mechanischen Stabilität aussagekräftiger. Wie Abbildung 2.9 zeigt, ist selbst für den hier betrachteten idealen, zentrischen Fall der Bereich der Spannungswerte für Fall a) (Stahlstempel ohne Absatz) sehr groß. So variiert die Spannung in Richtung der Kraftweiterleitung zwischen $405\ \text{Nmm}^{-2}$ und $765\ \text{Nmm}^{-2}$. Die Mises-Vergleichsspannung liegt hierfür zwischen $294\ \text{Nmm}^{-2}$ und $675\ \text{Nmm}^{-2}$. Dies kommt durch eine Verbiegung des Druckstempels um die Kanten des Detektors zustande. Dieser Effekt lässt sich durch die Wahl eines Druckstempelmaterials mit einem großen Elastizitätsmodul minimieren. So konnte im Fall d) von Abbildung 2.9 durch Verwendung eines Druckstempels aus Wolframkarbid der Bereich der Spannungswerte reduziert werden. Noch günstiger wirkt sich ein Absatz, der den gleichen Querschnitt wie der Detektor hat, zwischen Druckstempel und Detektor aus. Dadurch lässt sich der kritische Bereich mit Spannungsspitzen vom Detektor in den Absatz verschieben. Die Fälle b) und c) von Abbildung 2.9 zeigen, dass sich der Bereich der Spannungswerte im Detektor für einen Absatz aus einem Material mit einem kleinen Elastizitätsmodul minimieren lässt. So wurde mit Absätzen aus Silber (Fall c) der Bereich der Spannungswerte in Richtung der Kraftweiterleitung auf $486\ \text{Nmm}^{-2}$ bis $507\ \text{Nmm}^{-2}$ verringert.

Exzentrischer Fall

Aufgrund der Ergebnisse für den zentrischen Fall wurden hierbei nur die beiden extremen Konfigurationen ohne Absatz und mit Absatz aus Silber studiert. Die Druckstempel sind hierbei jeweils aus Stahl. Wie Abbildung 2.10 zeigt, wirkt sich eine Versetzung des Detektors aus der ideal zentrierten Position um nur $20\ \mu\text{m}$ bereits dramatisch aus. Einerseits führt die große Variation der Spannung in Richtung der Kraftweiterleitung zu einer entsprechenden Variation der

⁴Für den zentrischen Fall würde auch eine geviertelte Anordnung genügen. Da sich die halbierte Anordnung aber besser auf den exzentrischen Fall übertragen lässt, wurde diese in beiden Fällen verwendet.

oberen Grenzwellenlänge λ_c des Detektors und einer Verbreiterung der Empfindlichkeitskurve des Detektors (siehe Kapitel 2.2.2). Dies könnte ein durchaus erwünschter Effekt sein, jedoch verringert sich dadurch auch die Empfindlichkeit bei der gewünschten Wellenlänge. Andererseits ist die Gefahr einer Zerstörung der Detektoren besonders in den Bereich der Spannungsspitzen sehr groß. Analog zum zentrischen Fall führt die Einführung von Absätzen aus Silber zu einer beträchtlichen Reduktion der Spannungsvariation, jedoch ist diese hier immer noch sehr groß, was die Bedeutung von genau zentrierten Detektoren unterstreicht.

Aufgrund der FEM-Rechnungen lassen sich zusammenfassend folgende Schlussfolgerungen ziehen:

- Die Detektoren dürfen bezüglich der Achse, entlang der die Kraft weitergeleitet wird, um maximal $20 \mu\text{m}$ versetzt sein. Zu dieser Versetzung der Detektoren trägt einerseits die Zentrierungsgenauigkeit beim Einbau der Detektoren bei. Außerdem führen etwaige Verformungen des Teils des Detektorgehäuses, in dem sich die Detektoren befinden, aufgrund der Aufbringung des Drucks zu einem Versatz. Die Summe dieser beiden Beiträge muss kleiner oder gleich der Toleranz von $20 \mu\text{m}$ sein.
- Zwischen dem jeweiligen Detektor und Druckstempel sollte sich ein Absatz befinden, der den gleichen Querschnitt hat wie der Detektor. Die FEM-Rechnungen haben gezeigt, dass sich dann die selbst im ideal zentrischen Fall auftretenden Spannungsspitzen in diesen Absatz verlagern lassen. Am günstigsten wirkt sich dabei ein Absatz aus einem Material mit einem geringen Elastizitätsmodul aus.
- Falls die Einfügung eines solchen Absatzes nicht möglich ist, sollte der Druckstempel aus einem Material mit einem möglichst großen Elastizitätsmodul bestehen.

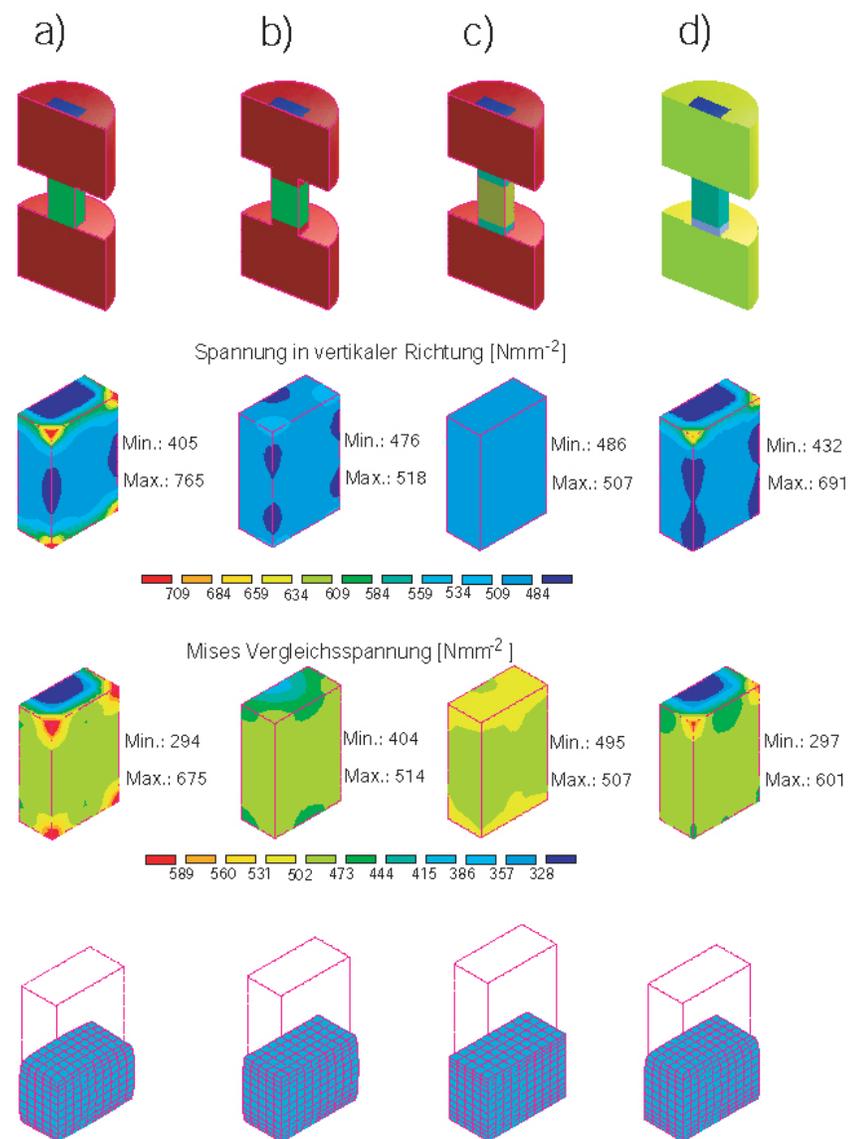


Abbildung 2.9: Darstellung der Ergebnisse der FEM-Rechnungen für eine Stempel-Detektor-Anordnung ohne Absatz mit Druckstempeln aus Stahl (a), mit zwei Absätzen aus Stahl und Druckstempeln aus Stahl (b), mit zwei Absätzen aus Silber und Druckstempeln aus Stahl (c) und mit einem Absatz aus CuBe mit Druckstempeln aus Wolframkarbid (d) für einen äußeren Druck von 500 N mm^{-2} . Die gewählte Anordnung ist jeweils oben dargestellt. Dabei sind die jeweiligen Materialien farblich folgendermaßen gekennzeichnet: Der Detektor ist grün dargestellt (Fall c) hellgrün), Stahl rot, Silber dunkelgrün, CuBe blau und Wolframkarbid hellgrün. Unterhalb der jeweiligen Anordnungen sind der Spannungsverlauf innerhalb eines Detektors in vertikaler Richtung (entlang des äußeren Drucks), der Verlauf der Mises-Vergleichsspannung und die Verformung eines Detektors (um Faktor 50 verstärkt) dargestellt.

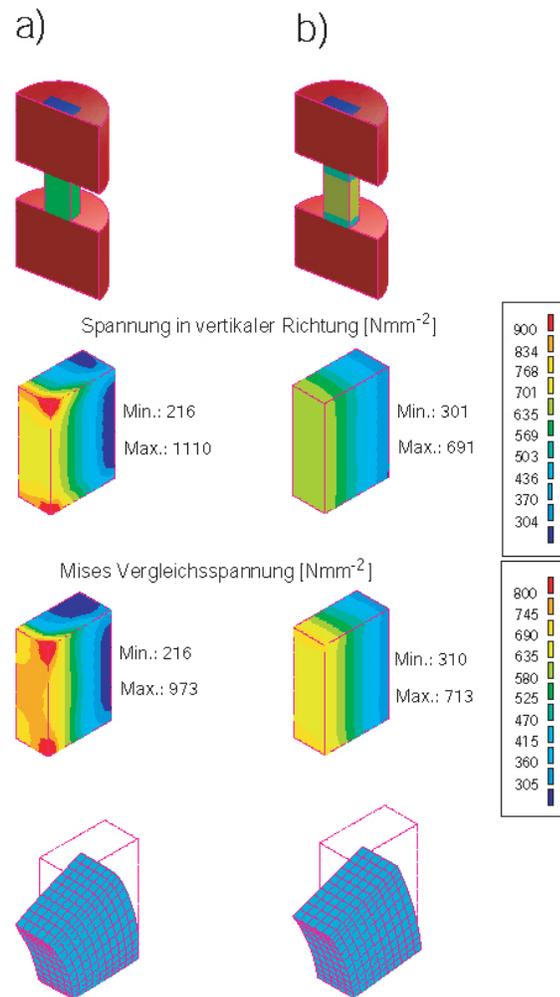


Abbildung 2.10: Wie Abbildung 2.9 jedoch für einen um 20 μm aus der ideal zentrierten Lage versetzten Detektor.

2.3.2 Der Drückmechanismus

Der Detektorstapel

Abbildung 2.11 zeigt einen Schnitt durch das Detektorgehäuse, die Detektor-Druckstempelanordnung und den Drückmechanismus eines 1×16 -Pixel-Moduls. Eine Detektor-Druck-

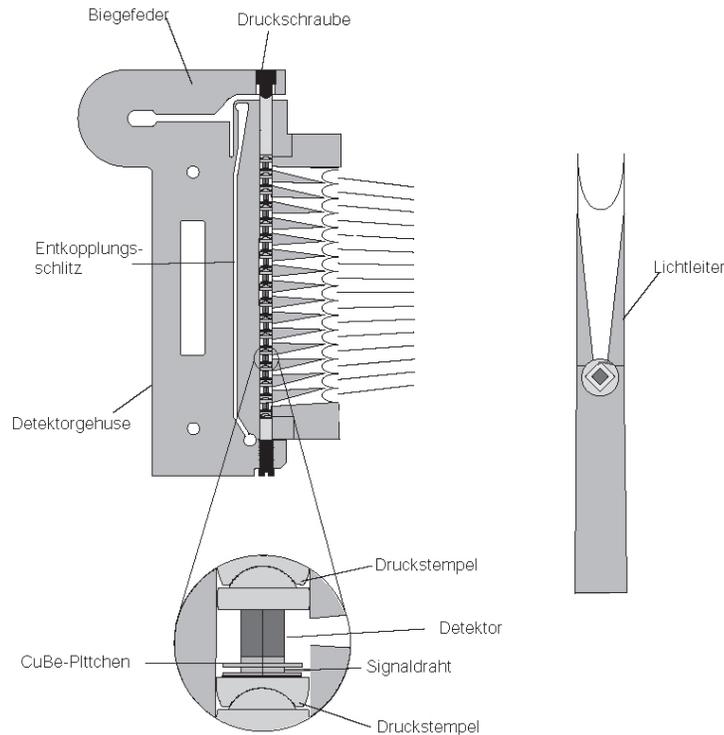


Abbildung 2.11: Skizze eines linearen 1×16 Pixel Detektorarrays.

stempelinheit besteht (siehe vergrößerter Teil der Abbildung) jeweils aus einer Kombination von 3 Stempelteilen aus Wolframkarbid, dem Detektor, einem Signalplättchen aus CuBe und einem $50 \mu\text{m}$ dicken Saphirplättchen. Die zylindrische Bohrung, die Wolframkarbidteile und die Signalplättchen werden zur Verbesserung der Reflexionseigenschaften galvanisch mit Gold beschichtet.

Die Wolframkarbidteile Die Kombination der drei Wolframkarbidteile dient sowohl als Druckstempel als auch zum optischen Abschluss des jeweiligen integrierenden Hohlraums. Die beiden größeren Teile wurden aus Kugeln mit einem Durchmesser von $3,0 \text{ mm}$ gefertigt. Da dies dem Durchmesser der zylindrischen Bohrung entspricht, können sich diese Teile kräftefrei in der Bohrung drehen. Damit lässt sich bei einer leichten Schrägstellung der Stempel ein Verkanten verhindern. Ein solches Verkanten würde dazu führen, dass ein Teil der aufgewendeten Kraft in die Wände des Detektorgehäuses abfließt, was zu einem Druckgradienten innerhalb des Stapels der 16 Detektoren führen würde. Ein solcher Druckgradient wurde bereits beim 5×5 Pixel Vorgängerarray, das zylindrische Druckstempel benutzte, festgestellt. Während das untere der drei Stemplelemente ebene, parallele Oberflächen besitzt, ist in das obere Element auf einer Seite mittels Senkerosion eine kugelförmige Einsenkung mit einem Krümmungsradius von $1,3 \text{ mm}$ eingearbeitet. In diese wird das mittlere Stemplelement, das

aus einer Kugel mit 2,4 mm Durchmesser gefertigt wurde, plaziert. Die gesamte Kombination, die einem Gelenk ähnelt, hat die Aufgabe, eventuelle nicht-parallele Oberflächen, verursacht durch eine leichte Verkipfung von Elementen des Stapels oder aufgrund der Fertigungstoleranzen der Teile, auszugleichen. Da das obere und untere Teil im Durchmesser der zylindrischen Bohrung entsprechen, zentriert sich diese Kombination selbst. Zwischen dem Wolframkarbidstempel oberhalb vom Detektor und dem Detektor befindet sich kein Absatz, wie es sich in den FEM-Rechnungen von Kapitel 2.3.1 als günstig erwiesen hat. Jedoch wurde mit Wolframkarbid ein Material mit einem sehr hohen Elastizitätsmodul ($E \approx 600 \text{ N/mm}^2$) verwendet. Die gewählte Anordnung entspricht dem Fall d) von Abbildung 2.9. Hierbei konnte der Bereich der Spannungswerte zwar weniger als im Fall b) und c) von Abbildung 2.9 reduziert werden, jedoch wäre bei einer Anordnung mit zwei Absätzen die Zentrierung der Detektoren (siehe Kapitel 2.3.2) schwieriger. Alle drei Teile wurden mittels Funkenerosion (Draht- und Senkerosion) gefertigt. Die Oberflächen der flachen Teile wurden anschließend noch poliert, um die Gefahr eines Detektorbruchs aufgrund von Rauigkeiten zu minimieren.

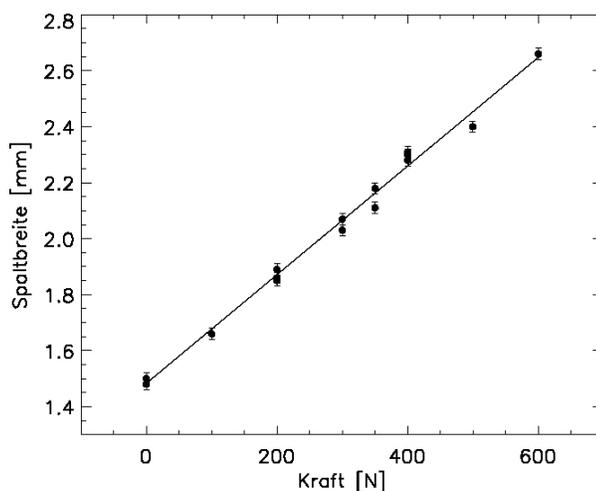


Abbildung 2.12: Kalibrationskurve des Federmechanismus des Detektorgehäuses. Aufgetragen ist die Spaltbreite des horizontalen Schlitzes des Federmechanismus als Maß für die Auslenkung der Feder gegen die aufgewendete Kraft. Der Spalt ist im unbelasteten Zustand 1,5 mm breit. Die durchgezogene Linie stellt den besten Fit an die Messpunkte dar. Mit dem Hook'schen Gesetz ergibt sich aus der Kalibrationskurve eine Federkonstante bei Raumtemperatur von $512,8 \text{ Nmm}^{-1}$.

CuBe-Plättchen Das sich unterhalb des Detektors befindene CuBe-Plättchen ist mit dem Signaldraht verbunden. Hierzu wird der Signaldraht mit Isolierung in die seitliche Rille gedrückt und der Draht selbst mit dem CuBe-Teil verlötet. Neben der Aufnahme des Signaldrahtes dient das CuBe-Plättchen der Druckweiterleitung. Hierzu besitzt es gemäß Kapitel 2.3.1 nach oben einen Absatz, der in etwa dem Detektorquerschnitt entspricht. Dieses Teil wurde ebenfalls mittels Funkenerosion (Drahterosion) bearbeitet. Zur Verbesserung der Rauhtiefe wird dieses Teil anschließend noch geläppt.

Saphirplättchen Unter dem Signalplättchen befindet sich ein poliertes Plättchen aus Saphir. Es dient der elektrischen Isolation der unteren Detektorseite vom Detektorgehäuse, an

welches die Biasspannung gelegt wird. Saphir wurde aufgrund seiner geringen Absorption im ferninfraroten Spektralbereich verwendet. Um die dennoch auftretenden Absorptionsverluste zu minimieren, wurde das Saphirplättchen mit $50 \mu\text{m}$ sehr dünn dimensioniert.

Das Detektorgehäuse

Aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit wurde Aluminium als Material für das Detektorgehäuse gewählt. Zur Erlangung einer großen mechanischen Stabilität wurde eine hochfeste Legierung (Al Zn Mg Cu1,5 F53) verwendet. Typische Werte zur Beschreibung sind die Zugfestigkeit Z und der $\sigma_{0,2}$ -Wert. Ersterer gibt die Reißgrenze des Materials an, während $\sigma_{0,2}$ die Zugspannung angibt, bei der sich das Material um 0,2 % dehnt. Die verwendete Aluminium-Legierung besitzt $Z = 480 - 530 \text{ Nmm}^{-2}$ und $\sigma_{0,2} = 340 - 450 \text{ Nmm}^{-2}$ und lässt sich damit bis nahe an die Reißgrenze belasten. Die großen Werte für Z und $\sigma_{0,2}$ ermöglichen eine Minimierung der Wandstärke des Detektorgehäuses. Um den Druck beim Anziehen der Schraube möglichst kontinuierlich zu erhöhen, wird der Teil des Gehäuses, in dem sich die Druckschraube befindet, mittels des horizontalen Schlitzes als Feder ausgeführt. Zusätzlich wird eine Feingewindeschraube aus Edelstahl verwendet, die sich in einer Gewindebuchse aus Bronze befindet. Diese Materialpaarung wurde aufgrund der hohen Gleitfähigkeit gewählt. Zur Aufnahme der Druckschraube ist das Aluminiumgehäuse an dieser Stelle gegenüber dem restlichen Bereich verdickt. Die Feder bietet den weiteren Vorteil, dass sich die aufgewendete Kraft relativ genau durch Kalibration der Feder bestimmen lässt. Zur Aufnahme der Kalibrationskurve wurde das Gehäuse umgekehrt aufgehängt, und unter Messung der Spaltbreite des horizontalen Schlitzes im Bereich der Druckschraube (siehe Abbildung 2.11) wurden als Maß für die Auslenkung der Feder verschiedene Gewichte an diese gehängt. Abbildung 2.12 zeigt die sich ergebene Kalibrationskurve der Feder. Für die Kraft bei Raumtemperatur ergibt sich gemäß dem Hook'schen Gesetz $F_{\text{RT}} = D_{\text{RT}} \Delta l_{\text{RT}}$, wobei D_{RT} zu $512,8 \text{ Nmm}^{-1}$ die Federkonstante und Δl_{RT} die Wegstrecke, um die die Feder ausgedehnt wird, ist.

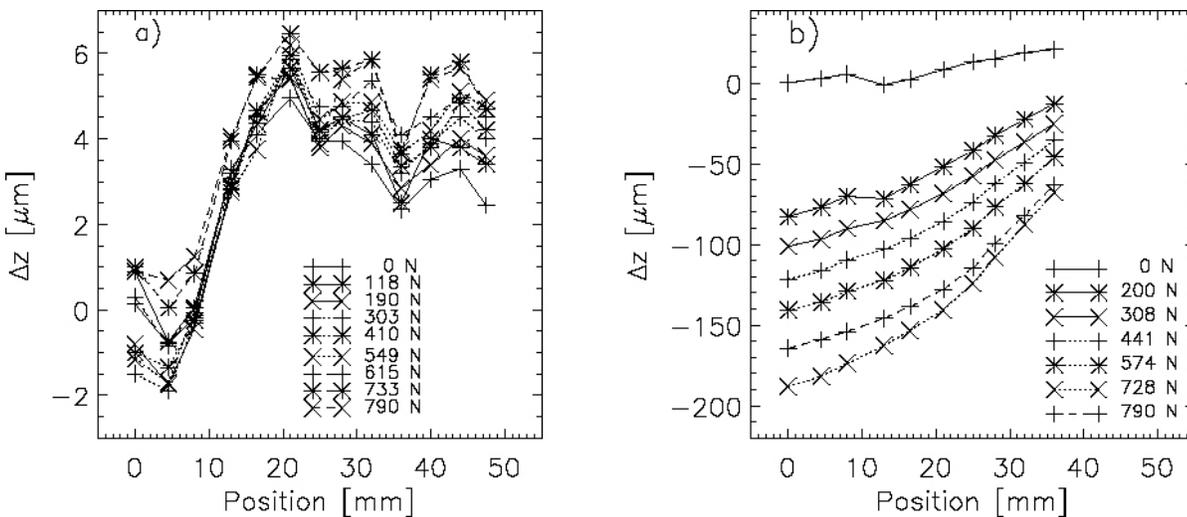


Abbildung 2.13: a): Höhenprofil an der Vorderkante des Detektorgehäuses bei verschiedenen Kräften. b): wie links, jedoch an der Rückseite des Detektorgehäuses.

Der vertikale Schlitz (siehe Abbildung 2.11) führt zu einer mechanischen Entkopplung des vorderen Teils des Gehäuses vom hinteren. Beim Anbringen der Kraft biegt sich die Feder auf

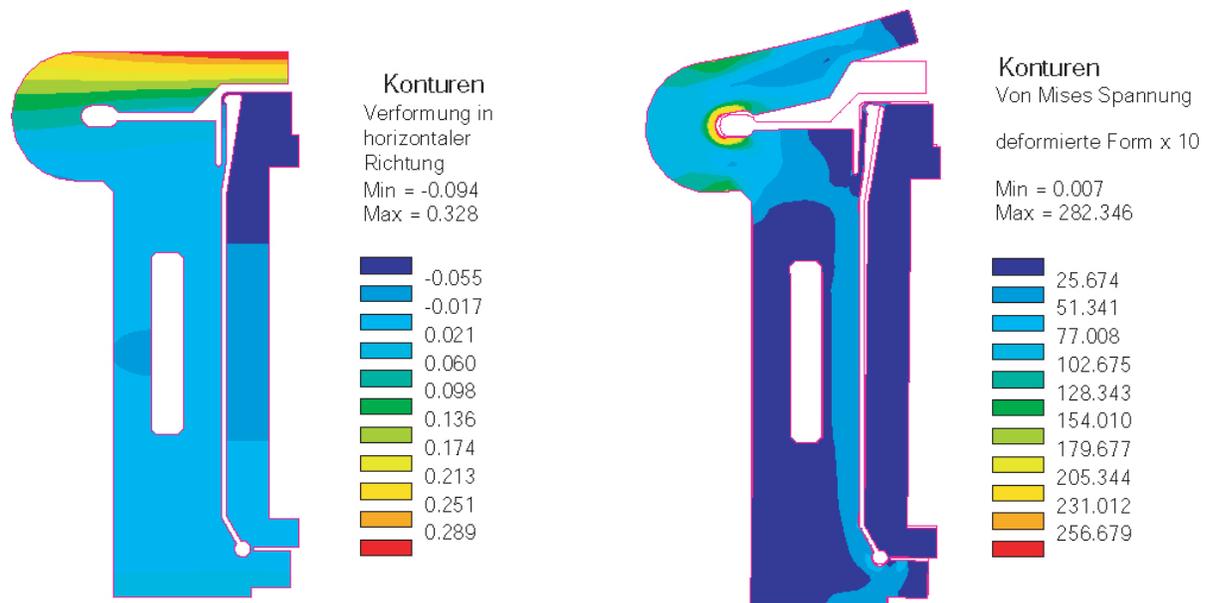


Abbildung 2.14: Resultate der FEM-Rechnungen für das Detektorgehäuse für eine äußere Spannung von 500 Nmm^{-2} . Links: Verformung des Detektorgehäuses in horizontaler Richtung (negative Werte: Verformung nach rechts, positive Werte entsprechend umgekehrt) in mm. Rechts: Verteilung der Mises-Vergleichsspannung im Detektorgehäuse in Nmm^{-2}

und leitet Spannungen in den hinteren Teil des Gehäuses. Diese führen dort zu Verbiegungen von bis zu einigen zehn μm . Ohne den vertikalen Schlitz würden diese Verbiegungen im vorderen Teil, in dem sich die Detektoren befinden, stattfinden. Dies käme jedoch einer Verschiebung der Detektoren aus der ideal zentrierten Position um diesen Betrag gleich. Abbildung 2.13 zeigt die gemessenen Höhenprofile an der Vorderkante und der Rückseite des Detektorgehäuses bei verschiedenen äußeren Kräften. Im Gegensatz zum Profil an der Rückseite verändert sich das Profil an der Vorderkante kaum mit unterschiedlicher äußerer Kraft. Der erkennbare Sprung im Höhenprofil ist der Rauigkeit des Materials zuzuschreiben und unabhängig von der aufgebrachtten Kraft. An der Rückseite hingegen zeigt sich deutlich eine zunehmende Verkipfung bzw. Verbiegung. Abbildung 2.14 zeigt das Ergebnis einer FEM-Rechnung des Detektorgehäuses für eine äußere Kraft von 500 N. Der linke Teil zeigt die Verformung in horizontaler Richtung. Die im Vergleich zu den gemessenen Profilen von Abbildung 2.13 scheinbar fehlende Verkipfung an der Rückseite des Gehäuses ist durch die Montage des Detektorgehäuses an der Vorderseite für die gemessenen Profile bedingt. Relativ findet zwischen Vorder- und Rückseite des Detektorgehäuses die gleiche Verkipfung statt. Außerdem deutet sich in Abbildung 2.14 an der Rückseite eine Verbiegung an. Der Teil, in dem sich die Detektoren befinden, bleibt hingegen gerade. Der rechte Teil von Abbildung 2.14 zeigt die Spannungsverteilung (Mises-Vergleichsspannung) im Detektorgehäuse. Hier zeigt sich, wie die horizontalen und vertikalen Schlitze die größten Spannungen in den hinteren Teil des Detektorgehäuses leiten. Dabei treten die größten Werte am Ende des horizontalen Schlitzes auf. Der Teil, in dem sich die Detektoren befinden, ist jedoch spannungsfrei.

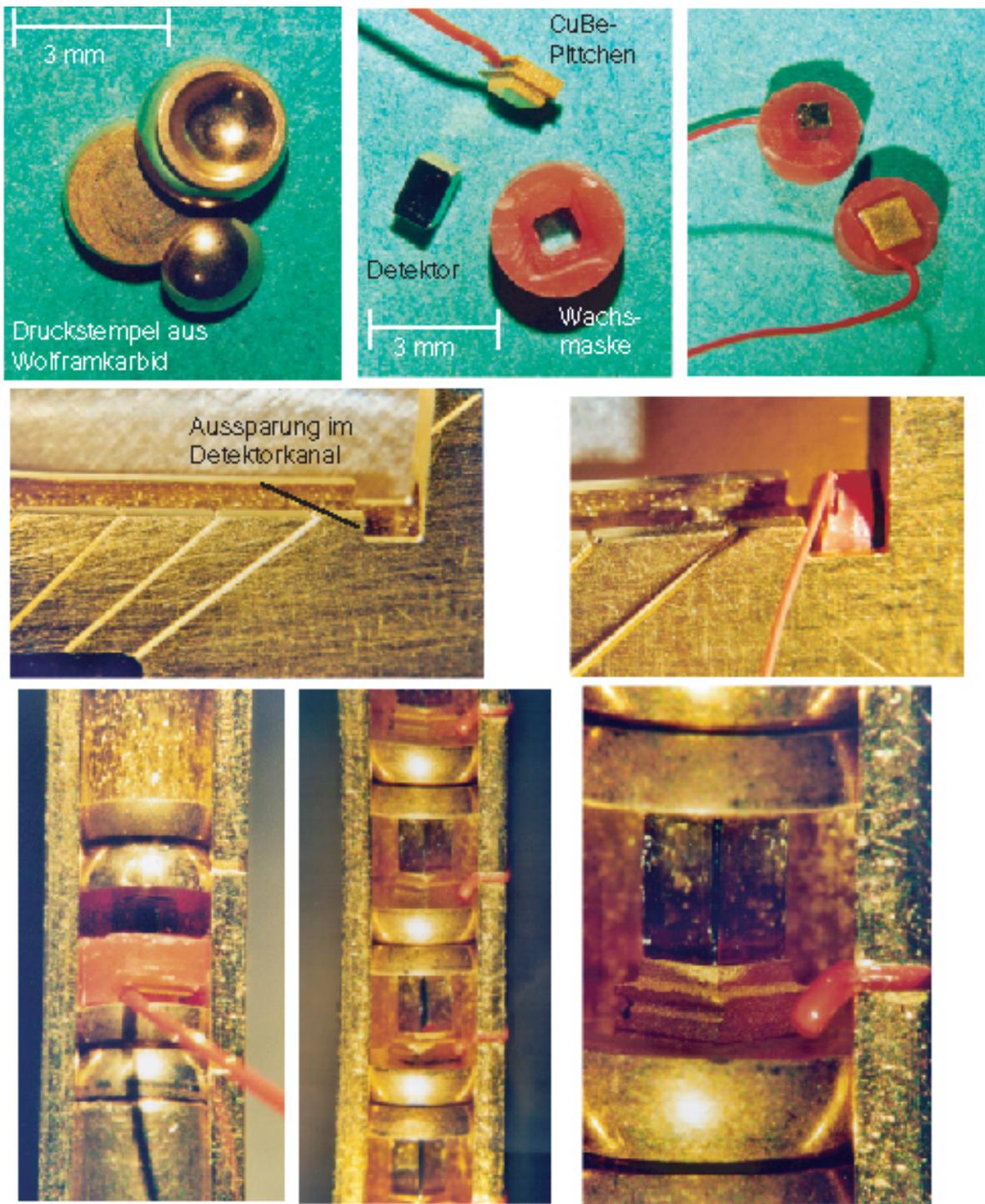


Abbildung 2.15: Photographien mit Hilfe eines Mikroskopes, die die Montage eines linearen Detektorarrays veranschaulichen. Links oben ist die aus drei Teilen bestehende Druckstempelkombination aus Wolframkarbid dargestellt. Im mittleren oberen und mittleren rechten Bild sind Detektorpixel, CuBe-Plättchen und Wachsmasken vor und nach dem Zusammenfügen dargestellt. Die mittleren Abbildungen zeigen die Aussparung im Detektorgehäuse, welche zum Einfügen der Wachsmaske mit dem eingefügten Detektor bzw. CuBe-Plättchen dient. Unten dargestellt ist ein eingefügter Detektor mit Wachsmaske und ein Ausschnitt eines fertigen linearen Arrays mit bereits entfernten Wachsmasken.

Montage

Bei der Montage der Detektoren ist insbesondere die möglichst genaue Zentrierung der Detektoren bezüglich der Richtung der Kraftweiterleitung von Bedeutung. Hierzu wurden die in Abbildung 2.15 dargestellten Wachsmasken entwickelt, die zur Zentrierung der Detektoren und der CuBe-Plättchen dienen. Diese sind zylindrisch mit einem Außendurchmesser, der dem der Bohrung des Detektorkanals im Detektorgehäuse entspricht. Zur Aufnahme der Detektoren besitzen diese eine entsprechende Aussparung. An einem Ende ist diese zur Aufnahme der CuBe-Plättchen entsprechend vergrößert. Zur Bestückung des Detektorkanals werden dann in jede dieser Wachsmasken ein Detektor und ein CuBe-Plättchen mit bereits festgelötetem Signaldraht eingefügt. Die derartig zusammengefügte Kombination wird von vorn in den Detektorkanal eingesetzt. Dieser ist hierzu am obersten Rand derartig aufgefräst, dass die Wachsmaske gerade hineinpasst. Da sich die Kombination der Wolframkarbidteile selbst zentriert, lässt sich diese einfach in den Detektorkanal integrieren. Die dünnen Saphirplättchen zur Isolation der Detektoren werden so genau wie möglich von Hand zentriert. Der gesamte Stapel besteht aus 16 Einheiten, jeweils bestehend aus Wolframkarbidkombination, Saphirplättchen und Wachsmaske mit CuBe-Plättchen/Detektor. Jede eingesetzte Einheit wird mittels eines zylindrischen Stiftes tiefer in den Kanal gedrückt, um das nächste Element einzufügen. Ist der Kanal komplett bestückt, so wird über die Druckschraube eine Kraft von etwa 50 N aufgebracht. Dieses ist zur Stabilisierung des Stapels beim anschließenden Beseitigen der Wachsmasken erforderlich. Hierzu wird das bestückte Detektorgehäuse bei etwa 70° C in ein Xylolbad getaucht. Zur besseren Entfernung des Wachses geschieht dies unter Anwendung von Ultraschall. Dem folgen Bäder mit Azeton und Ethanol oder Methanol.

Neben der Präzision beim Zentrieren der Detektoren ist bei der Montage des Detektorstapels sicherzustellen, dass dessen Höhe innerhalb einer Toleranz von etwa 100 μm liegt. Diese Genauigkeit ist erforderlich, damit der Detektor optimal vom eintreffenden Lichtkegel getroffen wird. Hierbei ist neben der Fertigungstoleranz der Teile die relative Expansion des Detektorstapels bezüglich des Aluminiumgehäuses von $\approx 160 \mu\text{m}$ beim Abkühlen (siehe folgenden Abschnitt) zu beachten. Dies wird jedoch teilweise durch eine Kontraktion des Detektorstapels durch den aufgewendeten Druck ausgeglichen. Bei einem äußeren Druck von 500 Nmm^2 wurde diese Kontraktion zu etwa 180 μm abgeschätzt. Der ungedrückte Detektorstapel sollte daher im Idealfall relativ zum Detektorgehäuse geringfügig ($\approx 20 \mu\text{m}$) länger sein.

Druckzunahme bei Abkühlen

Beim Abkühlen der Detektorarrays von Raumtemperatur auf ℓHe -Temperatur verändert sich der Druck auf die Detektoren, da einerseits der Stapel der Detektoren, Druckstempel und Isolierplättchen unterschiedlich kontrahiert als das Aluminiumgehäuse. Andererseits erhöht sich das Elastizitätsmodul des Aluminiumgehäuses und damit die Federkonstante des Federmechanismus, was mit einer Druckzunahme verbunden ist. Unter der Annahme, dass die Federkonstante des Druckmechanismus proportional zum Elastizitätsmodul des Materials ist, lässt sich mit der bereits bestimmten Federkonstanten (siehe Abbildung 2.12) bei Raumtemperatur D_{RT} und der Kenntnis der Elastizitätsmoduln E_{RT} und $E_{\ell\text{He}}$ bei Raumtemperatur bzw. bei ℓHe -Temperatur, die Federkonstante $D_{\ell\text{He}}$ bei ℓHe -Temperatur bestimmen:

$$D_{\ell\text{He}} = D_{\text{RT}} \cdot \frac{E_{\ell\text{He}}}{E_{\text{RT}}} \quad (2.29)$$

Mit $E_{\text{RT}} \approx 7,3 \times 10^4 \text{ N/mm}^2$, $E_{\ell\text{He}} \approx 8,7 \times 10^4 \text{ N/mm}^2$ (Altenpohl, 1965) und dem gemessenen Wert von $D_{\text{RT}} = 512,8 \text{ Nmm}^{-1}$ (Abbildung 2.12) ergibt sich dann die Federkonstante bei ℓHe

Tabelle 2.5: Längenänderung beim Abkühlen

Material	$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}}$	l [mm]	$\Delta l_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}}$ [mm]
Aluminium	4×10^{-3}	101,5	0,41
Germanium	$9,2 \times 10^{-4}$	23,5	22×10^{-3}
Wolframkarbid	$1,6 \times 10^{-3}$	29,2	47×10^{-3}
Messing	$3,8 \times 10^{-3}$	22,2	85×10^{-3}
CuBe	$3,5 \times 10^{-3}$	17,0	59×10^{-3}
Stahl	$3,0 \times 10^{-3}$	7,5	22×10^{-3}
Saphir	2×10^{-3}	0,8	$1,6 \times 10^{-3}$

– Temperatur zu $D_{\ell\text{He}} = 611,2 \text{ Nmm}^{-1}$. Mit Kenntnis der differentiellen Längenänderung von Detektorgehäuse und Detektorstapel lässt sich damit die Änderung des Drucks auf die Detektoren berechnen.

Längenänderung In Tabelle 2.5 sind für die verschiedenen Materialien der Komponenten des Detektorgehäuses bzw. des Stapels von Detektoren und Druckstempeln die für die Berechnung der thermischen Längenänderung relevanten Größen zusammengetragen. Danach ist für das Detektorgehäuse aus Aluminium eine Kontraktion von etwa 0,4 mm zu erwarten, während der Stapel um etwa 0,24 mm kontrahiert. Der Detektorstapel expandiert also relativ zum

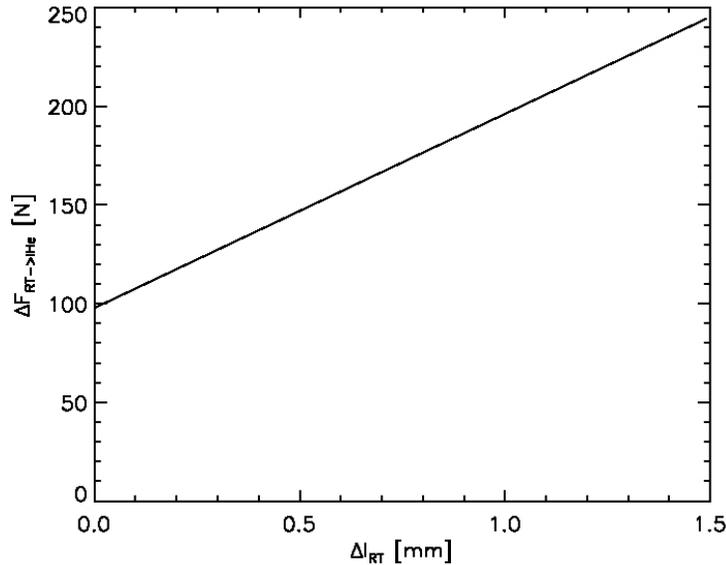


Abbildung 2.16: Zunahme der Kraft $\Delta F_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}}$ bei Abkühlung des Detektorarrays als Funktion der Auslenkung der Feder bei Raumtemperatur Δl_{RT} .

Detektorgehäuse um $\Delta \tilde{l}_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}} = 160 \mu\text{m}$. Für die Kraft $F_{\ell\text{He}}$ auf die Detektoren gilt dann:

$$F_{\ell\text{He}} = D_{\ell\text{He}} \cdot (\Delta l_{\text{RT}} + \Delta \tilde{l}_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}}) \quad (2.30)$$

Für die Kraftänderung $\Delta F_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}}$ ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\Delta F_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}} &:= F_{\ell\text{He}} - F_{\text{RT}} \\
&= D_{\ell\text{He}} \cdot (\Delta l_{\text{RT}} + \Delta \tilde{l}_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}}) - D_{\text{RT}} \Delta l_{\text{RT}} \\
&= D_{\ell\text{He}} \Delta \tilde{l}_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}} + \underbrace{(D_{\ell\text{He}} - D_{\text{RT}})}_{:= \Delta D_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}}} \Delta l_{\text{RT}}
\end{aligned} \tag{2.31}$$

Die Kraftänderung hängt also linear von der Auslenkung der Feder bei Raumtemperatur ab, und Gleichung 2.31 beschreibt eine Gerade mit Ordinatenabschnitt $D_{\ell\text{He}} \Delta \tilde{l}_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}} = 99,6 \text{ N} \approx 100 \text{ N}$ und Steigung $\Delta D_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}} = 98,4 \text{ N mm}^{-1} \approx 100 \text{ N mm}^{-1}$. Abbildung 2.16 stellt diesen Zusammenhang graphisch dar.⁵ Das Detektorgehäuse ist für eine maximale Auslenkung von etwa 1,0 mm entsprechend einer Kraft bei Raumtemperatur von etwa 500 N ausgelegt. Die Kraftzunahme $\Delta F_{\text{RT} \rightarrow \ell\text{He}}$ beim Abkühlen bleibt dann also $\leq 200 \text{ N}$ bzw. $F_{\ell\text{He}} \leq 700 \text{ N}$. Die Kraftzunahme ist damit noch moderat, was vorteilhaft ist. So betrug beim früheren 5×5 FIFI-Detektorarray, welches nicht über einen Federmechanismus verfügte, die Kraft bei Raumtemperatur 25 % des sich bei 2 K ergebenden Wertes. Eine geringfügig zu große Kraft bei Raumtemperatur kann hierbei zu einem kritischen Ansteigen der Kraft beim Abkühlen führen.

2.3.3 Die Lichtsammelhörner

Wie bereits beschrieben befinden sich die einzelnen Detektoren in integrierenden Hohlräumen. Um das Licht in die Hohlräume zu leiten, jedoch zu verhindern, dass dieses wieder zurückreflektiert wird, ist jedem Hohlraum ein kegelförmiges Lichtsammelhorn zugeordnet. Ebenso wie die Detektorgehäuse sind auch die Lichtsammelhörner modular als 1×16 lineare Arrays ausgeführt. Jedes der 16 Hörner eines solchen linearen Arrays ist zur optimalen Ausrichtung auf die Eintrittspupille und zur Verhinderung einer Vignettierung individuell geneigt. An die Lichtsammelhörner werden die folgenden Anforderungen gestellt:

- Das Kopplungsloch sollte zur Minimierung der Verluste durch rückreflektierte Strahlung möglichst klein sein. Um andererseits Beugungsverluste zu vermeiden, sollte der Durchmesser mindestens einige Wellenlängen groß sein.
- Für Strahlen, die von der Eintrittspupille kommen, sollten die Hörner eine möglichst vollständige Transmission besitzen. Hierzu ist erforderlich, dass durch geeignete Dimensionierung der Hörner die Zahl der Reflexionen möglichst gering ist. Ideal wären paraboloidförmige *Winston*-Hörner, bei denen die eintreffenden Strahlen nach lediglich einer Reflexion in den Hohlraum fokussiert werden. Diese sind jedoch relativ schwer herzustellen und damit teuer. Daher ist die Entscheidung für gerade, kegelförmige Hörner getroffen worden. Außerdem sollte die Oberfläche eine möglichst geringe Rauigkeit aufweisen. Ferner sollten die Lichtsammelhörner möglichst spitz zulaufen und zwischen den linearen Hornarrays kein Zwischenraum sein, um das eintreffende Licht flächenfüllend in die Hörner zu leiten.
- Die Hörner sollten möglichst effizient den Streulichtanteil, der von Bereichen außerhalb der Eintrittspupille kommt, unterdrücken.

⁵Da die Detektoren über eine Fläche von $\approx 1 \text{ mm}^2$ gedrückt werden, führen die hier behandelten Kräfte (in N) zu Drücken (in N mm^{-2}) mit dem gleichen Zahlenwert.

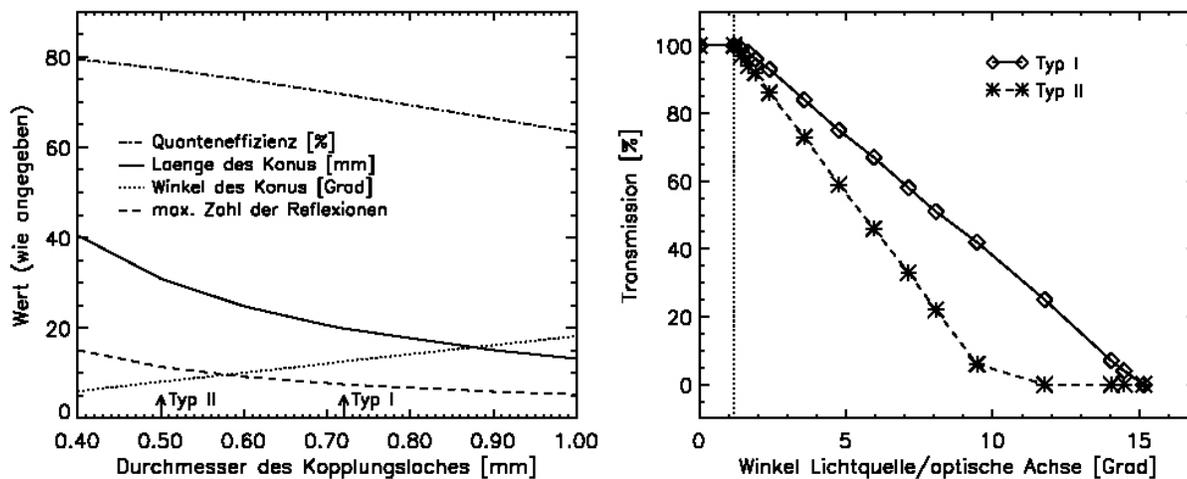


Abbildung 2.17: Links: Verschiedene Parameter der Lichtsammelhörner als Funktion des Durchmessers des Kopplungsloches. Die Pfeile markieren die beiden zur Wahl stehenden Typen. Rechts: Mit dem raytracing-Programm „Opticad“ ermittelte Werte für die Transmission der beiden Lichtsammeltypen als Funktion des Winkels zwischen der simulierten Lichtquelle und der optischen Achse. Die gestrichelte Linie markiert den Rand der Eintrittspupille.

Tabelle 2.6: Parameter der beiden Lichtsammelhörner

	Typ I	Typ II
Kopplungslochdurchmesser	0,72 mm	0,5 mm
Öffnungsdurchmesser	5,1 mm	4,86 mm
Länge	19,9 mm	30,9 mm
Winkel	12,55°	8,07°
Pupillendistanz ^a	240,1 mm	229,1 mm

^a Abstand der Öffnung von der Pupille.

In Abbildung 2.17 (links) sind als Ergebnis einer Optimierung der Parameter der Lichtsammelhörner die Länge der Hörner, der Winkel der Hörner und die maximale Zahl von Reflexionen als Funktion des Kopplungslochdurchmessers aufgetragen (Geiss, private Kommunikation). Auf Grundlage dieser Optimierung wurden zwei in Abbildung 2.17 markierte und in Abbildung 2.18 dargestellte Hörnertypen ausgewählt. Tabelle 2.6 gibt einen Überblick der Parameter der beiden Typen. Für Typ II ist zwar aufgrund des kleineren Kopplungslochs und damit weniger Verlusten eine größere Quanteneffizienz zu erwarten, jedoch ist nicht klar, ob Beugungsverluste hier bereits so groß sind, dass dieser Vorteil nicht zum Tragen kommt. Außerdem ist die mittlere Anzahl von Reflexionen durch das kleinere Kopplungsloch größer, was die Transmission verringert. Die Öffnung des Typs II ist aufgrund der größeren Länge etwa 1 cm vor der Fokalebene, die sich in einer Entfernung von 240 mm von der Eintrittspupille befindet.

Transmission: Zur Überprüfung der Funktion der Hörner im Limit der geometrischen Optik ist in Abbildung 2.17 für beide Typen die mit dem raytrace-Programm „Opticad“ ermittelte

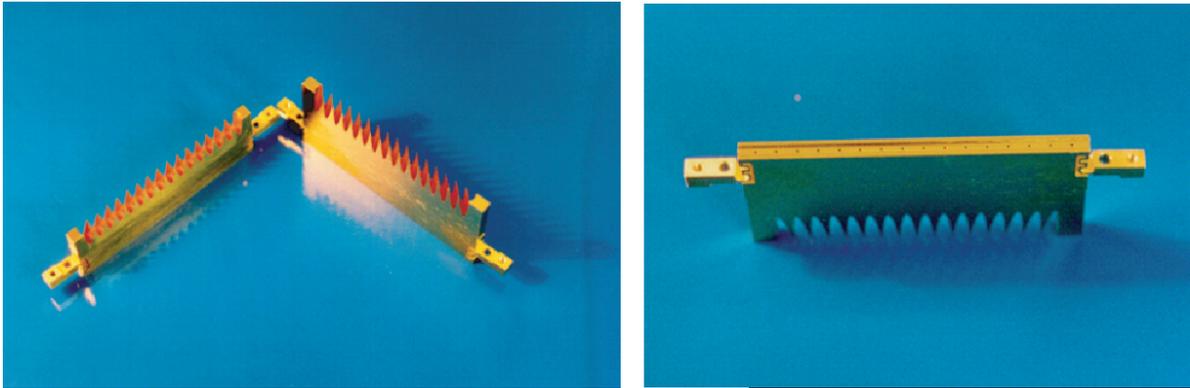


Abbildung 2.18: *Abbildung der beiden Prototypen für die Lichtsammelhörner. Links zu sehen sind Öffnungen der Hörner für beide Typen, während rechts die Kopplungslöcher für eines der beiden Typen zu erkennen sind.*

Transmission als Funktion des Winkels zwischen einer Lichtquelle und der optischen Achse dargestellt. Hierzu wurde von einer punktförmigen Lichtquelle ein Strahlenbündel in Richtung der simulierten Hörner geschickt und festgestellt, welcher Anteil vom jeweiligen Horn durchgelassen wird. In der Simulation besitzen die Hörner unendlich große Reflektivität, so dass hier die Verringerung der Transmission aufgrund der größeren Anzahl von Reflexionen für Typ II nicht erkennbar ist. Der Öffnungswinkel des Strahlenbündels war dabei derartig gewählt, dass die jeweilige Hornöffnung möglichst vollständig ausgeleuchtet wird. Die Position der Lichtquelle wurde entsprechend dem aufgetragenen Winkel geändert. Wie der Abbildung 2.17 (rechts) zu entnehmen, wird das von der Eintrittspupille kommende Licht von beiden Typen vollständig transmittiert. Bei Typ II verringert sich die Transmission für Lichtquellen außerhalb der Pupille jedoch schneller als für Typ I, die Streulichtunterdrückung ist bei Typ II also effizienter.

Lichtverteilung am Detektor Wie in Kapitel 2.2.3 erläutert, hängt die charakteristische Zeit der langsamen Komponente im Zeitverhalten der Detektoren von der Gleichmäßigkeit der Ausleuchtung der Detektoren ab. Daher wurde versucht, für die hier zur Diskussion stehenden Hörnertypen die Lichtverteilung am Detektor mit Hilfe des raytracing-Programms „Opticad“ zu simulieren. Hierzu wurde eine flächenhafte Lichtquelle (Lambert’sche Strahlungsverteilung) mit einer Sammellinse auf den Eintritt des jeweiligen Horns abgebildet. Hinter das Kopplungsloch des jeweiligen Horns wurde im Abstand von 1,1 mm, der dem mittleren Abstand der Detektorflächen vom Kopplungsloch entspricht⁶, eine Filmebene mit einer Breite von 1,2 mm und einer Höhe von 1,5 mm platziert. Diese Filmebene gestattet für jeden Bildpunkt eine Registrierung der Anzahl der ankommenden Strahlen. Summiert man die Werte aller Bildpunkte einer Zeile, welche einem bestimmten Abstand von der optischen Achse entspricht, lässt sich hieraus ein Strahlprofil als Funktion der Zeilennummer gewinnen. Abbildung 2.19 zeigt das sich hierbei ergebende normalisierte Strahlprofil für beide Hörnertypen. Für den Hörnertyp I tritt eine ausgeprägtere Konzentration im Zentrum auf als bei Typ II. Vergleicht man jedoch den Bereich in der Nähe der Kontakte mit dem zentralen Bereich, so findet man für beide Typen ein etwa gleich großes Verhältnis der Intensität im zentralen Bereich zu der in der Nähe

⁶Da die realen Detektoren mit der Kante zum Kopplungsloch orientiert sind, ist diese Kante ca. 0,8 mm und die anderen beiden Kanten 1,5 mm vom Kopplungsloch entfernt.

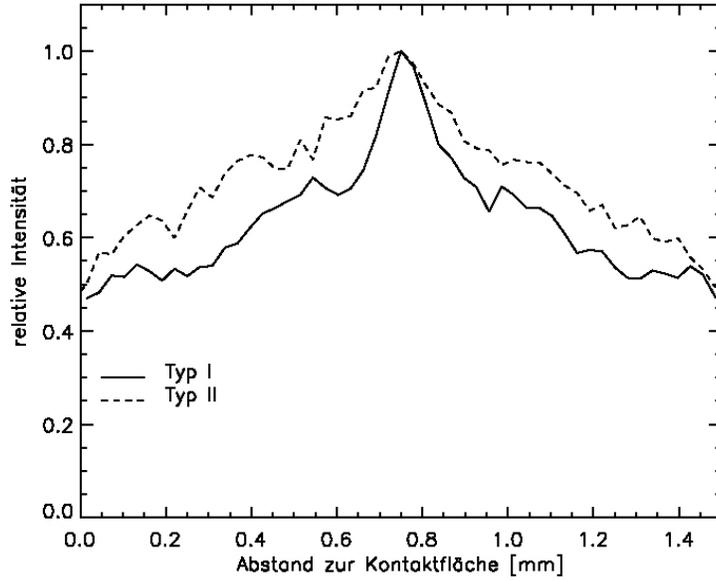


Abbildung 2.19: *Simuliertes Strahlprofil am Detektor für beide Hörnertypen. Hierfür wurde das raytracing-Programm „Opticad“ verwendet.*

der Kontakte von ca. zwei. In der Simulation wurde jedoch nur der Ersteinfall des Lichtes auf den Detektor berücksichtigt. Strahlung, die vom Detektor reflektiert oder nicht absorbiert wird, trifft durch den reflektierenden Hohlraum jedoch mehrmals auf den Detektor. Dadurch wird die ursprünglich recht inhomogene Beleuchtung wahrscheinlich sehr viel gleichmässiger. Das simulierte Intensitätsverhältnis zwischen zentralen Bereichen und dem Bereich in der Nähe der Kontakte von zwei sollte also eher als obere Grenze betrachtet werden. Das Gleiche gilt für den in Kapitel 2.2.3 abgeleiteten Faktor sechs, um den sich die charakteristische Zeit der langsamen Komponente aufgrund der inhomogenen Beleuchtung der Detektoren vergrößert.

Quanteneffizienz: Die in Abbildung 2.17 ebenfalls dargestellte Quanteneffizienz ergibt sich aus einer einfachen Abschätzung: Mit den Wahrscheinlichkeiten P_{Abs} und P_{Verlust} , dass ein sich in dem Hohlraum befindendes Photon absorbiert wird bzw. verloren geht, ergibt sich für die Quanteneffizienz η

$$\eta = \frac{P_{\text{Abs}}}{P_{\text{Abs}} + P_{\text{Verlust}}}. \quad (2.32)$$

Für P_{Abs} gilt hierbei:

$$P_{\text{Abs}} = 2(a + b)h(1 - R)\tilde{\eta} \quad (2.33)$$

Dabei ist $a = 1$ mm, $b = 1$ mm und $h = 1,5$ mm die Breite, Tiefe und Höhe des Detektors, $R \approx 40$ % die Reflektivität von Germanium und $\tilde{\eta} = 1 - e^{-\alpha\bar{L}}$ die intrinsische Quanteneffizienz. Der Absorptionskoeffizient α wurde von Wang et al. (1986) für Detektoren mit einer Ga-Dotierungskonzentration von $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ im Maximum bei $\lambda \approx 170 \text{ }\mu\text{m}$ zu 4 cm^{-1} bestimmt (siehe Abbildung 2.4). Die mittlere Länge \bar{L} , die ein Photon im Detektor zurücklegt, wurde von Urban (1999) unter Berücksichtigung von innerer Mehrfachreflexion und der Geometrie des Detektors zu 2,1 mm abgeschätzt.

Die Wahrscheinlichkeit für Verluste P_{Verlust} setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen:

- Der in der Regel größte Beitrag P_{Kopplung} kommt durch Strahlung, die den Hohlraum durch das Kopplungsloch verlässt, zustande. Dieser ergibt sich einfach geometrisch aus dem Kopplungslochdurchmesser d_{Loch} zu $P_{\text{Kopplung}} = (d_{\text{Loch}}/2)^2 \pi$.
- Der Kanal, der den Signaldraht nach außen leitet, ist eine weitere Verlustquelle. Der Verlust P_{Kanal} lässt sich mit der Breite des Kanals zu $P_{\text{Kanal}} = (0,2 \text{ mm})^2$ abschätzen. Dieser Verlust wurde durch die Wahl von Drähten mit einem Durchmesser von 0,21 mm minimiert. Eine weitere Verringerung der Dicke der Isolierung der Signaldrähte hätte andererseits eine vergrößerte Kapazität der Drähte, verbunden mit einer größeren Zeitkonstante des Detektors, zur Folge.
- Der Draht selbst absorbiert einen Teil der Strahlung. Mit der Fläche des Drahtes $A = \pi \times 0,21 \text{ mm} \times 1,5 \text{ mm}$ und einem abgeschätzten Absorptionskoeffizienten von etwa 20 % lässt sich der Verlust durch Drahtabsorption zu $P_{\text{Draht}} = A \times 0,2$ abschätzen.
- Absorptionsverluste an dem 50 μm dicken und 1,5 mm breiten Saphirplättchen lassen sich mit einem abgeschätzten Absorptionskoeffizienten von ebenfalls 20 % zu $P_{\text{Saphir}} = 0,05 \text{ mm} \times 1,5 \text{ mm} \times 4 \times 0,2$ berechnen.
- Setzt man den Absorptionskoeffizienten für Verluste bei Reflexionen an der Wand des integrierenden Hohlraums mit 0,5 % an, so ergibt sich mit der Fläche des Hohlraums für den entsprechenden Verlust $P_{\text{Wand}} = \pi \times 3 \text{ mm} \times 2,2 \text{ mm} \times 0,005$

P_{Verlust} ist gleich der Summe dieser Beiträge. Da bisher noch keine Beugungseffekte berücksichtigt wurden, bedarf es zur abschließenden Bewertung der beiden Hörnertypen jedoch noch einer Messung, mit der sich die tatsächlich erreichten Transmissionen ermitteln lassen.

2.3.4 Die Ausleseelektronik

Zum Betrieb der Detektoren benötigt man eine Ausleseelektronik. Die Signaldrähte der im Kalten sehr hochohmigen Detektoren sind sehr anfällig für Störsignaleinstreuungen und Mikrofonieeffekte, die durch die Bewegung des Drahtes in einem Magnetfeld, etwa dem Erdmagnetfeld oder dem von Schrittmotoren innerhalb des Instrumentes hervorgerufenen, verursacht werden. Ein Teil der Ausleseelektronik sollte sich daher so nah wie möglich an den Detektoren befinden, um das hochohmige Signal zu verstärken und in ein niederohmiges, weniger anfälliges Signal zu verwandeln. Dieser Teil wird kryogene Ausleseelektronik (CRE) genannt. Außerdem müssen zur Vermeidung von Mikrofonie mögliche Schwingungen der vom Detektor zur CRE führenden Signaldrähte vermieden werden. Daher wurden die Kanäle im Detektorgehäuse so dimensioniert, dass die Drähte fest in ihnen gehalten werden (siehe Abbildung 2.7). Zusätzlich werden die Drähte von dem Metallgehäuse des benachbarten linearen Detektorarrays abgeschirmt. Die Anforderungen an die Ausleseelektronik schränkt die Wahl des Materials für den Eingangstransistor erheblich ein. Aufgrund des geringen Eingangsrauschens wären Silizium-Feldeffekttransistoren (J-FET) von Vorteil, jedoch lassen sich diese nur bei höheren Temperaturen betreiben. Dies würde bedeuten, dass sie sich auf der ℓN_2 -Arbeitsplatte befinden oder aber auf der ℓHe -Arbeitsplatte beheizt werden müssten. In beiden Fällen wären die hochohmigen Signalkabel recht lang. Im Fall des beheizten Transistors auf der Heliumplatte wäre zusätzlich eine aufwändige thermische Isolierung des Transistors von der Umgebung erforderlich. Alternativ lassen sich GaAs-FETs oder Si MOSFETs bei ℓHe -Temperaturen verwenden. Dies erlaubt eine Platzierung in unmittelbarer Nähe der Detektoren. Für den Betrieb des 5×5

Pixel FIFI-Detektorarrays wurden Transimpedanzverstärker mit GaAs-FETs als Eingangstransistoren bereits erfolgreich betrieben, jedoch mussten die für hochfrequente Anwendungen optimierten Transistoren recht aufwändig von Hand selektiert werden. Für die in dieser Arbeit

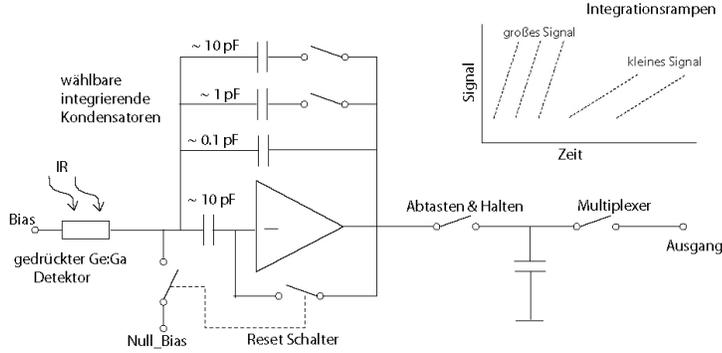


Abbildung 2.20: Aufbau der kryogenen Ausleseelektronik. Diese wird in unmittelbarer Nähe der Detektoren direkt auf das Detektorgehäuse gesteckt. Rechts sind schematisch Integrationsrampen für ein kleines und ein großes Signal dargestellt.

beschriebenen Detektoren sollen kapazitive Transimpedanzverstärker mit auf Silizium CMOS-Technologie basierenden MOSFET Eingangstransistoren verwendet werden. Diese werden für das FIRST-Instrument PACS (Poglitsch et al., 1999) entwickelt. Da der zu erwartende Fluss von PACS auf FIRST im Photometriebetrieb nur um einen Faktor von drei bis acht größer als der für FIFI LS auf SOFIA ist, sollte sich die CRE auch mit den FIFI LS-Detektoren nutzen lassen. Die CRE wird direkt an die Rückseite des Detektorgehäuses gesteckt und wird daher bei der gleichen Temperatur wie die Detektoren betrieben. Jedoch wird die CRE thermisch möglichst schlecht an die Detektoren gekoppelt. Deshalb werden schlecht wärmeleitende Signalkabel aus Konstantan verwendet. Außerdem wird die Abwärme der CRE über eine eigene Verbindung auf die ℓHe -Arbeitsplatte geleitet. Dieses Konzept hat sich schon für das FIFI 5×5 Pixel Detektorarray bewährt.

Im in Abbildung 2.20 gezeigten kapazitiven Transimpedanzverstärker ist der Detektor mit dem Eingang des Kaskodeverstärkers verbunden. Der Ausgang des Kaskodeverstärkers ist – in Abhängigkeit des auf den Detektor treffenden Photonenstromes – über einen der integrierenden Kondensatoren im Rückkopplungsweig mit dem gleichen Eingang verbunden. Die Ausgangsspannung U_{out} des Kaskodeverstärkers variiert nun derartig, dass ein Strom

$$I_f = C_f \frac{dU_{\text{out}}}{dt} \quad (2.34)$$

im Rückkopplungsweig erzeugt wird. Dieser gleicht den vom Detektor kommenden Strom

$$I_D = \frac{U_{\text{Bias}}}{R_D} \quad (2.35)$$

aus, so dass sich die beiden entgegengerichteten Ströme zu Null addieren. Man nennt dieses Verhalten negative Rückkopplung. Die Ausgangsspannung des Verstärkers ist dann proportional zur auf dem Kondensator angesammelten Ladungsmenge bzw. dem integrierten Detektorstrom I_D . Kombiniert man die Gleichungen 2.4, 2.34 und 2.35, so ergibt sich:

$$U_{\text{out}} = \int_0^{t_{\text{int}}} \frac{I_f}{C_f} dt = - \int_0^{t_{\text{int}}} \frac{I_D}{C_f} dt = - \int_0^{t_{\text{int}}} \frac{\phi q \eta \tau \mu_p U_{\text{Bias}}}{l^2 C_f} dt \quad (2.36)$$

Die am Detektor liegende Biasspannung bleibt dabei im Wesentlichen konstant. Am Ende einer Integrationsrampe wird der integrierende Kondensator (Integrator) durch einen Reset-Schalter entladen. Ein „Abtasten & Halten“-Schalter verhält sich als analoger Speicher zwischen dem Integrator und einem Multiplexer und erlaubt sowohl ein nichtdestruktives Auslesen der Detektoren (Auslesen mit Fortsetzen der Integrationsrampe) als auch ein destruktives Auslesen (Auslesen am Ende einer Integrationsrampe). Der Multiplexer schaltet schließlich die 16 gleichzeitig parallel gesammelten Spannungen eines linearen Arrays hintereinander, so dass jedes lineare Array ein serielles Ausgangssignal besitzt.

Der kryogenen Ausleseelektronik schließt sich die warme Ausleseelektronik an. Diese hat einerseits die Aufgabe, alle zum Betrieb der CRE erforderlichen Betriebsspannungen und Zeit-takte zur Verfügung zu stellen. Außerdem werden hier die analogen Signale in digitale umgewandelt und die parallelen Datenströme der 25 linearen Detektorarrays zu einem seriellen zusammengefügt. Die warme Ausleseelektronik befindet sich in einer separaten Box außerhalb des Vakuumgefäßes.

2.4 Messungen

Nach dem vorgestellten Prinzip wurden zwei lineare 1×16 Pixel Detektorarrays zusammengesetzt. Hierfür wurden zwei verschiedene Sorten von Detektoren verwendet. Eine Sorte, sie soll im Folgenden *Typ a)* genannt werden, besitzt einen größeren Dunkelstrom. Diese wurden für die ersten Drückversuche verwendet, um ein Zerbrechen der teuren, auf geringen Dunkelstrom optimierten Detektoren – sie sollen im Folgenden als *Typ b)* bezeichnet werden – zu vermeiden.

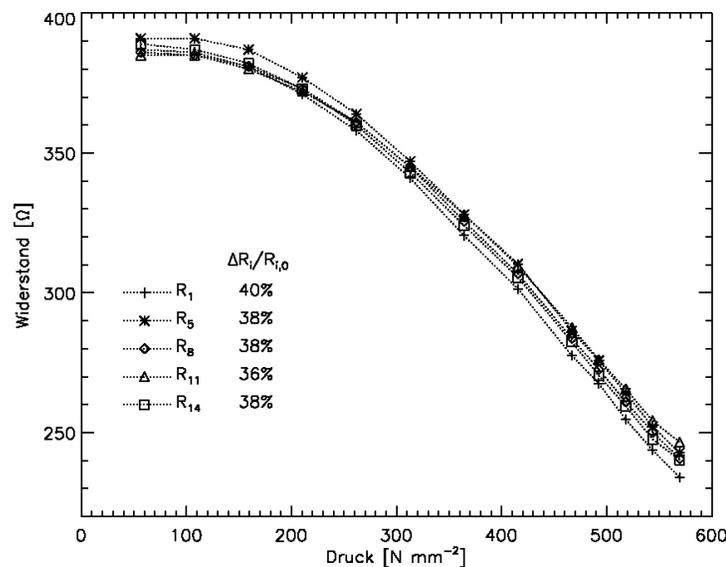


Abbildung 2.21: Elektrischer Widerstand bei Raumtemperatur der *Typ a)*-Detektoren als Funktion des aufgewendeten Drucks.

2.4.1 Widerstand als Funktion des Drucks

Bereits Kazanskii, Richards & Haller (1977) haben bei ihren Messungen festgestellt, dass sich mit einer Erhöhung des Drucks auf die Ge:Ga-Detektoren deren elektrischer Widerstand verringert. Der absolute Wert sowie die Veränderung des Widerstandes hängen von der Hintergrundlichtintensität ab.

Abbildung 2.21 zeigt das Ergebnis einer Messung des elektrischen Widerstands der Typ a)-Detektoren als Funktion des aufgewendeten Drucks. Hierfür wurde, ausgehend von der Druckschraube, der erste, der fünfte, der achte, der elfte und der vierzehnte Detektor ausgewählt. Diese Messung konnte bei Raumtemperatur durchgeführt werden. Es wurde zwar eine Abhängigkeit der Widerstände von der Lichtintensität festgestellt, jedoch bewegte sich diese im wenige Prozent-Bereich. Der elektrische Widerstand der einzelnen Detektoren nimmt dabei sehr gleichmäßig ab, was belegt, dass die Detektoren entlang des Stapels sehr gleichmäßig gedrückt werden. Da außerdem die Streuung der Widerstandswerte sehr gering ist, lässt sich eine solche Messung als Kalibrationskurve für die Einstellung des Drucks verwenden.

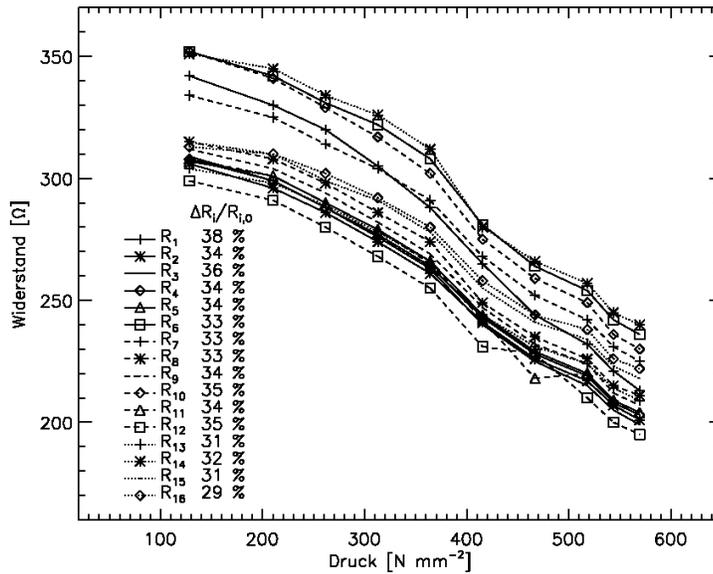


Abbildung 2.22: Elektrischer Widerstand bei Raumtemperatur der Typ b)-Detektoren als Funktion des aufgewendeten Drucks.

Abbildung 2.22 zeigt das Ergebnis einer analogen Messung für die Typ b)-Detektoren. Hierbei sind alle 16 Detektoren des linearen Arrays dargestellt. Wie in Abbildung 2.21 ist auch hier keine Tendenz für eine inhomogene Kraftweiterleitung zu erkennen. Jedoch ist die Streuung der Widerstandswerte wesentlich größer als es bei den Typ a)-Detektoren der Fall ist. Dabei scheinen sich die Kurven in zwei Gruppen einteilen zu lassen. Dieses Verhalten könnte in einer geringfügig unterschiedlichen Dotierung der zu den beiden Gruppen gehörigen Detektoren begründet sein. In dem Halbleitermaterial, aus dem die Detektoren geschnitten wurden, ist die Dotierung tiefenabhängig. Da bei dem hierfür verwendeten Wafer außerdem die Richtung der [100]-Achse des Kristalls nicht senkrecht zur Kristalloberfläche steht, war es unvermeidbar, dass Detektoren aus unterschiedlich tiefen und damit unterschiedlich dotierten Schichten im Wafer geschnitten wurden. Höchstwahrscheinlich ist deshalb vor der Montage eines jeden linearen Arrays eine Handselektion der Detektoren erforderlich.

2.4.2 Widerstand als Funktion der Temperatur

Die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes der Detektoren ist eine weitere wichtige Größe zur Charakterisierung der Detektoren. Um den elektrischen Widerstand des Detektors auch bei sehr niedrigen Temperaturen zu messen, musste eine spezielle Schaltung entwickelt werden, die bei der Widerstandsmessung eine konstante Spannung von etwa 15 mV zur Verfügung stellt und eine Messung des Stromes durch den Detektor ermöglicht. Zu große

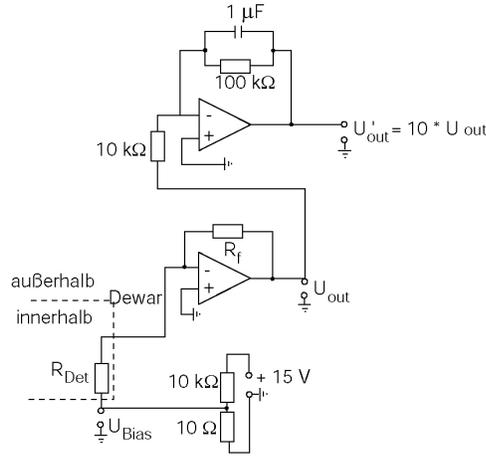


Abbildung 2.23: *Prinzipskizze des Aufbaus zur Messung des elektrischen Widerstandes des Detektors als Funktion der Temperatur. Die gestrichelte Linie zeigt den Bereich außerhalb und innerhalb des Dewars an. Der Rückkopplungswiderstand R_f wird in Abhängigkeit des jeweiligen Detektorwiderstandes gewählt.*

Spannungen würden wegen des nichtlinearen Verhaltens des Detektors ($I_D \propto U_{\text{Bias}}^2$) bereits zu einer signifikanten Erhöhung der Detektortemperatur führen. Abbildung 2.23 zeigt den Aufbau der entsprechenden Schaltung. Dabei handelt es sich um einen Transimpedanzverstärker. Im Gegensatz zum in Kapitel 2.3.4 erläuterten kapazitiven Transimpedanzverstärker besitzt dieser an Stelle der integrierenden Verstärker in der Rückkopplungsschleife einen Widerstand. Hierbei stellt sich die Ausgangsspannung U_{out} des Operationsverstärkers derartig ein, dass ein Strom

$$I_f = \frac{U_{\text{out}}}{R_f} \quad (2.37)$$

durch den Rückkopplungszweig erzeugt wird, der dem vom Detektor kommenden Strom

$$I_D = \frac{U_{\text{Bias}}}{R_D} \quad (2.38)$$

umgekehrt gleich ist. Der in Abbildung 2.23 oben dargestellte Teil der Schaltung verstärkt die Spannung U_{out} um einen Faktor 10. Mit den Gleichungen 2.37 und 2.38 ergibt sich dann für den zu messenden Detektorwiderstand R_D :

$$R_D = -R_f \cdot \frac{10 \cdot U_{\text{Bias}}}{U'_{\text{out}}}, \quad (2.39)$$

wobei $U_{\text{Bias}} \approx 15 \text{ mV}$ die am Detektor liegende Spannung und U'_{out} die gemessene Ausgangsspannung ist. Der Rückkopplungswiderstand wird entsprechend der Größe des jeweiligen Detektorwiderstandes gewählt.

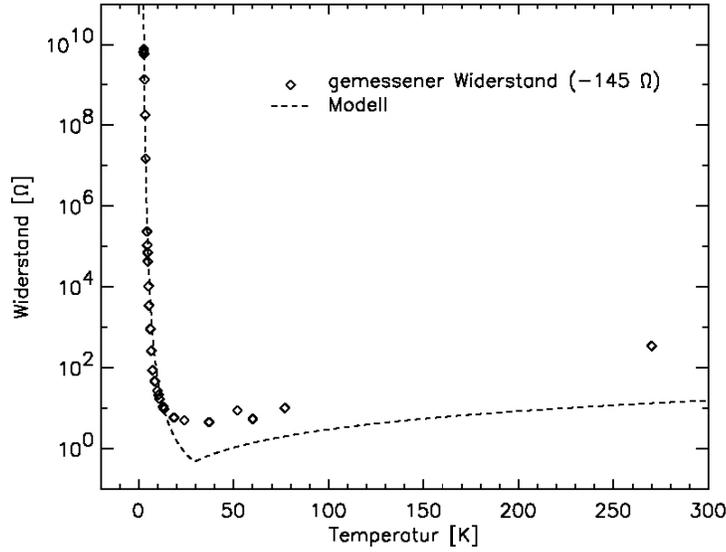


Abbildung 2.24: *Widerstand als Funktion der Temperatur. Dem gemessenen Widerstand wurden 145 Ω abgezogen, um dem Widerstand der Zuleitungen Rechnung zu tragen. Die gestrichelte Linie ist das Ergebnis des im Text beschriebenen Modells zur Beschreibung des Detektorwiderstandes.*

In Abbildung 2.24 ist das Ergebnis einer solchen Widerstandsmessung über einen Temperaturbereich von nahe 2 K bis Raumtemperatur gezeigt. Während der Widerstand von einigen hundert Ω bei Raumtemperatur beim Abkühlen zunächst moderat abnimmt, steigt dieser unterhalb von 10 K sehr stark auf bis zu 10^{10} Ω an. Im 2 K-Bereich führen kleinste Temperaturveränderungen zu drastischen Änderungen im Widerstand. Dieses Verhalten lässt sich recht gut mit der Rate thermischer Photonen ϕ mit $\lambda \leq 200$ μm verstehen. Diese führen zu einer Ionisation der Gallium-Störstellen und damit zu einer Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit bzw. gemäß Gleichung 2.4 zu einer Verringerung des photoneninduzierten Detektorwiderstandes

$$R_D = \frac{l^2}{q\phi\eta\tau\mu_p}, \quad (2.40)$$

der in Abbildung 2.24 ebenfalls als Funktion der Temperatur dargestellt ist. Hierfür wurden folgende Überlegungen angestellt bzw. Annahmen gemacht:

- Mit der Plank'schen Verteilungsfunktion erhält man für die Anzahl Photonen pro Zeit- und Frequenzeinheit

$$\frac{n(\nu, T)}{\Delta\nu\Delta t} = \frac{2A\Omega\epsilon}{c^2} \cdot \frac{\nu^2}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (2.41)$$

Um die Zahl Photonen pro Zeiteinheit zu bekommen, die zu einer Ionisierung einer Ga-Störstelle führen, wird Gleichung 2.41 von $\nu_1 = c/\lambda_1 = c/(50 \text{ μm})$ bis $\nu_2 = c/\lambda_2 = c/(200 \text{ μm})$ integriert. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass sich nur maximal etwa $\phi_{\max} = N/\tau_D$ Ladungsträger pro Sekunde erzeugen lassen, wobei $N \approx 1,5 \times 10^{11}$ die Gesamtzahl von Störstellen im Detektor⁷ und $\tau_D = l_{\text{eff}}/\mu E_o$ die Driftzeit eines Ladungs-

⁷Die Gesamtzahl der Störstellen in einem Detektorpixel ergibt sich durch Multiplikation der Ga-Störstellenkonzentration von $\approx 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und dem Detektorvolumen von $1,5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$.

trägers durch den Detektor ist. Mit einer effektiven Länge des Detektors⁸ von 0,75 mm, einer Löcherbeweglichkeit von $\mu = 1900 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ und einem elektrischen Feld von $1,5 \times 10^{-1} \text{ V cm}^{-1}$ lässt sich die maximale Ladungsträgerrate zu $\phi_{\text{max}} \approx 6 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ abschätzen. Solange die Photonenrate kleiner als ϕ_{max} ist, entspricht die Ladungsträgerrate der Photonenrate, andernfalls ist ϕ_{max} in Gleichung 2.40 einzusetzen.

- Die Quanteneffizienz η wurde zu 1 angesetzt.
- Für die Rekombinationszeit wurde $\tau = 1 \times 10^{-2} \text{ s}$ (Rieke, 1996) angenommen.
- Für die temperaturabhängige Löcherbeweglichkeit μ_p wurde die entsprechende Abhängigkeit von $\mu \approx 1,6 \times 10^3 \cdot (T/1 \text{ K})^{-2/3} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ für Elektronen in n-dotiertem Germanium (Conwell, 1952, Dotierung = 10^{14} cm^{-3}) mit einem Faktor 0,5 multipliziert.

Damit lässt sich der Detektorwiderstand insbesondere für Temperaturen zwischen 2 und 10 K sehr gut beschreiben. Die Abweichung bei höheren Temperaturen mag auf eine Unvollständigkeit des Modells oder in fehlerhaften Werten für die einzelnen Größen, die in Gleichung 2.40 eingehen, begründet sein.

2.4.3 Die spektrale Empfindlichkeit

Um das in Kapitel 2 beschriebene Verhalten der spektralen Empfindlichkeit der Detektoren bei Anwendung eines äußeren Drucks zu verifizieren, wurden Messungen der spektralen Empfindlichkeit bei verschiedenen Drücken von Jeff Beeman vom Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) der University of California mit einem Fourier-Transform-Spektrometer durchgeführt. Im lin-

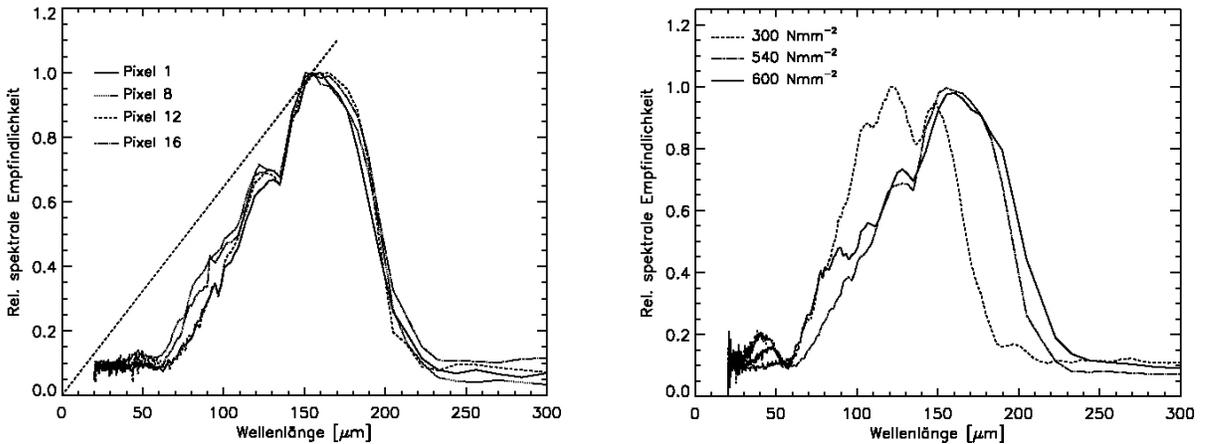


Abbildung 2.25: Links: Die spektrale Empfindlichkeit von vier Detektoren eines linearen 1×16 Arrays bei einem äußeren Druck bei 2 K von etwa 620 Nmm^{-2} . Die gestrichelte Gerade zeigt die spektrale Empfindlichkeit eines idealen Detektors (siehe Abbildung 2.2). Rechts: Vergleich der für vier Detektoren gemittelten spektralen Empfindlichkeiten bei einem äußeren Druck bei 2 K von 340 Nmm^{-2} (gestrichelte Linie), 620 Nmm^{-2} (strichpunktierte Linie) und 700 Nmm^{-2} (durchgezogene Linie).

⁸Diese soll dem Umstand Rechnung tragen, dass Ladungsträger über die gesamte Länge des Detektors von 1,5 mm erzeugt werden können. Im Mittel werden die Ladungsträger jedoch bei der halben Detektorlänge erzeugt.

ken Teil von Abbildung 2.25 ist die spektrale Empfindlichkeit von 4 Detektoren vom Typ a) eines linearen Arrays für einen äußeren Druck von 620 N mm^{-2} bei einer Temperatur von 2 K dargestellt. Die Kurven für die einzelnen Detektoren stimmen recht gut überein. Insbesondere die obere Grenzwellenlänge variiert wenig und zeigt keinen Trend mit der Position des Detektors im Stapel. Dies zeigt, wie schon die Abbildungen 2.21 und 2.22, dass der gewählte Mechanismus die Detektoren sehr gleichmäßig entlang des Stapels von Detektoren drückt. Außerdem zeigt der rechte Teil von Abbildung 2.25, wie die Erhöhung des Drucks von 340 N mm^{-2} auf 620 N mm^{-2} die Empfindlichkeitskurve der Detektoren zu längeren Wellenlängen verschiebt. Die weitere Erhöhung des Drucks auf 700 N mm^{-2} erhöht die obere Grenzwellenlänge nur noch geringfügig, und es scheint sich hier ein Sättigungseffekt anzudeuten.

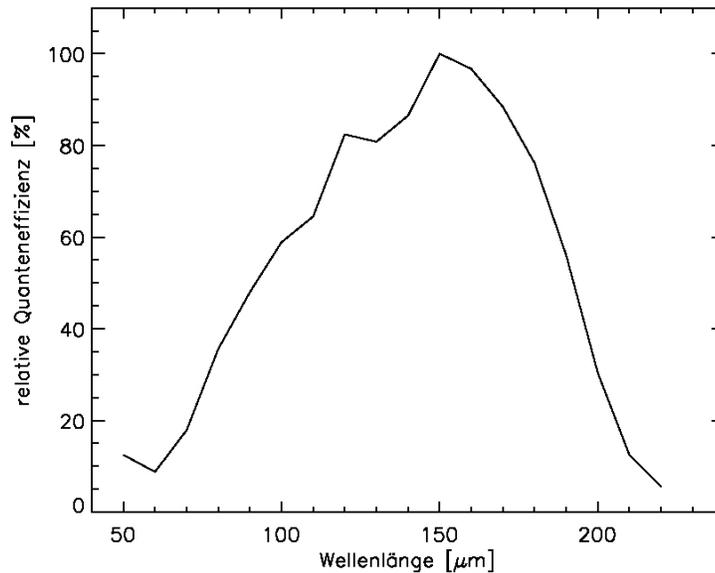


Abbildung 2.26: Die relative spektrale Quanteneffizienz wurde gewonnen aus der Abweichung der spektralen Empfindlichkeit (Abbildung 2.25, äußerer Druck: 620 N mm^{-2}) vom idealen Verlauf (Abbildung 2.2).

Mit Hilfe der Abweichung der spektralen Empfindlichkeitskurven vom idealen Verlauf – eine Gerade vom Maximum durch den Ursprung (siehe Abbildung 2.25) – lässt sich eine relative spektrale Quanteneffizienz ermitteln. Dies ist für die in Abbildung 2.25 dargestellte spektrale Empfindlichkeitskurve bei einem Druck von 620 N mm^{-2} getan worden. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.26 dargestellt. Die Kurve hat ihr Maximum bei etwa $150 \mu\text{m}$ und weicht insbesondere zu kleineren Wellenlängen von dem in Abbildung 2.2 gezeigten idealen Verlauf ab. Im Wellenlängenbereich von $110 \mu\text{m}$ bis $200 \mu\text{m}$ ist die relative Quanteneffizienz jedoch $\geq 40\%$ des maximalen Wertes bei $150 \mu\text{m}$.

2.4.4 Responsivität und äquivalente Rauschleistung (NEP)

Mit Hilfe des in Urban (1999) beschriebenen Testaufbaus wurde die Responsivität und NEP von einigen der Typ b)–Detektoren eines linearen 1×16 Arrays bei einem Druck von etwa 620 N mm^{-2} gemessen. In Ermangelung der in Kapitel 2.3.4 beschriebenen kryogenen Ausleseelektronik wurden die Transimpedanzverstärker des 5×5 FIFI–Detektorarrays mit GaAs–FET’s als Eingangstransistoren genutzt. Diese bieten den Vorteil, dass sie bereits charakterisiert sind

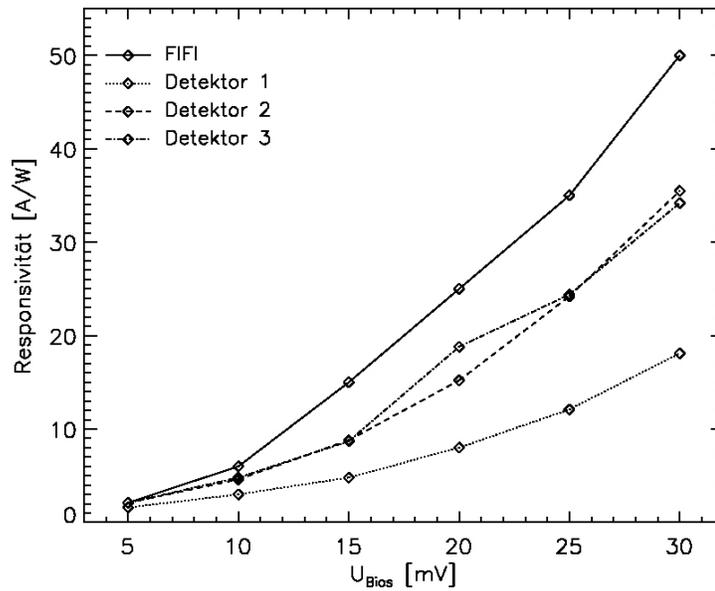


Abbildung 2.27: Die Responsivität als Funktion der Biasspannung. Es werden die Responsivitäten von drei Detektoren eines linearen 1×16 Pixel FIFI LS-Detektorarrays (Strahlungsleistung = 3×10^{-13} W pro Detektorpixel, $\lambda = 170 \mu\text{m}$, $\lambda/\Delta\lambda \approx 50$) mit dem Verhalten des FIFI 5×5 Pixel Detektorarrays (Stacey et al., 1992) verglichen.

und es damit möglich ist, die Eigenschaften der Detektoren von der CRE entkoppelt zu vermessen. Als Lichtquelle dienten zwei Schwarzkörper mit einer Temperatur von etwa 20 K und 4 K, deren Licht von einem Fabry-Perot spektral gefiltert wurde. Dieses wurde auf eine Zentralwellenlänge von $170 \mu\text{m}$, also in der Nähe des Maximums der spektralen Empfindlichkeitskurve von Abbildung 2.25, bei einer spektralen Auflösung von etwa 50 eingestellt. Die Temperatur des warmen Schwarzkörpers und die spektrale Auflösung des Fabry-Perots wurden entsprechend dem zu erwartenden Strahlungshintergrund von FIFI LS auf SOFIA bei einer Wellenlänge von $170 \mu\text{m}$ und einer spektralen Auflösung $\lambda/\Delta\lambda$ von 2000 gewählt, was einer Leistung von 3×10^{-13} W pro Detektorpixel entspricht. Der Vergleich der Signale der beiden Schwarzkörper zeigte jedoch, dass zusätzlich zur Strahlung des warmen Schwarzkörpers noch Streulicht zum Detektor gelangt. Dadurch fällt auf den Detektor eine insgesamt viermal höhere Lichtleistung als geplant. Zur Eliminierung eines Streulichtanteils wurde mittels eines Chopperrades abwechselnd das Licht des warmen und des kalten Schwarzkörpers auf die Detektoren gelenkt. Die Differenz der elektrischen Signale ist dann von dem Beitrag des Streulichtes befreit und kann zur Ermittlung der Responsivität gemäß Gleichung 2.5 mit der Differenz der errechneten Lichtleistung der beiden Schwarzkörper dividiert werden. Die NEP lässt sich mit Gleichung 2.25 durch Messung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses S/N bei einer gegebenen elektrischen Bandbreite, hier 1 Hz, und mit Kenntnis der eintreffenden Lichtleistung bestimmen.

Responsivität In Abbildung 2.27 werden die Responsivitäten von drei Detektoren eines linearen 1×16 Pixel Detektorarrays mit den entsprechenden Werten des FIFI 5×5 Pixel Detektorarrays (Stacey et al., 1992) verglichen. Einerseits erkennt man, dass die FIFI LS-Detektoren bei gegebener Biasspannung eine geringere Responsivität als die FIFI-Detektoren

besitzen. Andererseits könnte die Abweichung eines der drei FIFI LS–Detektoren den schon bei der Messung des Widerstandes als Funktion des äußeren Drucks aufkommenden Verdacht, dass man es bei den Typ b)–Detektoren mit zwei unterschiedlichen Sorten Detektoren zu tun hat, bestätigen.

Für alle Detektoren zeigt sich ein quadratischer Anstieg der Responsivität mit der Biasspannung. Gemäß Gleichung 2.5 ist die Responsivität

$$S = \frac{q\eta G}{h\nu} = \frac{q\eta}{h\nu} \mu\tau_{\text{rec}}U_{\text{Bias}}$$

proportional zur Photoleitungsverstärkung G . Da aber sowohl die Löcherbeweglichkeit μ als auch die mittlere Ladungsträgerlebensdauer τ_{rec} von der Biasspannung abhängen, ist G und damit S nicht proportional zur Biasspannung. Der Anstieg von

$$\tau_{\text{rec}} = \frac{1}{\langle v \rangle \sigma N_{\text{A}}^-} \quad (2.42)$$

($\langle v \rangle$): mittlere Ladungsträgergeschwindigkeit, N_{A}^- : Konzentration von ionisierten Akzeptoren) mit der Biasspannung ergibt sich aufgrund des bei größerem elektrischen Feld geringeren Wirkungsquerschnittes σ für Rekombination eines freien Loches mit einem ionisierten Akzeptor. Dieser geringere Wirkungsquerschnitt kommt wiederum durch eine Abflachung der Potentialmulde eines ionisierten Akzeptors aufgrund des äußeren elektrischen Feldes zustande.

NEP

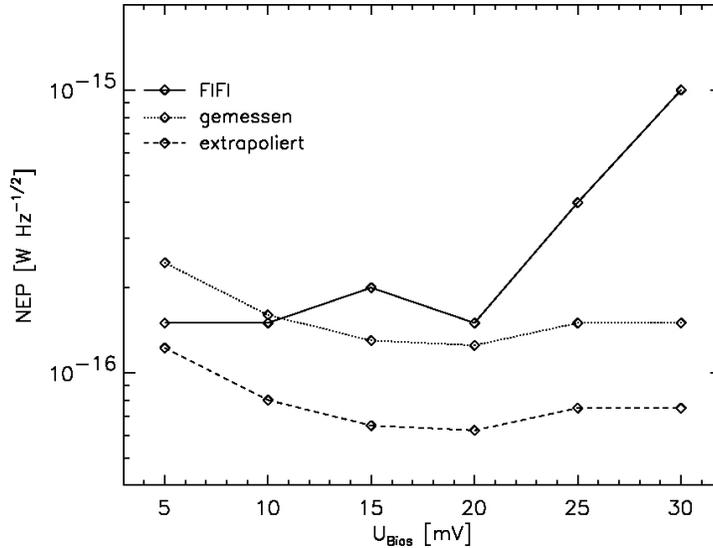


Abbildung 2.28: Die gemessene, über zwei der FIFI LS–Detektoren vom Typ b) gemittelte äquivalente Rauschleistung im Vergleich mit den Detektoren des 5×5 FIFI–Detektorarrays (Stacey et al., 1992). Für die FIFI LS–Detektoren ist die gemessene NEP (gepunktete Linie) und die auf den viermal geringeren Hintergrund von $\approx 3 \times 10^{-13}$ W pro Pixel extrapolierte NEP (gestrichelte Linie) dargestellt (Urban, 1999).

Abbildung 2.28 zeigt die gemessene und über zwei der FIFI LS–Detektoren vom Typ b) eines linearen Detektorarrays gemittelte NEP verglichen mit dem FIFI–Detektorarray bei einem Strahlungshintergrund von $2,39 \times 10^{-13}$ W pro Detektorpixel (\approx Strahlungshintergrund

von FIFI LS auf SOFIA bei einer spektralen Auflösung von ≈ 2000) (Stacey et al., 1992). Wie bereits erwähnt, war der Strahlungshintergrund aufgrund von Streulichteinfall ca. viermal größer als gewünscht. Die gemessene NEP für die FIFI LS–Detektoren wurde daher auf das gewünschte Hintergrundniveau von $\approx 3 \times 10^{-13}$ W pro Detektorpixel extrapoliert. Hierzu wurde die gemessene NEP durch $\sqrt{4} = 2$ dividiert, da die NEP in etwa proportional zur Wurzel der Lichtintensität ist (siehe Gleichung 2.28). Dem liegt die Annahme zugrunde, dass der Detektionsprozess tatsächlich vom Photonenhintergrund und nicht etwa durch das Rauschen der Ausleseelektronik oder des Detektors dominiert ist.

Abbildung 2.28 zeigt, dass die gemessene NEP für die FIFI LS–Detektoren selbst bei dem erhöhten Strahlungshintergrund für Biasspannungen ≥ 12 mV kleiner als die der FIFI–Detektoren ist. Noch deutlicher ist dies bei der auf das gewünschte Hintergrundniveau extrapolierten NEP zu erkennen. Außerdem ist bei den FIFI LS–Detektoren die NEP über den betrachteten Spannungsbereich nahezu konstant, während bei den FIFI–Detektoren oberhalb einer Biasspannung von 20 mV die NEP stark anstieg. Dies ist auf ein lawinenartiges Ansteigen von Ladungsträgern und damit auch des Rauschens zurückzuführen. Für die FIFI LS–Detektoren ist im betrachteten Spannungsbereich jedoch kein Anzeichen einer solchen Ladungsträgerlawine zu beobachten. Dies erlaubt ein Betreiben dieser Detektoren bei höheren Biasspannungen. Damit lässt sich dann auch die verglichen mit den FIFI–Detektoren bei gegebener Biasspannung geringere Responsivität der FIFI LS–Detektoren (siehe Abbildung 2.27) kompensieren.

Quanteneffizienz Mit der gemessenen NEP lässt sich mit Gleichung 2.28 die Quanteneffizienz η zu $0,45 \pm 0,14$ bestimmen. Dies ist eine Steigerung um mehr als einen Faktor zwei gegenüber dem für das FIFI–Detektorarray gemessenen Wert von $\approx 0,2$. Jedoch ist dem so bestimmten Wert aufgrund des relativ großen Fehlers mit Vorsicht zu begegnen. Dieser ergibt sich, weil die Quanteneffizienz proportional zum Quadrat der NEP ist und sich daher Fehler in der Bestimmung der NEP doppelt bei der Bestimmung der Quanteneffizienz auswirken. Andererseits ist zu berücksichtigen, dass die NEP nur für zwei Detektoren ermittelt wurde. Zur Erlangung einer besseren Statistik sind weitere Messungen an einer größeren Zahl von Detektoren notwendig.

Es zeigt sich also, dass die Responsivität der FIFI LS–Detektoren kleiner als die der FIFI–Detektoren ist, die Quanteneffizienz jedoch größer. Da die Responsivität proportional zum Produkt aus Photoleitungsverstärkung und Quanteneffizienz ist (siehe Gleichung 2.5), muss die Photoleitungsverstärkung der FIFI LS–Detektoren also geringer sein. Dieses lässt sich jedoch durch ein Arbeiten bei einer höheren Biasspannung kompensieren. Für das Signal–zu–Rausch–Verhältnis einer Messung bzw. die Empfindlichkeit des Instrumentes ist allein die Quanteneffizienz von Bedeutung. Eine Erhöhung der Photoleitungsverstärkung erhöht, solange das Rauschen der Ausleseelektronik vernachlässigt werden kann, Signal und Rauschen gleichermaßen, ändert also nichts an deren Verhältnis.

2.5 Fazit und Ausblick

Die Messungen an den Prototypen sind ermutigend und zeigen, dass das Prinzip der Detektorarrays funktioniert. Im Folgenden sollen die noch fehlenden Schritte im Bereich der Detektorarrayentwicklung aufgelistet werden:

- Zur Bestätigung der hier dargestellten Resultate werden weitere Messungen der Responsivität, der NEP und der Quanteneffizienz benötigt. Insbesondere sind, um eine bessere

Statistik zu bekommen, hierfür Messungen an einer größeren Zahl von Detektoren notwendig. Die Quanteneffizienz ließe sich mit der in Kapitel 2.2.3 beschriebenen Methode durch Messung des Anteils der langsamen Komponente des Zeitverhaltens der Detektoren bestimmen.

- Nachdem im Rahmen des instrumentellen Teils dieser Arbeit einige Prototypen der linearen Detektorarrays zusammengesetzt wurden, müsste im nächsten Schritt die Montage der 25 linearen Arrays des kompletten gedruckten Detektorarrays durchgeführt werden.
- Wie im Kapitel 2 erläutert, wird zur Abdeckung des Wellenlängenbereiches von FIFI LS neben dem gedruckten GeGa-Detektorarray noch ein ungedrucktes benötigt. Dieses muss noch konstruiert und gebaut werden. Da hierfür vorgesehen ist, die Detektoren leicht zu drücken, kann man sich sehr stark an dem Design des stark gedruckten Detektorarrays orientieren. Lediglich der in Kapitel 2.3.2 beschriebene Federmechanismus muss etwas weicher ausgeführt werden, da die Druckzunahme beim Abkühlen des Detektorarrays proportional zur entsprechenden Federkonstanten ist.
- Um zu überprüfen, welcher der beiden in Kapitel 2.3.3 vorgestellten Hörnertypen der geeigneter ist, sind noch Messungen erforderlich.

Kapitelzusammenfassung

In diesem Kapitel wurde das gedruckte Ge:Ga-Detektorarray ausführlich beschrieben. Zunächst wurden einige Grundlagen intrinsischer und extrinsischer Halbleiter sowie das Prinzip der Verschiebung der Empfindlichkeitskurve zu größeren Wellenlängen durch die Anwendung des mechanischen Drucks auf die Ge:Ga-Detektoren diskutiert. Anschließend wurde der Aufbau des Detektorarrays und die Funktion der einzelnen Komponenten erläutert. Insbesondere der Drückmechanismus stellt eine signifikante Verbesserung gegenüber dem 5×5 -Pixel-Detektorarray des Vorgängerinstrumentes FIFI dar. Das gesamte 16×25 -Pixel-Detektorarray besteht aus 25 unabhängigen Modulen von 1×16 Pixeln. Für jedes dieser Module wird der mechanische Druck wie bei dem FIFI-Detektorarray mittels einer Schraube aufgebracht, jedoch lässt sich hier der Druck durch einen Federmechanismus allmählich erhöhen. Die Detektoren befinden sich zur Erhöhung der Quanteneffizienz in integrierenden Hohlräumen. Das Licht wird durch kegelförmige Lichtsammelhörner in die einzelnen Hohlräume geleitet. Die mit Hilfe einer Finite Elemente Analyse entwickelten Druckstempel sowie die Gestaltung des Detektorgehäuses ermöglichen sowohl eine sehr gleichmäßige Weiterleitung des Drucks entlang des Stapels von 16 Detektoren als auch eine sehr homogene Druckverteilung innerhalb eines einzelnen Detektorpixels.

Diese Druckhomogenität wurde durch Messung des Widerstandes als Funktion des äußeren Drucks bzw. der Empfindlichkeit als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Detektoren entlang des Stapels von 16 Detektoren verifiziert. Erste Messungen der Responsivität und der äquivalenten Rauschleistung (NEP) weisen außerdem auf eine gegenüber dem FIFI-Detektorarray erhöhte Quanteneffizienz der Detektoren hin. Dies kann durch verbesserte Lichtsammelhörner, durch verbesserte integrierende Hohlräume oder eine höhere intrinsische Quanteneffizienz des Detektormaterials bewirkt werden.

Teil II

**ISO-SWS Spektroskopie der
Molekülwolke OMC-1**

Kapitel 3

Der ISO-Satellit

Das *Infrared Space Observatory* (ISO, [Kessler et al., 1996](#)) der European Space Agency (ESA) ist ein astronomischer Satellit mit vier wissenschaftlichen Instrumenten. Der Satellit wurde von November 1995 bis Mai 1998 betrieben. Die begrenzte Lebensdauer ergab sich dadurch,

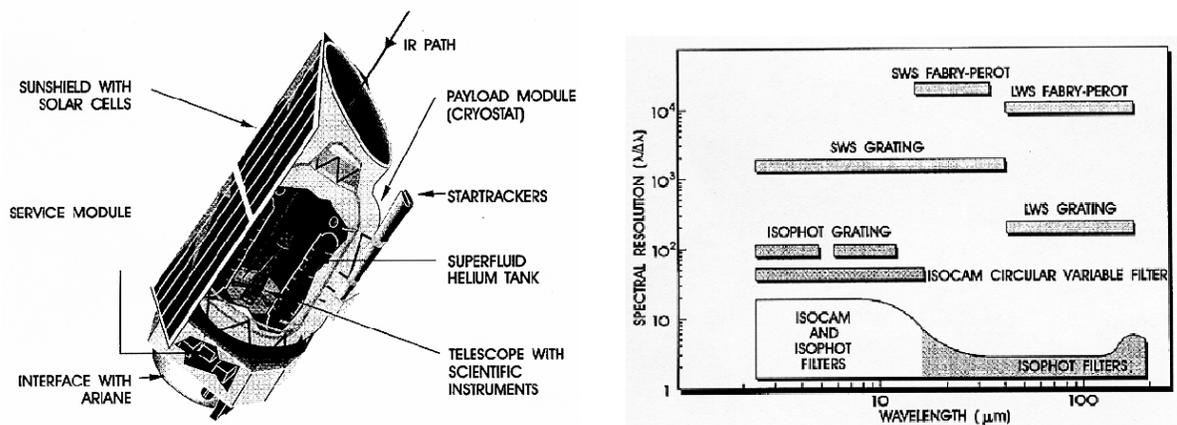


Abbildung 3.1: Links: Übersichtsdarstellung des ISO-Satelliten. Der Satellit ist insgesamt 5,3 m hoch, 3,6 m breit und 2,8 m tief. Beim Start war der Satellit mit 2300 Litern flüssigem Helium gefüllt und hatte eine Masse von etwa 2500 kg. Rechts: Auflösungs- und Wellenlängenbereiche der einzelnen ISO-Instrumente. Quelle: [Kessler et al. \(1996\)](#)

dass der 60 cm-Spiegel des Satelliten sowie die Instrumente mit flüssigem Helium gekühlt wurden, wodurch sich dieses verbrauchte. Einige Detektoren waren direkt mit dem Helium-Tank gekoppelt, wodurch sie eine Temperatur von 2 K erreichten. Alle anderen Einheiten wurden durch den kalten Dampf des flüssigen Heliums gekühlt. Dieser wurde zuerst durch die optische Haltestruktur, wo er den Primärspiegel und die Instrumente auf etwa 3 K kühlte, dann entlang der Streulichtunterdrücker (Baffles) und Strahlungsschilde schließlich in den Weltraum geleitet.

ISO war nach dem *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS) ([Neugebauer et al., 1984](#)) der zweite Infrarotsatellit überhaupt und erlaubte Spektroskopie und Photometrie über einen Wellenlängenbereich von 2,4 μm bis 240 μm. Verglichen mit IRAS, der große Teile des Himmels in vier photometrischen Bändern abdeckte, wurden mit ISO spezifische Fragestellungen an ausgewählten Quellen im Detail spektroskopisch, photometrisch und abbildend über einen größeren

Wellenlängenbereich untersucht, sowie tiefe Durchmusterungen über kleine Raumwinkelbereiche durchgeführt. Außerdem bedeutete ISO eine Steigerung in Bezug auf die Empfindlichkeit, die räumliche Auflösung und die Lebensdauer (ISO: 28 Monate; IRAS: 10 Monate). Einen Überblick über die Beobachtungsergebnisse geben die [A&A ISO-Spezialausgabe \(1996\)](#) sowie [Cox & Kessler \(1999\)](#).

Seinen Erdumlauf legte der Satellit in 24 Stunden zurück. Davon waren jedoch nur 16 Stunden für wissenschaftliche Beobachtungen nutzbar. Über diesen Zeitraum war der Satellit in Kontakt mit den beiden Bodenstationen in Villafranca (Spanien) und Goldstone (USA). Geleitet wurde die Operation von der Bodenstation in Villafranca.

Im linken Teil von [Abbildung 3.1](#) ist der Satellit mit seinen wichtigen Komponenten dargestellt. Das Teleskop und die wissenschaftlichen Instrumente waren von dem Tank mit supraflüssigem Helium umgeben. Zur Verhinderung eines Wärmeeintrages und damit einer Verkürzung der Lebensdauer des Satelliten mußte vermieden werden, dass die Öffnung des Satelliten in die Nähe der Sonne, der Erde oder des Mondes gerichtet war. Dadurch war immer nur ein begrenzter Bereich des Himmels der Beobachtung zugänglich. So war etwa die Beobachtung der hier beschriebenen Orion-Molekülwolke nur durch eine gegenüber den Erwartungen größere Lebensdauer des Satelliten möglich. Zum Schutz vor der intensiven Sonnenstrahlung besaß der Satellit außerdem einen Schild, der durch Belegung mit Solarzellen zusätzlich der Energieerzeugung des Satelliten diene.

Die Fokalebene des Teleskops teilten sich folgende vier Instrumente:

- Das *Short-Wavelength Spectrometer* (SWS, [de Graauw et al., 1996](#)) war ein Spektrometer mittlerer ($\lambda/\Delta\lambda = 1000 - 2000$) bis hoher Auflösung ($\lambda/\Delta\lambda = 30\,000$) im Wellenlängenbereich von $2,4\ \mu\text{m}$ bis $45\ \mu\text{m}$. Da die im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Beobachtungsergebnisse mit dem SWS gewonnen wurden, wird dieses im nächsten Abschnitt detaillierter beschrieben.
- Das *Long-Wavelength Spectrometer* (LWS, [Clegg et al., 1996](#)) war ein Spektrometer im Wellenlängenbereich von $45\ \mu\text{m}$ bis $196,8\ \mu\text{m}$. Es konnte sowohl bei mittlerer ($\Delta\lambda/\lambda \approx 200$) mittels eines Reflexionsgitters als auch bei hoher spektraler Auflösung ($\Delta\lambda/\lambda \approx 10\,000$) mit einem Fabry-Perot Interferometer arbeiten.
- Die Infrarotkamera *ISOCAM* ([Cesarsky et al., 1996](#)) konnte im Wellenlängenbereich von $2,5\ \mu\text{m}$ bis $18\ \mu\text{m}$ in zwei unabhängigen Kanälen – einem von $2,5$ bis $5,5\ \mu\text{m}$ und einem von 4 bis $18\ \mu\text{m}$ – mit Detektorarrays von jeweils 32×32 Pixeln Bilder aufnehmen. Mit Hilfe von 10 bzw. 11 diskreten Bandpassfiltern konnten innerhalb der beiden Kanäle schmalere Wellenlängenbereiche ausgewählt werden. Mit variablen kontinuierlichen Filtern konnte außerdem abbildende Spektroskopie mit einer spektralen Auflösung $\Delta\lambda/\lambda \geq 35$ durchgeführt werden.
- Das Photopolarimeter *ISOPHOT* ([Lemke et al., 1996](#)) konnte im Wellenlängenbereich von $2,5$ bis $240\ \mu\text{m}$ photometrische und polarimetrische Beobachtungen durchführen. Es sollte die erfolgreichen photometrischen Beobachtungen des IRAS-Photometers fortsetzen und in mehrerlei Hinsicht erweitern.

Das Licht vom Teleskopspiegel wurde über einen Pyramidenspiegel in die jeweiligen Instrumente reflektiert. Im rechten Teil von [Abbildung 3.1](#) sind die Auflösungs- und Wellenlängenbereiche der vier Instrumente dargestellt. Wie bei der Auswahl der SOFIA-Instrumente wurde versucht, diesen „Auflösungs-Wellenlänge-Phasenraum“ möglichst gut abzudecken.

3.1 Das Short Wavelength Spectrometer (SWS)

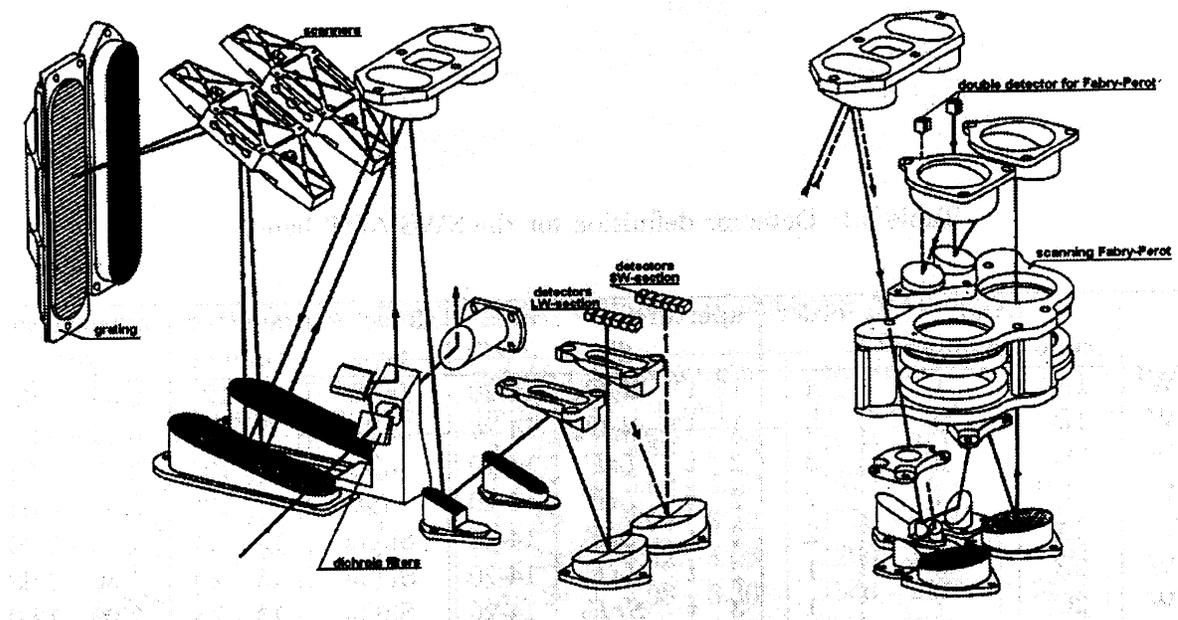


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des optischen Designs des SWS. Gezeigt ist der Aufbau der beiden parallelen Gitterspektrometer (links) und Fabry-Perot-Interferometer (rechts).

Obwohl das Short Wavelength Spectrometer (SWS) hier etwas detaillierter beschrieben werden soll, kann nur eine recht komprimierte Darstellung gegeben werden. Für eine ausführlichere Darstellung des Instrumentes sei verwiesen auf [de Graauw et al. \(1996\)](#); [Valentijn et al. \(1996\)](#); [Schaeidt et al. \(1996\)](#); [Leech et al. \(2000\)](#). Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des Instrumentes. Wie bereits erwähnt kann das SWS Spektren bei mittlerer ($\lambda/\Delta\lambda = 1000 - 2000$) und bei hoher Auflösung ($\lambda/\Delta\lambda = 30\,000$) aufnehmen. Zwei Reflexionsgitter dienen dabei als dispersives Element im Modus mittlerer Auflösung. Für den hochauflösenden Modus werden zusätzlich Fabry-Perot Interferometer verwendet.

3.1.1 Das Gitterspektrometer

Das Gitterspektrometer besteht aus zwei nahezu unabhängigen Kanälen, einem für den Wellenlängenbereich von $2,38$ bis $12,0\ \mu\text{m}$ (SW) und einem für den Wellenlängenbereich von $12,0$ bis $45,2\ \mu\text{m}$ (LW). Für jeden dieser beiden Bereiche besitzt das SWS ein eigenes Reflexionsgitter. Die Aufteilung des Lichtes in die beiden Bereiche wird mittels dichroitischer Strahlteiler vorgenommen. Die beiden Wellenlängenbereiche werden von jeweils zwei verschiedenen Detektortypen abgedeckt: Für den SW-Kanal werden von $2,38$ bis $4,05\ \mu\text{m}$ (Band 1) 12 InSb-Detektoren und von $4,05$ bis $12,0\ \mu\text{m}$ (Band 2) 12 Si:Ga-Detektoren verwendet. Für den LW-Kanal werden von $12,0$ bis $29,5\ \mu\text{m}$ (Band 3) 12 Si:As-Detektoren und von $29,5$ bis $45,2\ \mu\text{m}$ (Band 4) 12 Ge:Be-Detektoren verwendet. Insgesamt verfügt das SWS im Gitterspektrometerenteil also über 48 Detektoren. Eine weitere Unterteilung dieser Bänder in Subbänder ergibt sich aufgrund der Verwendung verschiedener Gitterordnungen und Eintrittsaperturen (siehe Kapitel 3.1.3). Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die resultierenden Wellenlängenbereiche.

Tabelle 3.1: Wellenlängenbereiche des SWS

Band ^a	Apertur	Ordnung ^b	Fläche ^c [" × "]	Detektor- typ	Wellenlängen- bereich [μm]	spektrale Auflösung
1A	1	4	14 × 20	InSb	2,38 – 2,60	1870 – 2110
1B	1	3	14 × 20	InSb	2,60 – 3,02	1470 – 1750
1D	2	3	14 × 20	InSb	3,02 – 3,52	1750 – 2150
1E	2	2	14 × 20	InSb	3,52 – 4,05	1290 – 1540
2A	2	2	14 × 20	Si:Ga	4,05 – 5,30	1540 – 2130
2B	2	1	14 × 20	Si:Ga	5,30 – 7,00	930 – 1250
2C	3	1	14 × 20	Si:Ga	7,00 – 12,0	1250 – 2450
3A	1	2	14 × 27	Si:As	12,0 – 16,0	1250 – 1760
3C	2	2	14 × 27	Si:As	16,0 – 19,5	1760 – 2380
3D	2	1	14 × 27	Si:As	19,5 – 27,5	980 – 1270
3E	3	1	20 × 27	Si:As	27,5 – 29,0	1300
4	3	1	20 × 33	Ge:Be	29,0 – 45,2	1020 – 1630
5A	1	3	10 × 39	Si:Sb	11,4 – 12,2	20 600 – 24 000
5B	1	2	10 × 39	Si:Sb	12,2 – 16,0	24 000 – 32 000
5C	2	2	10 × 39	Si:Sb	16,0 – 19,0	32 000 – 34 500
5D	2	1	10 × 39	Si:Sb	19,0 – 26,0	34 500 – 35 500
6	3	1	17 × 40	Ge:Be	26,0 – 44,5	29 000 – 31 000

^a Die Bänder 1A bis 4 gehören zu den beiden Kanälen des Gitterspektrometers, die Bänder 5A bis 6 zu denen des Fabry-Perot Interferometers.

^b Ordnung des vom Gitter reflektierten Lichtes

^c Gesichtsfeld im jeweiligen Wellenlängenbereich am Himmel

Mit den beiden Gittern lässt sich für beide Wellenlängenbereiche parallel ein Spektrum gewinnen. Hierzu werden die Durchstimm Spiegel in geeigneter Weise gedreht. Welche Bereiche simultan beobachtet werden können, ist durch die Wahl der jeweiligen Eintrittsapertur festgelegt und lässt sich Tabelle 3.1 entnehmen. Beispielsweise können bei Wahl der Apertur 1 die Bänder 1A und 1B des SW-Teils gleichzeitig mit dem Band 3A des LW-Teils beobachtet werden. Dabei wird für jeden der 12 Detektoren eines Detektormaterials ein Spektrum parallel aufgezeichnet. Der Wellenlängenbereich, der von den einzelnen Detektoren abgedeckt wird, ist jedoch für die 12 Detektoren leicht unterschiedlich. Dies führt dazu, dass bei den Spektren über einen kleinen Wellenlängenbereich die Randbereiche nicht mehr von allen 12 Detektoren abgedeckt werden, und diese daher ein schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis als der zentrale Bereich besitzen.

3.1.2 Das Fabry-Perot Spektrometer

Parallel zum Gitterspektrometer des kurzwelligen Kanals (SW) kann ein Fabry-Perot Spektrometer im Wellenlängenbereich von 11,4 bis 44,5 μm Spektren bei hoher spektraler Auflösung aufnehmen. Das Gitter des langwelligen Kanals (LW) hat in diesem Beobachtungsmodus die Funktion, die verschiedenen Ordnungen für das Fabry-Perot Interferometer vorzuselektieren. Für das Fabry-Perot Interferometer werden zwei verschiedene Detektormaterialien verwendet:

Von 11,4 bis 26,0 μm wird Si:Sb und von 26,0 bis 44,5 μm wird Ge:Be genutzt. Entsprechend den beiden verwendeten Detektormaterialien besteht das Fabry-Perot Spektrometer aus zwei Kanälen mit jeweils zwei Detektoren. Deren teildurchlässige Spiegel werden jeweils von Maschengittern gebildet.

3.1.3 Die Eintrittsaperturen

Das SWS-Instrument verfügt über drei verschiedene Eintrittsaperturen. Mit einer Blende wird eine dieser Aperturen ausgewählt. Jeder Apertur ist ein dichroitischer Strahlteiler zugeordnet, der das eintreffende Licht in einen kürzer- bzw. längerwelligen Anteil trennt.

Jeder der sechs möglichen Eintrittsstrahlen – zwei für jede der drei Aperturen – passiert seinen eigenen Eintrittsspalt zum Spektrometer. Dieser legt für die Bänder 1A bis 4 die Größe des beobachteten Feldes am Himmel in der Dispersionsrichtung des Gitters zu 14" (Bänder 1A bis 3D) bzw. 20" (Bänder 3E und 4) fest. Für die Fabry-Perot-Bänder 5A bis 6 ergibt sich die Größe des Gesichtsfeldes in Dispersionsrichtung aus der Projektion des Detektorbildes an den Himmel zu 10" (Bänder 5A bis 5D) und 17" (Band 6). Senkrecht zur Richtung der Dispersion sind die jeweiligen Spalte überdimensioniert, und die Größe des Feldes ist durch die Dimension des Detektors zu 20" (Bänder 1A bis 2C), 27" (Bänder 3A bis 3E), 33" (Band 4), 39" (Bänder 5A bis 5D) und 40" (Band 6) gegeben. In Tabelle 3.1 sind die resultierenden Gesichtsfelder am Himmel in den einzelnen Bändern aufgelistet. Es sei an dieser Stelle jedoch bemerkt, dass die Strahlprofile nicht derartig scharf verlaufen, wie die Angaben in Tabelle 3.1 suggerieren. Stattdessen fällt die Transmission bereits am Rande der Gesichtsfelder ab und ist andererseits ungleich Null für Bereiche, die außerhalb der Gesichtsfelder liegen (Schaeidt et al., 1996).

3.1.4 Beobachtungsarten

Grob lassen sich die Beobachtungsarten des SWS folgendermaßen einteilen: In einen Modus, bei dem die beiden Kanäle des Gitterspektrometers und einen bei dem das Fabry-Perot Interferometer parallel zum SW-Kanal des Gitterspektrometers betrieben wird. Je nach gewünschtem Wellenlängenbereich und spektraler Auflösung ergeben sich folgende Betriebsmodi (*Astronomical Observation Template*, AOT):

- AOT S01: Hierbei wird ein Gitterspektrum über den kompletten Wellenlängenbereich des SWS von 2,38 bis 45,2 μm aufgenommen. Das Spektrum kann mit vier verschiedenen Durchstimmgeschwindigkeiten aufgenommen werden. Die gewählte Geschwindigkeit bestimmt die Empfindlichkeit und die spektrale Auflösung. Die Beobachtungszeit für die vier Geschwindigkeiten beträgt in etwa 1/4, 1/2, 1 und 2 Stunden. Die spektrale Auflösung wird für das komplette Spektrum auf etwa 1/8, 1/8, 1/4 und 1/2 im Vergleich zur maximal möglichen spektralen Auflösung (siehe Tabelle 3.1) verringert.
- AOT S02: Hierbei werden einzelne Spektrallinien mit benachbartem Kontinuum über einen Bereich von $\Delta\lambda/\lambda c \approx 1500 \text{ km s}^{-1}$ mit der vollen spektralen Auflösung beobachtet. Beobachtungen im SW- und LW-Kanal werden nach Möglichkeit gleichzeitig ausgeführt.
- AOT S06: In diesem Beobachtungsmodus werden größere Wellenlängenbereiche bei voller spektraler Auflösung aufgenommen.
- AOT S07: Hierbei wird ein Fabry-Perot-Spektrum aufgenommen. Das Gitter des LW-Kanals dient zum Filtern der verschiedenen Ordnungen des Fabry-Perots, während das Gitter des SW-Kanals parallel Gitterspektren aufnehmen kann.

In jedem dieser AOT's werden Dunkelstrommessungen in regelmäßigen Abständen, z. B. bei jedem Aperturwechsel oder zwischen verschiedenen Linienspektren, durchgeführt. Eine Messung an internen Kalibrationsquellen wird am Ende der AOT's durchgeführt, um mögliche Langzeitschwankungen der Empfindlichkeit zu erkennen.

3.1.5 Kalibration und Datenreduktion

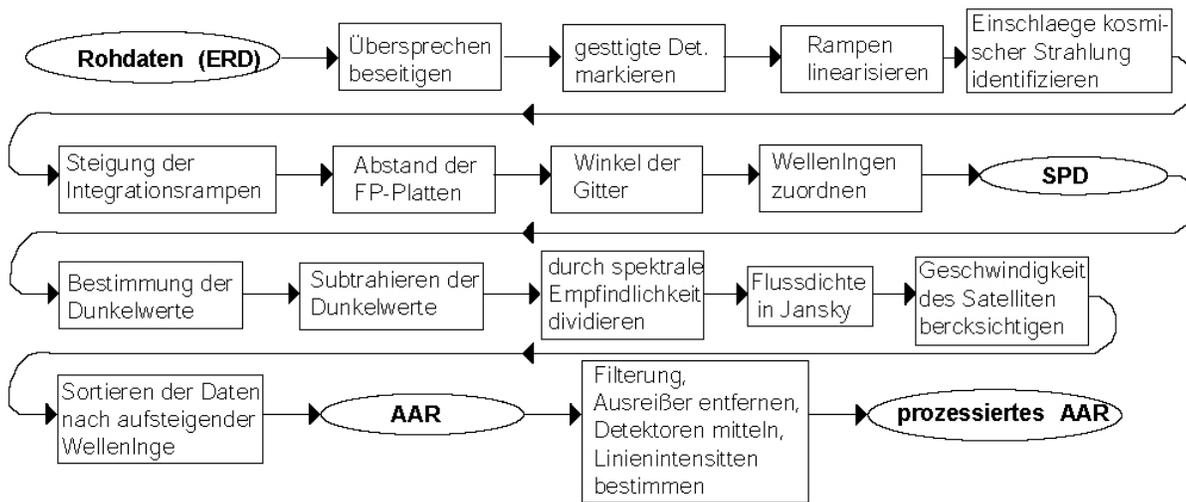


Abbildung 3.3: Flussdiagramm der verschiedenen Schritte zur Datenreduktion von den Edited Raw Data (ERD) über die Standard Processed Data (SPD) bis zum Auto Analysis Result (AAR) bzw. dem prozessierten AAR.

Die Standard-Datenreduktion besteht aus einer Reihe von Schritten, die in Abbildung 3.3 dargestellt sind. Der Prozess startet mit den Rohdaten (ERD: Edited Raw Data). Diese bestehen aus digitalen Signalen, die aus 24 Ausleseschritten pro Sekunde und Detektor gewonnen wurden. In den ersten Schritten wird ein Übersprechen von benachbarten Detektoren beseitigt, Detektoren markiert, die gesättigt sind und die Integrationsrampen der Detektoren (analog zu Abbildung 2.20) linearisiert. Anschließend werden mögliche Einschläge von Teilchen der kosmischen Strahlung (Glitches) identifiziert und an die Integrationsrampen Steigungen angepasst. Diese Steigungen sind ein direktes Maß für die auf die Detektoren treffenden Flüsse und haben die Einheit Vs^{-1} . Anschließend wird für das Gitterspektrometer der Winkel des Gitters bzw. für das Fabry-Perot Interferometer der Abstand der teildurchlässigen Spiegel in Wellenlängen umgerechnet. Der resultierende Datensatz (SPD: Standard Processed Data) besitzt für jeden Detektor und für jeden Auslesezyklus, bestehend aus einer Integrationsrampe mit anschließendem Reset-Impuls, eine Steigung in Vs^{-1} und eine Wellenlänge in μm . Zusätzlich sind dem Datensatz Informationen über instrumentelle Einstellungen und die Datenqualität zugeordnet.

Der Erzeugung der SPD schließt sich die Bestimmung des Dunkelstroms an. Hierzu wird für jede Dunkelstrommessung, bestehend aus einer Reihe von Datenpunkten, der Mittelwert gebildet. Aus zwei benachbarten so bestimmten Mittelwerten am Anfang und Ende eines

Durchstimmintervalls wird schließlich der Dunkelwert entweder als weiterer Mittelwert oder durch Interpolation gebildet. Dieser wird anschließend von den Datenwerten subtrahiert. In einem weiteren Schritt muss die spektrale Empfindlichkeit des Instrumentes berücksichtigt werden. Diese ergibt sich aus der spektralen Empfindlichkeit der verwendeten Detektoren und der spektralen Transmission des Instrumentes. In den Detektoren oder Filtern kommt es ferner zu wellenlängenabhängigen Interferenzeffekten (Fringe), wodurch die Empfindlichkeitskurve moduliert wird. Dieser Modulation wird an dieser Stelle ebenfalls Rechnung getragen (siehe jedoch unten). Danach lassen sich dann die Flüsse von instrumentellen Einheiten (Vs^{-1}) in die astronomische Einheit *Jansky* (Jy, $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}$) umrechnen. Nach Berücksichtigung der Geschwindigkeit des Satelliten und Sortierung der Daten nach aufsteigender Wellenlänge erhält man schließlich das Endprodukt der Standard Datenreduktion (AAR: Auto Analysis Result).

Diesem schließen sich in der Regel noch weitere Schritte, wie eine Filterung entsprechend der spektralen Auflösung des Instrumentes, ein Eliminieren von „Ausreißern“ und eine Mittelwertbildung der Signale der 12 Detektoren (im Gitterbetrieb) an.

Die im Vorangegangenen skizzierte Standard-Datenreduktion kann in einer automatisierten Weise (OLP: Off Line Processing) geschehen. Jedoch ist es an einigen Stellen sinnvoll, die einzelnen Schritte manuell durchzuführen, da man hierbei die Zwischenresultate begutachten und aktiv in die Datenreduktion eingreifen kann. Die Daten, die hier vorgestellt werden, wurden ausgehend vom SPD-Stadium mit einer Kombination von OLP- und interaktiven Routinen reduziert.

Die spektrale Empfindlichkeitskurve und Interferenzen

Wie bereits beschrieben berücksichtigt die spektrale Empfindlichkeitskurve die wellenlängenabhängigen Interferenzstrukturen (Fringe), die durch konstruktive bzw. destruktive Interferenz im Detektormaterial oder den Filtern auftreten. Im bestimmten Maße ist jedes Band davon betroffen, jedoch wirken sich die Interferenzstrukturen in Band 3 besonders drastisch aus. Idealerweise müssten sich diese durch Division der Daten mit der spektralen Empfindlichkeitskurve entfernen lassen. In Abhängigkeit vom Ort der Quelle in der Eingangsapertur und der Ausdehnung der Quelle, kann sich das Interferenzmuster jedoch auf der Wellenlängenskala verschieben. In einem solchen Fall ist dann eine manuelle Entfernung der Fringe entweder im SPD- oder im AAR-Stadium nötig.

Fluss- und Wellenlängenkalibration

Flusskalibration Photometrisch wird das SWS hauptsächlich mit Hilfe von Referenzsternen bekannter Helligkeit kalibriert. Ausführlich ist dies beschrieben in [Schaeidt et al. \(1996\)](#); [Leech et al. \(2000\)](#).

Die Genauigkeit der Flussbestimmung ist durch folgende Faktoren limitiert:

- Die spektrale Energieverteilung (SED) der astronomischen Quellen, die zur Flusskalibration verwendet werden, ist nur mit einer Genauigkeit von 4 bis 10 % bekannt.
- Die Genauigkeit, mit der der Satellit auf das Objekt gerichtet ist, kann insbesondere bei Punktquellen die Transmission des Instrumentes und damit die Flussbestimmung stark beeinflussen. Dies ergibt sich aus der bereits erwähnten Abnahme der Transmission für Quellen am Rand der jeweiligen Eintrittsapertur (siehe Abschnitt [3.1.3](#)).

- Sogenannte Memoryeffekte nach der Beobachtung heller Quellen oder durch Einschlag kosmischer Strahlen können die Flussgenauigkeit verringern.
- Die Genauigkeit der Dunkelstrommessung geht direkt in die Genauigkeit der Flussbestimmung ein.

Der Fehler der Flussbestimmung wird für jedes der 12 Bänder des Gitterspektrometers bei einer bestimmten „Schlüsselwellenlänge“ bestimmt. Diese wird jeweils so gewählt, dass die Detektoren dort ihre maximale Empfindlichkeit haben und die Spektren der gewählten Referenzsterne bei diesen Wellenlängen relativ glatt sind. Dabei ergibt sich für die Bänder 1A bis 1E ein relativer Fehler von 5 %, für die Bänder 2A und 2B von 7 %, für die Bänder 2C bis 3C von 11 %, für Band 3D von 12 %, für Band 3E von 20 % und für Band 4 von 30 % (Leech et al., 2000). Die Flussgenauigkeit im Fabry-Perot-Modus ergibt sich aus dem Wert im Gitter-Modus bei gegebener Wellenlänge plus etwa 20 %.

Wellenlängenkalibration Vor dem Start wurde die Wellenlänge mittels Gaszellen, Lasern und internen Fabry-Perot Interferometern mit festem Plattenabstand kalibriert (Valentijn et al., 1996). In der Umlaufbahn wurde die endgültige Kalibration der beiden Kanäle des Gitterspektrometers an Hand von wohlbekanntem Emissionslinien von Planetarischen Nebeln durchgeführt. Für die Fabry-Perot Interferometer wird die Kalibrationsmessung an astronomischen Objekten nur zur Bestätigung der bodengebundenen Messungen verwendet.

Für den SW-Teil des Gitterspektrometers wird die Wellenlängengenauigkeit zu $\lambda/5000 - \lambda/12000$ und für den LW-Teil zu $\lambda/8000 - \lambda/16000$ bestimmt und beträgt damit etwa 10 bis 20 % eines Auflösungselementes. Für beide Fabry-Perot Interferometer beträgt die Wellenlängengenauigkeit etwa $\lambda/10^5$.

Kapitelzusammenfassung

In diesem Kapitel wurde zunächst der ISO-Satellit mit seinen Instrumenten beschrieben. Etwas ausführlicher wurde auf das SWS-Instrument und die Reduktion der Beobachtungsdaten eingegangen.

Kapitel 4

H₂ im interstellaren Medium

4.1 Einleitung

Molekularer Wasserstoff stellt die Hauptkomponente des interstellaren Mediums (ISM) in unserer Galaxie dar. Er befindet sich im Innern von dichteren Molekülwolken, geschützt vor der dissoziierenden und ionisierenden Strahlung der Sterne. Diese Molekülwolken sind der Ort, in dem sich Sterne bilden.

Aufgrund seiner Häufigkeit ist molekularer Wasserstoff für den Wärmehaushalt von Molekülwolken von großer Bedeutung, da H₂ einerseits durch die Emission von Spektrallinien selbst zur Kühlung beiträgt. Andererseits ist H₂ durch seine Omnipräsenz für die Chemie im interstellaren Medium von überragender Bedeutung. So entstehen unter Mitwirkung des H₂-Moleküls eine Reihe von anderen Molekülen, die ihrerseits durch Emission von Spektrallinien zur Kühlung der Molekülwolken beitragen. Eine solche Kühlung ist von essentieller Bedeutung für den Sternentstehungsprozess: Durch Abstrahlung von Energie in Form von Spektrallinien und von Kontinuumsmission von Staubteilchen kann im Anfangsstadium des gravitativen Kollapses einer Molekülwolke verhindert werden, dass sich diese zu stark aufheizt, was ein weiteres Kontrahieren der Molekülwolke verhindern würde. Molekularer Wasserstoff spielt also eine aktive Rolle bei der Sternentstehung und dient andererseits als wichtiges diagnostisches Hilfsmittel zum Studium des Sternentstehungsprozesses.

Obwohl lange vermutet wurde, dass molekularer Wasserstoff sehr häufig ist, hat dessen Detektion recht lange auf sich warten lassen. Dies ist zum einen darin begründet, dass die elektrischen Dipolübergänge der Lyman- und Wernerbänder zwischen dem untersten elektronischen Niveau X ¹Σ_g und den nächsthöheren elektronischen Niveaus B ¹Σ_u und C ¹Π_u (siehe Abbildung 4.1 links) im ultravioletten Spektralbereich liegen und nicht von der Erde aus beobachtet werden können. So war es erst Anfang der 80er Jahre mit Raketenexperimenten bzw. dem UV-Satelliten *Copernicus* möglich, Absorptionslinien dieser Übergänge in Richtung von Sternen des lokalen interstellaren Mediums zu detektieren (Carruthers, 1970; Smith, 1973; Spitzer et al., 1973).

Zum anderen sind Übergänge zwischen verschiedenen Vibrations- und Rotationsniveaus innerhalb des elektronischen Grundzustandes im infraroten Spektralbereich (siehe Abbildung 4.1 rechts) nur als elektrische Quadrupolübergänge möglich und daher mit Übergangswahrscheinlichkeiten A_{ul} von $10^{-10} - 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ äußerst schwach. Dies ist in der homonuklearen Natur und dem daher fehlenden permanenten elektrischen Dipolmoment des H₂-Moleküls begründet. Aufgrund der geringen Infrarot-Transmission der Erdatmosphäre sind darüber hinaus viele dieser Linien vom Erdboden aus nicht zu beobachten. Jedoch bieten einige der im nah-infrarot liegenden Rotations-Vibrationslinien die Möglichkeit, diese durch atmosphärische Fenster mit

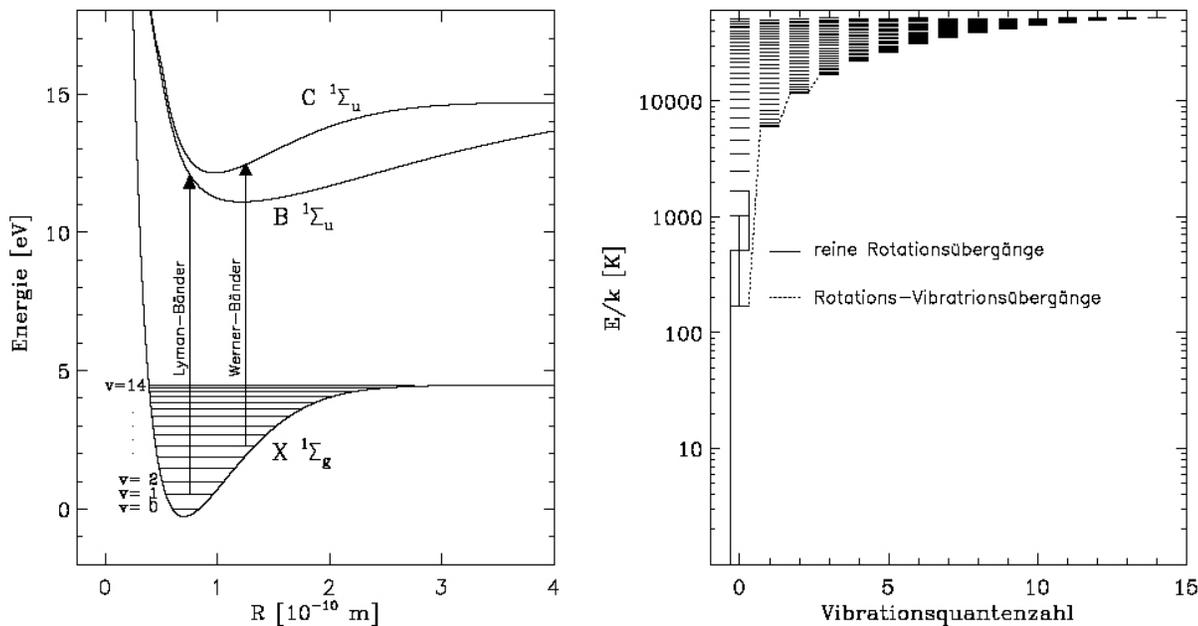


Abbildung 4.1: Links: Elektronische Energieniveaus des H₂-Moleküls. Für den elektronischen Grundzustand (X ¹Σ_g) sind die Vibrationsniveaus v = 0 bis v = 14 eingezeichnet. Übergänge zwischen Vibrations- und Rotationsniveaus des elektronischen Grundzustandes mit solchen des ersten angeregten elektronischen Niveaus (B ¹Σ_u) bilden die Lyman-Bänder. Übergänge zwischen den entsprechenden Zuständen des elektronischen Grundzustandes und dem zweiten angeregten Niveau (C ¹Σ_u) bilden die Werner-Bänder. (J. Schäfer, priv. Kommunikation) Rechts: Aufspaltung der Vibrationsniveaus des elektronischen Grundzustandes in die einzelnen Rotationsniveaus.

bodengebundenen Teleskopen zu beobachten. Dies ist 1976 erstmalig zwei Gruppen durch die Beobachtung der Molekülwolken OMC-1 und NGC 7027 gelungen (Gautier et al., 1976; Treffers et al., 1976). Bereits 2 Jahre später gewannen Beckwith et al. (1978) die erste Karte von OMC-1 im Licht einer H₂-Linie, der 1–0 S(1)-Linie bei 2,12 μm. Dies war der Auftakt einer ganzen Reihe von Detektionen der Rotations- und Rotations-Vibrationslinien des molekularen Wasserstoffs. Mit dem ISO-SWS konnten schließlich H₂-Linien erstmalig über einen Wellenlängenbereich von 2,4 bis 28 μm ohne die störenden Effekte der Erdatmosphäre mit einem Instrument beobachtet werden.

Während für elektrische Dipolstrahlung nur Übergänge, bei denen sich die Rotationsquantenzahl J um $\Delta J = \pm 1$ ändert, möglich sind, gilt für elektrische Quadrupolstrahlung die Auswahlregel $\Delta J = 0, \pm 2$. Die Vibrationsquantenzahl v kann sich dabei beliebig ändern, wenngleich Übergänge mit einer kleinen Veränderung von v wahrscheinlicher sind (Turner, Kirby-Docken & Dalgarno, 1977). Übergänge mit $\Delta J = 0$ werden als Q-Übergänge, mit $\Delta J = 2$ als O-Übergänge und mit $\Delta J = -2$ als S-Übergänge bezeichnet. Zur Bezeichnung eines bestimmten Überganges wird dem jeweiligen Akronym in Klammern die Rotationsquantenzahl des Endzustandes nach bzw. die Vibrationsquantenzahl des Anfangs- und Endzustandes vorangestellt. Zum Beispiel wird ein Übergang vom Niveau $v_u = 1, J_u = 2$ zu einem Niveau $v_l = 0, J_l = 0$ mit 1–0 S(0) bezeichnet.¹ Übergänge zwischen verschiedenen Vibrations- und

¹Die Indizes u und l der Vibrations- und Rotationsniveaus stehen für den jeweiligen oberen (upper) und

Rotationsniveaus heißen Rotations-Vibrationsübergänge, solche ohne Änderung der Vibrationsquantenzahl reine Rotationsübergänge (siehe Abbildung 4.1).

4.2 Bildung von molekularem Wasserstoff

Der einfachste Prozess zur Bildung von H_2 ist die strahlende Assoziation zweier Wasserstoffatome. Zwei H-Atome im elektronischen Grundzustand bilden dabei ein Wasserstoffatom in einem Kontinuumszustand des elektronischen Grundzustandes $X^1\Sigma_g$. Dieser müsste, bevor das gebildete Molekül wieder dissoziiert, in einen diskreten Rotations-Vibrationszustand dieses elektronischen Grundzustandes zerfallen, was jedoch aufgrund der kleinen Übergangswahrscheinlichkeiten sehr unwahrscheinlich ist und damit nur vernachlässigbar zur H_2 -Bildung beitragen kann. Ist jedoch eines der beiden Wasserstoffatome in einem angeregten Zustand, so wäre die Bildung eines H_2 -Moleküls in einem angeregten elektronischen Zustand, der mit großer Wahrscheinlichkeit zerfallen kann, möglich. Der Anteil von Wasserstoffatomen in angeregten Zuständen ist jedoch so gering, dass auch dieser Prozess vernachlässigt werden kann.

Andere Möglichkeiten zur Bildung von molekularem Wasserstoff erfordern neben der Anwesenheit zweier Wasserstoffatome noch ein drittes Teilchen, welches einen Teil der freiwerdenden Bindungsenergie davonträgt. Dieses kann z. B. ein Elektron ($H^- + H \rightarrow H_2 + e$) oder ein anderes Atom (z. B. $CH + H \rightarrow H_2 + C$) sein. Als dominant wird allgemein die Bildung von H_2 -Molekülen auf Staubteilchen angenommen (McCrea & McNally, 1960; Gould & Salpeter, 1963; Spitzer, 1976), jedoch können die anderen Prozesse unter bestimmten Bedingungen, wie z. B. bei hohen Dichten oder in der Frühphase des Universums, als sich noch keine Staubteilchen gebildet hatten, von Bedeutung sein.

Bei der Bildung von H_2 auf Staubteilchen wird ein Wasserstoffatom zunächst von dem Staubkorn adsorbiert. Zur Bildung von molekularem Wasserstoff kann es nun kommen, wenn ein zweites Wasserstoffatom aus der Gasphase kommend entweder direkt (Eleay-Redeal-Mechanismus) mit dem adsorbierten ersten Wasserstoffatom oder nach Adsorption und Driften über die Staubkornoberfläche (Langmuir-Hinshelwood-Mechanismus) reagiert. Ein Teil der hierbei frei werdenden Bindungsenergie von $\approx 4,5$ eV wird benötigt, um das Bindungspotential des Staubteilchens zu überwinden. Der Rest verteilt sich auf kinetische Energie, Rotations- und Vibrationsenergie des entstandenen H_2 -Moleküls. Das entstandene Molekül befindet sich also in einem angeregten Zustand. Die genaue Aufteilung dieser Anregungsenergie auf Rotations- und Vibrationsenergie ist unbekannt und Gegenstand experimenteller (Williams et al., 2000) sowie theoretischer (Takahashi, Masuda & Nakaoka, 1999) Forschung.

4.3 Ortho- und Para- H_2

Die Wasserstoffatome, aus denen sich H_2 -Moleküle bilden, besitzen als Kern jeweils ein Proton mit einem Drehimpuls $s = 1/2$. Die beiden Kerndrehimpulse können entweder zu einem Gesamtkerndrehimpuls $S = 1$ (Kerndrehimpulse parallel) mit einem statistischen Gewicht $g_s = 2S + 1 = 3$ oder $S = 0$ (Kerndrehimpulse antiparallel) mit $g_s = 2S + 1 = 1$ koppeln. H_2 mit $S = 1$ wird *Ortho- H_2* , jenes mit $S = 0$ *Para- H_2* genannt. Aus Symmetrieüberlegungen folgt, dass Energieniveaus mit ungeraden Rotationsquantenzahlen J zum Ortho- H_2 und

unteren (lower) Zustand eines Überganges und sind nicht zu verwechseln mit den Indizes u (ungerade) und g (gerade) der elektronischen Niveaus, die sich auf die Symmetrieeigenschaften der entsprechenden Zustände beziehen.

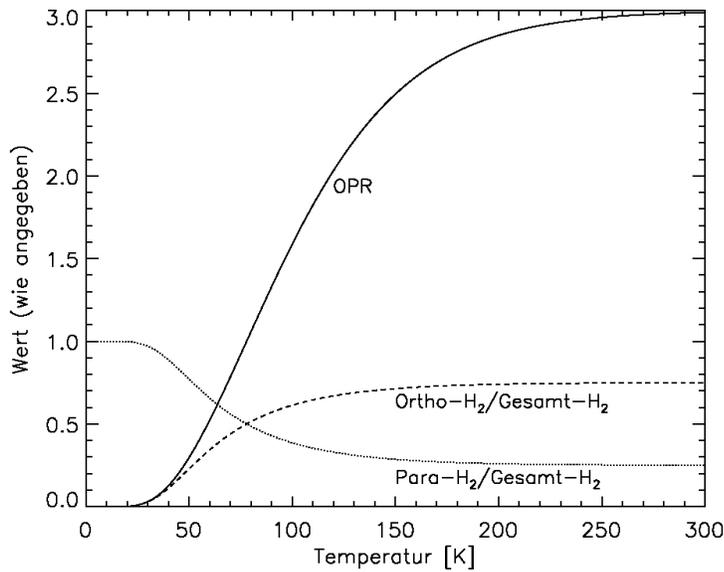


Abbildung 4.2: Ortho-Para-Verhältnis (OPV) im thermischen Gleichgewicht als Funktion der Temperatur gemäß Gleichung 4.1 (durchgezogene Linie) bzw. der Anteil von Ortho- (gestrichelte Linie) oder Para-H₂ (gepunktete Linie) am gesamten molekularen Wasserstoff

solche mit geraden J zum Para-H₂ gehören. Strahlende Übergänge zwischen Ortho- und Para-Wasserstoff sind quantenmechanisch strikt verboten. Für die elektrischen Quadrupolübergänge des elektronischen Grundzustandes wird dies durch die Auswahlregel $\Delta J = 0, \pm 2$ erreicht. Da die Zuordnung von geraden und ungeraden J zu Para- und Ortho-Wasserstoff nur innerhalb eines elektronischen Niveaus gilt, wird bei den elektrischen Dipolübergängen mit $\Delta J = \pm 1$ zwischen dem elektronischen Grundzustand $X^1\Sigma_g$ und den angeregten elektronischen Zuständen $B^1\Sigma_u$ und $C^1\Sigma_u$ das Ortho-Para-Konversionsverbot nicht verletzt. Beim anschließenden Zerfall geht das angeregte Elektron wieder per elektrischem Dipolübergang in den elektronischen Grundzustand über. Die An- und Abregung erfolgt unter zweifacher Änderung von J um ± 1 , für den gesamten Prozess gilt dann also $\Delta J = 0, \pm 2$. Die Spektren von Ortho- und Para-Wasserstoff sind daher völlig unabhängig voneinander. Im Allgemeinen wird angenommen, dass sich H₂ mit einem Ortho-zu-Para-Verhältnis (OPV) von 3:1 entsprechend den statistischen Gewichten bildet. Das OPV ist jedoch temperaturabhängig und kann durch verschiedene Prozesse von diesem ursprünglichen Wert abweichen. Im thermischen Gleichgewicht ist beispielsweise der Anteil des Para-H₂ am gesamten molekularen Wasserstoff $f(p)$ gegeben durch:

$$f(p) = \frac{\sum_{J \text{ gerade}} g(J) e^{-E_J/kT}}{\sum_{J \text{ ungerade}} g(J) e^{-E_J/kT} + \sum_{J \text{ gerade}} g(J) e^{-E_J/kT}} \quad (4.1)$$

Das gesamte statistische Gewicht $g(J)$ ist dabei durch das Produkt des Beitrages der Kerne g_S und dem der Elektronen g_J gegeben:

$$\begin{aligned} g(J) = g_S g_J = (2S + 1)(2J + 1) &= 2J + 1 && \text{Für Para-H}_2 \\ &= 3(2J + 1) && \text{Für Ortho-H}_2 \end{aligned}$$

Der Anteil des Ortho-H₂ am gesamten molekularen Wasserstoff $f(o)$ ergibt sich auf analoge

Weise. Abbildung 4.2 zeigt die so berechneten Anteile bzw. das OPV in Abhängigkeit von der Temperatur. Oberhalb von etwa 200 K nimmt das OPV den Gleichgewichtswert von 3 an. Bei niedrigen Temperaturen nimmt das Verhältnis jedoch schnell ab, wobei für Temperaturen $T \leq 30$ K nahezu der gesamte Wasserstoff in der Para-Form vorliegt. Folgende Prozesse können das OPV entsprechend dem jeweiligen Gleichgewichtszustand verändern:

- Chemische Reaktionen mit H^+ und H_3^+ transformieren Ortho- in Para- H_2 mit einem Ratenkoeffizienten von etwa $3 \times 10^{-10} f(p) \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (Dalgarno, Black & Weisheit, 1973).
- Analog können Reaktionen mit atomarem Wasserstoff eine OPV-Konversion induzieren. Jedoch besitzt diese Reaktion eine Aktivierungsbarriere. Burton, Hollenbach & Tielens (1992) haben den entsprechenden Ratenkoeffizienten zu $1,6 \times 10^{-11} e^{-3200 \text{ K}/T} f(p)$ abgeschätzt.
- Weiterhin kann eine Veränderung des OPV auf der Oberfläche von Staubteilchen zustande kommen. Die Wechselwirkung des nuklearen Spins des H_2 -Moleküls mit dem inhomogenen magnetischen Feld, welches von paramagnetischen Verunreinigungen mit ungepaarten Elektronen, Radikalen oder Gitterdefekten im Staubteilchen verursacht wird, kann in einer Spin-Konversion des H_2 -Moleküls resultieren (Tielens & Allamandola, 1987). Die Verweildauer des H_2 -Moleküls auf dem Staubteilchen ist groß genug, dass es über die gesamte Oberfläche des Staubteilchen diffundiert. Die genannten Wechselwirkungen sorgen dann für eine Einstellung des OPV gemäß Gleichung 4.1 entsprechend der Temperatur des Staubteilchens. Die Konversionsrate ist dann durch die Akkretionsrate von H_2 auf Staubteilchen zu $8 \times 10^{-17} (T/300 \text{ K})^{0,5} f(p)$ gegeben.
- Falls auf Staubkörnern gebildete H_2 -Moleküle die Staubkörner nicht sofort verlassen, sondern eine bestimmte Zeit auf der Oberfläche diffundieren und auf die zuvor genannte Weise Ortho-Para-Konversionen durchführen, könnte sich das H_2 -OPV von dem erwarteten Wert von 3 entsprechend der Temperatur der Staubteilchen (Gleichung 4.1) verändern.

In Photodissoziationsregionen (PDRs, siehe Kapitel 4.5.1) muss das OPV des gesamten molekularen Wasserstoffs von dem in angeregten Vibrationszuständen unterschieden werden (Sternberg & Neufeld, 1999). So kann das OPV des gesamten H_2 für $T \geq 200$ K den Gleichgewichtswert von 3 annehmen. Jedoch können angeregte Vibrationsniveaus, aufgrund der Anregung über optisch dicke Absorptionslinien beim UV-Pumpen (siehe Kapitel 4.4) und der daraus resultierenden effizienteren Anregung der Para-Zustände, je nach Teilchendichte und Intensität des FUV-Strahlungsfeldes Werte sowohl kleiner als auch größer als 3 annehmen (Sternberg & Neufeld, 1999; Draine & Bertoldi, 1996; Black & van Dishoeck, 1987).

Trifft ein Schock auf eine zuvor kalte Molekülwolke ($T \leq 50$ K) mit nahezu dem gesamten molekularen Wasserstoff in der Paraform, so nimmt das OPV bei Temperaturerhöhungen auf $T \geq 200$ K im Gleichgewicht einen Wert von 3 an. Wie schnell dieser Gleichgewichtswert erreicht wird, hängt von der Geschwindigkeit der genannten Prozesse zur OPV-Konversion ab. Beispielsweise bleibt das OPV für C-Schocks (siehe Kapitel 4.5.2) mit Schockgeschwindigkeiten $v_s \leq 20 \text{ km s}^{-1}$ für Prä-Schock-Dichten $n \leq 10^3 \text{ cm}^{-3}$ bzw. mit Schockgeschwindigkeiten $v_s \leq 25 \text{ km s}^{-1}$ für höhere Prä-Schock-Dichten kleiner als der Gleichgewichtswert von 3 bzw. mag sich sogar kaum von seinem ursprünglichen Wert verändert haben (Timmermann, 1998). Neufeld, Melnick & Harwit (1998) haben beispielsweise für das Herbig-Haro-Objekt HH 54 ein OPV von 1,2 gemessen. Die gemessenen H_2 -Linien deuten auf eine Temperatur von etwa 650 K hin. Da für diese Temperatur der Gleichgewichtswert für das OPV 3 beträgt (siehe Abbildung 4.2), liegt die Vermutung nahe, dass der gemessene Wert die anfänglich viel geringere Temperatur

der Wolke widerspiegelt. Unter Verwendung des Modells von [Timmermann \(1998\)](#) konnten [Neufeld, Melnick & Harwit \(1998\)](#) das gemessene OPV verwenden, um eine obere Grenze für die Dauer der warmen Phase von etwa 5000 Jahren zu bestimmen.

4.4 Anregung von Vibrations- und Rotationsniveaus

Wie aus [Abbildung 4.1](#) ersichtlich, sind für eine merkliche thermische Anregung des H₂-Moleküls durch Stöße Temperaturen von mehreren hundert bis tausend Kelvin erforderlich. Folgende Mechanismen können zu einer Erwärmung von Molekülwolken führen:

- Kosmische Strahlen können in Abwesenheit anderer Mechanismen das Innere von dunklen Wolken auf etwa 10 K erwärmen.
- Ist eine Molekülwolke von einem Magnetfeld durchsetzt, so sind die geladenen im Gegensatz zu den neutralen Teilchen an das Magnetfeld gekoppelt. Bewegt sich dieses Magnetfeld und damit auch die geladenen Teilchen z. B. in Schocks oder kollabierenden Molekülwolken relativ zur neutralen Komponente, so führen die hierbei auftretenden Kollisionen zwischen den geladenen und neutralen Teilchen zu einer Erwärmung des Gases. Diesen Mechanismus nennt man *ambipolare Diffusion*.
- Hochenergetische Röntgen- und Gammastrahlen können tief in Molekülwolken eindringen und zu einer Photoionisation von Atomen und Molekülen führen. Die kinetische Energie der Photoelektronen wird durch Stöße mit Gasteilchen in Wärmeenergie des Gases überführt.
- Fern-Ultraviolett-Photonen (FUV, $6 \text{ eV} \leq h\nu \leq 13,6 \text{ eV}$) erwärmen das Gas einerseits durch den photoelektrischen Effekt an Staubteilchen und PAHs. Hierbei wird bei inelastischen Stößen der Photoelektronen mit Gasteilchen die kinetische Energie der Photoelektronen auf das Gas übertragen, welches sich hierdurch erwärmt. Etwa 0,1 bis 1 % der von den Staubteilchen und PAHs aufgenommenen FUV-Energie wird dabei in Wärmeenergie des Gases umgewandelt ([Hollenbach & Tielens, 1999](#)). Außerdem führt das weiter unten diskutierte UV-Pumpen zu einer erhöhten Besetzung von angeregten Vibrations- und Rotationsniveaus des elektrischen Grundzustandes von H₂. In Molekülwolken mit Teilchendichten $n \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$ tragen abregende Stöße von Gasteilchen mit den angeregten H₂-Molekülen, bevor der angeregte Zustand strahlend zerfallen kann, merklich zur Erwärmung bei.
- Schließlich können Schockwellen infolge einer Kollision von Gaswolken zu einer Erhöhung der Gastemperatur führen.

Im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) ist die Besetzung der Energieniveaus durch Stöße dominiert, und die Dichte $n(v, J)$ von H₂-Molekülen in einem bestimmten Energieniveau $E(v, J)$ ist durch die Boltzmann-Verteilung gegeben:

$$n(v, J) = n_{\text{H}_2, \text{tot}} g(J) \frac{e^{-E(v, J)/kT}}{\sum_{v', J'} g(J') e^{-E(v', J')/kT}} \quad (4.2)$$

T entspricht hier der kinetischen Temperatur des Gases. Eine Besetzung gemäß [Gleichung 4.2](#) wird als *thermisch* bezeichnet. Ob eine solche thermische Besetzung vorliegt, hängt von der *kritischen Dichte*

$$n_{\text{krit}} := \frac{\sum_l A_{ul}}{\sum_l C_{ul}} \quad (4.3)$$

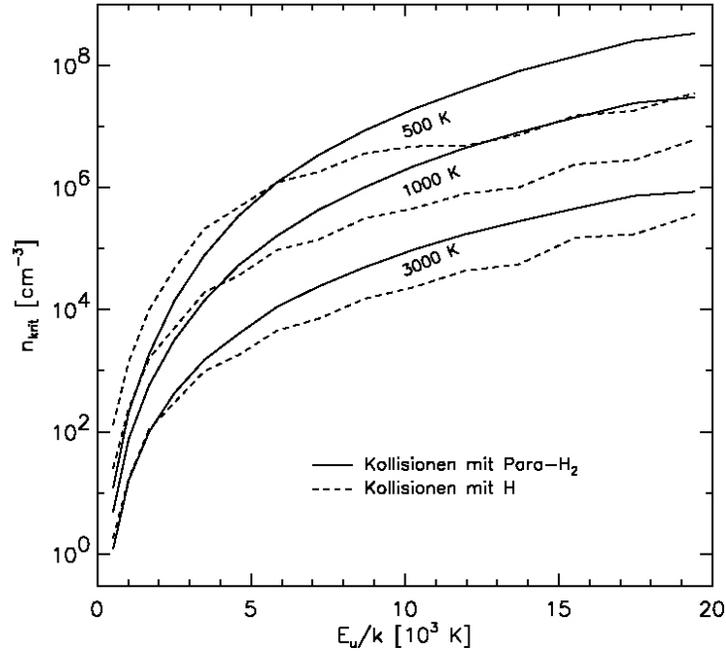


Abbildung 4.3: Kritische Dichten der $v = 0$ -Zustände von H_2 als Funktion der Energie des Niveaus dividiert durch k für Stöße von H_2 mit Para- H_2 und H . Die kritische Dichte ist das Verhältnis der Summe der Wahrscheinlichkeiten für Strahlungs- und Stoßübergänge von einem Energieniveau zu allen tiefer gelegenen gemäß Gleichung 4.3. Verwendet wurden Strahlungsübergangswahrscheinlichkeiten von Turner, Kirby-Docken & Dalgarno (1977) und Stoßübergangswahrscheinlichkeiten von Le Bourlot, Pineau des Fôrets & Flower (1999).

ab.² Hierbei sind A_{ul} und C_{ul} die Wahrscheinlichkeiten für strahlende und durch Stöße verursachte Übergänge von einem oberen Energieniveau u zu einem unteren l . Eine thermische Besetzung stellt sich ein, wenn die Dichte an Stoßpartnern n_{koll} groß gegen die kritische Dichte ist. In Abbildung 4.3 ist die nach Gleichung 4.3 für Rotationszustände $0 \leq J \leq 16$ des Vibrationsgrundzustandes $v = 0$ berechnete kritische Dichte von H_2 für Stöße mit Para- H_2 und mit H bei verschiedenen kinetischen Gastemperaturen als Funktion der Energie des jeweiligen Zustandes dividiert durch die Boltzmann-Konstante k dargestellt. Während für tiefliegende Energieniveaus $E(v, J)/k \leq 3000$ K Dichten $n_{\text{koll}} \geq 10^3 - 10^5$ cm^{-3} für eine thermische Besetzung erforderlich sind, werden für Energieniveaus $E(v, J)/k \geq 15000$ K selbst für kinetische Temperaturen von 3000 K Dichten $n_{\text{koll}} \geq 10^6$ cm^{-3} benötigt. Bei typischen Gasdichten im ISM von $10^2 - 10^6$ cm^{-3} werden daher lediglich die unteren Energieniveaus von H_2 thermisch besetzt sein. Die höheren hingegen sind in der Regel *subthermisch* besetzt, und Gleichung 4.2 ist nicht mehr anwendbar. Um einen gemeinsamen Ausdruck für die Besetzung aller Energieniveaus zu bekommen, wird die *Anregungstemperatur* T_{ex} mit

$$n(v, J) = n_{H_2, \text{tot}} g(J) \frac{e^{-E(v, J)/kT_{\text{ex}}(v, J)}}{\sum_{v', J'} g(J') e^{-E(v', J')/kT_{\text{ex}}(v', J')}} \quad (4.4)$$

²In der Regel ist die kritische Dichte für einen bestimmten Übergang als $n_{\text{krit}} = \frac{A_{ul}}{C_{ul}}$ definiert. Will man jedoch eine Aussage machen, ob ein gegebenes Energieniveau thermisch besetzt ist, so müssen *alle* abregenden Strahlungs- und Stoßübergänge berücksichtigt werden.

eingeführt. Gleichung 4.4 gilt nun auch für eine subthermische Besetzung. Die Anregungstemperatur entspricht nur im Fall einer thermischen Besetzung der kinetischen Gastemperatur T und weicht bei einer subthermischen Besetzung von dieser ab. Da sich die kritische Dichte für die einzelnen Energieniveaus voneinander unterscheidet (siehe Abbildung 4.3), sind diese Niveaus bei gegebener Gasdichte auch in verschiedenem Maße subthermisch besetzt, so dass T_{ex} eine Funktion von ν und J ist.

Daneben ist die Anregung durch einen nichtthermischen Mechanismus wie die Bevölkerung von angeregten Energieniveaus durch Bildung von H_2 (Bildungs-Pumpen) und durch UV-Pumpen möglich. Unter letzterem versteht man die Anregung eines H_2 -Moleküls in einen höheren elektronischen Zustand ($\text{B } ^1\Sigma_{\text{u}}$ oder $\text{C } ^1\Sigma_{\text{u}}$) infolge der Absorption eines FUV-Photons. Nach weniger als 10^{-7} s geht das angeregte Elektron wieder in den elektronischen Grundzustand über. Etwa 10 bis 15 % dieser Übergänge finden in Vibrationszustände mit $\nu \geq 14$ statt, welche ungebunden sind und zur Dissoziation des Moleküls führen (Hollenbach & Tielens, 1999; Draine & Bertoldi, 1996). Die restlichen Übergänge erfolgen in diskrete Vibrations- bzw. Rotationsniveaus des elektronischen Grundzustandes mit $\nu < 14$. Diese kaskadieren mit Lebensdauern im Bereich $10^6 - 10^{10}$ s unter Emission von Fluoreszenzstrahlung in das unterste mögliche Rotationsniveau $J = 0$ für Para- H_2 und $J = 1$ für Ortho- H_2 des Vibrationsgrundzustandes. Das UV-Pumpen führt zu einer charakteristischen Besetzung der Energieniveaus, die sich von einer thermischen Besetzung stark unterscheidet. Die emittierten Spektrallinien spiegeln die Besetzung der Energieniveaus wieder und erlauben daher Rückschlüsse auf den Anregungsmechanismus.

4.4.1 Anregungsdiagramm

Aufgrund der kleinen Strahlungsübergangswahrscheinlichkeiten (Einstein'sche A-Koeffizienten) A_{ul} von H_2 sind die Rotations-Vibrationslinien in aller Regel optisch dünn. Aus der Strahlungstransportgleichung ergibt sich für die Intensität I einer optisch dünnen Spektrallinie:

$$I = \int_{\nu=0}^{\infty} d\nu \int_0^{s'} \epsilon_{\nu}^L ds \quad (4.5)$$

Dabei stellt s' die Ausdehnung der Gaswolke entlang der Sichtlinie dar. Für den Linienemissionskoeffizienten ϵ_{ν}^L gilt:

$$\epsilon_{\nu}^L = \frac{h\nu}{4\pi} A_{\text{ul}} \phi_{\nu} n(v_{\text{u}}, J_{\text{u}}) \quad (4.6)$$

Hierbei beschreibt ϕ_{ν} das Profil der Emissionslinie und besitzt die Eigenschaft $\int_0^{\infty} \phi_{\nu} d\nu = 1$. Damit gilt:

$$I = \frac{h\nu}{4\pi} A_{\text{ul}} \underbrace{\int_{\nu=0}^{\infty} \phi_{\nu} d\nu}_{=1} \underbrace{\int_0^{s'} n(v_{\text{u}}, J_{\text{u}}) ds}_{:=N(v_{\text{u}}, J_{\text{u}})} = \frac{h\nu}{4\pi} A_{\text{ul}} N(v_{\text{u}}, J_{\text{u}}) \quad (4.7)$$

$N(v_{\text{u}}, J_{\text{u}})$ ist hier die H_2 -Säulendichte in dem oberen Energieniveau. Die von der Quelle emittierte Intensität I wird auf dem Weg zum Beobachter durch Streuung und Absorption (Extinktion) durch interstellare Staubteilchen auf die beobachtete Intensität $I_{\text{obs}} = I \cdot 10^{-0,4 A_{\lambda}}$ abgeschwächt. A_{λ} gibt dabei die Größe dieser interstellaren Extinktion in Anlehnung der Defi-

nition der Größenklassen von Sternen in mag an.³ Ist A_λ bei der entsprechenden Wellenlänge λ bekannt, so lässt sich mit der beobachteten Linienintensität I_{obs} also die Säulendichte zu

$$N(v_u, J_u) = \frac{4\pi}{h\nu A_{\text{ul}}} I_{\text{obs}} 10^{0,4 A_\lambda} \quad (4.8)$$

bestimmen.

Als nützlich hat sich erwiesen, die so bestimmten Säulendichten durch die statistischen Gewichte $g(J_u)$ zu dividieren und als Funktion der Niveauenergie $E(v_u, J_u)/k$ in einem Anregungs- oder Boltzmann-Diagramm darzustellen. Wie sich mit Gleichung 4.4 erkennen lässt, ist die Steigung von $N(v_u, J_u)/g(J_u)$ in logarithmischer Darstellung proportional zu $-1/T_{\text{ex}}$. Für thermisch besetzte Energieniveaus erfährt man dadurch bei welcher Gastemperatur die Linienemission stattgefunden hat. Da dies besonders für die untersten Rotationsniveaus zutrifft, eignen sich diese als „Thermometer“. Da sie außerdem den größten Teil der H_2 -Masse beinhalten, ist die Bestimmung der Besetzung der untersten Rotationsniveaus besonders nützlich. Die Form der Verteilung der Säulendichten im Anregungsdiagramm lässt außerdem Rückschlüsse auf den Anregungsmechanismus zu (siehe Kapitel 4.5.1 und 4.5.2).

4.5 Schocks und Photodissoziationsregionen

Von den bisher diskutierten Mechanismen ist die Anregung durch FUV-Strahlung, wie sie in *Photodissoziationsregionen* (PDRs) vorkommt, und durch *Schocks* am wichtigsten. Insbesondere sind beide Mechanismen für die in dieser Arbeit behandelte Molekülwolke OMC-1 von Bedeutung. Im Folgenden werden diese daher detaillierter diskutiert.

4.5.1 Photodissoziationsregionen

*Photodissoziationsregionen*⁴ (PDRs) sind Regionen von hauptsächlich neutralem Gas, in denen FUV-Photonen die Struktur, die Chemie und das Wärmegleichgewicht dominieren. Sie können im dünnen interstellaren Gas, welches lediglich vom allgemeinen Strahlungsfeld der Sterne beleuchtet wird, als neutrales Gas im Umkreis eines planetarischen Nebels oder als Reflektionsnebel vorkommen. Am häufigsten werden PDRs jedoch in der Nähe von heißen, massiven Sternen im Übergangsgebiet zwischen einer H II-Region von nahezu vollständig ionisiertem Gas und einer dichten Molekülwolke beobachtet. Die PDR erstreckt sich dabei von der hauptsächlich atomaren Oberflächenregion bis zu einer Tiefe, bei der O_2 kaum noch dissoziiert wird ($A_v \approx 10$ mag). Mit dieser weitreichenden Definition beinhalten PDRs nahezu das ganze atomare und 90 % des molekularen Gases unserer Galaxie (Hollenbach & Tielens, 1999). Theoretisch wurden PDRs mit Dichten n_{H} von 10^2 – 10^7 cm^{-3} und FUV-Intensitäten der einfallenden Strahlung $\chi = 1$ – 10^6 behandelt (Tielens & Hollenbach, 1985a; Black & van Dishoeck, 1987; Sternberg & Dalgarno, 1989; Burton, Hollenbach & Tielens, 1990; Draine & Bertoldi, 1996). χ ist dabei gegeben in Einheiten des durchschnittlichen interstellaren Flusses zwischen $6 \text{ eV} \leq h\nu \leq 13,6 \text{ eV}$ von $1,6 \times 10^{-3}$ $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Habing, 1968). Ein Wert von $\chi = 10^6$ entspricht dem Strahlungsfeld, das eine Gaswolke mit einer Entfernung von 0,1 pc zu einem O-Stern empfängt. Abbildung 4.4 zeigt die Struktur einer planparallelen PDR, welche durch die Strahlung eines heißen Sternes erzeugt wird. Die H II-Region zwischen Stern und PDR

³Die Abschwächung von Strahlung durch Extinktion lässt sich auch mit der optischen Tiefe $\tau_\lambda := \int_0^s \kappa_\lambda ds$ (κ : Absorptionskoeffizient, s : Entfernung vom Beobachter zur Quelle) darstellen. Hiermit ergibt sich die beobachtete Intensität zu $I_{\text{obs}} = I \cdot e^{-\tau_\lambda}$. Aus $10^{-0,4 A_\lambda} = e^{-\tau_\lambda}$ folgt für die Beziehung von A_λ und τ_λ : $A_\lambda \approx 1,086 \tau_\lambda$.

⁴Von manchen Autoren werden sie auch als *Photonen-dominierte Regionen* bezeichnet.

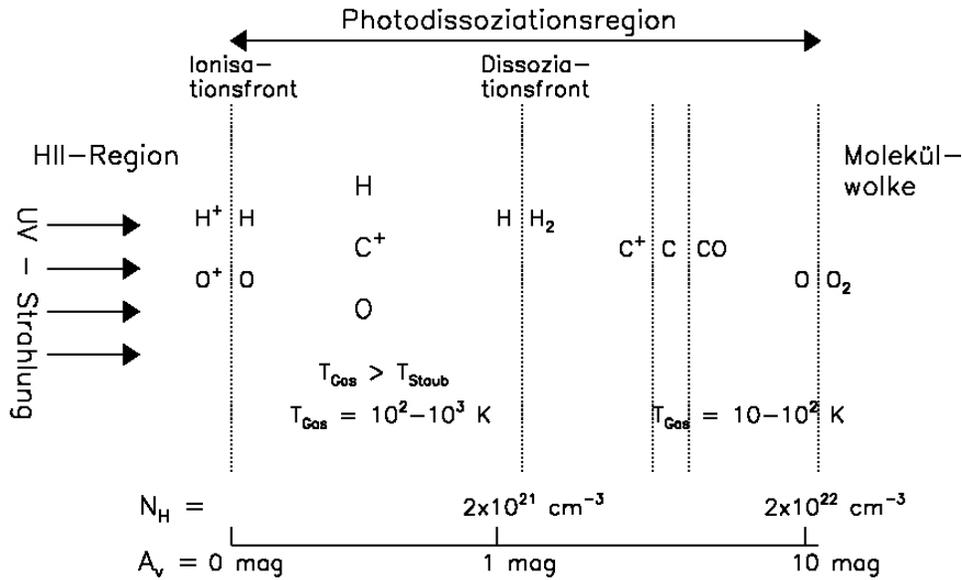


Abbildung 4.4: Struktur einer PDR, welche durch die UV-Strahlung eines heißen Sterns erzeugt wird, der ausreichend ionisierende Photonen zur Erzeugung einer H II-Region besitzt. Die Ionisationsfront trennt die H II-Region von der PDR. Typische Werte der visuellen Extinktion A_v und der Säulendichte N_H an H-Nukleonen sind ebenfalls dargestellt (Hollenbach & Tielens, 1999). Die PDR erstreckt sich von der hauptsächlich atomaren Oberflächenregion bis zu einer Tiefe, bei der O_2 kaum noch photodissoziiert wird ($A_v \approx 10$ mag).

filtert Strahlung mit $h\nu \geq 13,6$ eV aus dem Spektrum des Sternes, so dass nur FUV-Photonen die Chemie und die Wärmezufuhr der dahinterliegenden Wolke bestimmen. In Abhängigkeit des Verhältnisses von Intensität des FUV-Strahlungsfeldes und der Gasdichte χ/n_H besitzt eine PDR eine Schicht atomaren Wasserstoffs, welche sich bis zu einer Extinktion im sichtbaren Spektralbereich A_v von 1 – 2 mag erstreckt. Dies entspricht einer Wasserstoff-Säulendichte

$$N_H = \int_0^s n_H ds = (2 - 4) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}, \quad (4.9)$$

wobei s der Tiefe innerhalb der Wolke entspricht, bei der die visuelle Extinktion A_v den angegebenen Wert erreicht. Tiefer in der Wolke ist die FUV-Intensität bereits so weit abgeschwächt, dass Wasserstoff überwiegend molekular vorliegt. Ionisierter Kohlenstoff erstreckt sich bis zu $A_v = 2 - 4$ mag und atomarer Sauerstoff bis zu $A_v = 5 - 10$ mag. Atomarer Kohlenstoff existiert in dem Übergangsgebiet von C^+ und CO .

Wärmehaushalt

Die FUV-Strahlung wird hauptsächlich von großen Kohlenwasserstoffmolekülen (polycyclic aromatic hydrocarbon, PAH) und Staubkörnern absorbiert. Diese erwärmen sich dabei und emittieren die PAH-Bänder im mittleren Infrarot bzw. kontinuierliche Ferninfrarotstrahlung (FIR). Nur etwa 0,1 bis 1 % der von PAHs und Staubkörnern absorbierten FUV-Energie trägt durch den photoelektrischen Effekt zur Erwärmung des Gases bei (Hollenbach & Tielens, 1999). Obwohl das Gas pro Einheitsvolumen sehr viel weniger als der Staub geheizt wird, ist

die Gastemperatur bis etwa $A_v \leq 4$ mag höher als die Staubtemperatur. Dies liegt an den verglichen mit Staub sehr viel ineffizienteren Kühlmechanismen, hauptsächlich die Emission von [C II]158 μm -, [O I]63 μm -, [Si II]35 μm -, CO-Rotations- und H₂-Rotations-Vibrationslinien. Ist die Dichte hoch genug ($n_{\text{H}} \geq 10^{4-5} \text{ cm}^{-3}$), dann tragen merklich Kollisionen von Gasteilchen mit angeregten H₂-Molekülen zu deren Abregung und damit zur Erwärmung des Gases bei (Sternberg & Dalgarno, 1989; Hollenbach & Tielens, 1999). Ist gleichzeitig die Intensität des Strahlungsfeldes hoch ($\chi \geq 10^3$), kann die Gastemperatur Werte von über 1000 K annehmen. Weitere Heizmechanismen wie Kollisionen von Gasteilchen mit warmen Staubteilchen, Ionisierung und Anregung durch kosmische Strahlen, Ionisation von Kohlenstoff und Anregung von Gasteilchen (z. B. O) durch FIR-Strahlung von Staubteilchen mit anschließenden abregenden Stößen spielen nur eine begrenzte Rolle bzw. sind erst bei größeren Tiefen in der Wolke von Bedeutung. Wegen der schwächer werdenden FUV-Strahlung und der effektiveren Kühlung des Gases durch Rotationslinien von CO sinkt bei größeren Tiefen die Gastemperatur auf die des Staubes.

H₂-Emission in PDRs

H₂-Emission in PDRs wird hauptsächlich in dem Übergangsbereich von überwiegend atomaren zu molekularen Wasserstoff erzeugt. Die wichtigsten Anregungsmechanismen sind UV-Pumpen und Stöße in dichten und warmen PDRs. Welcher dieser beiden Mechanismen dominiert, hängt

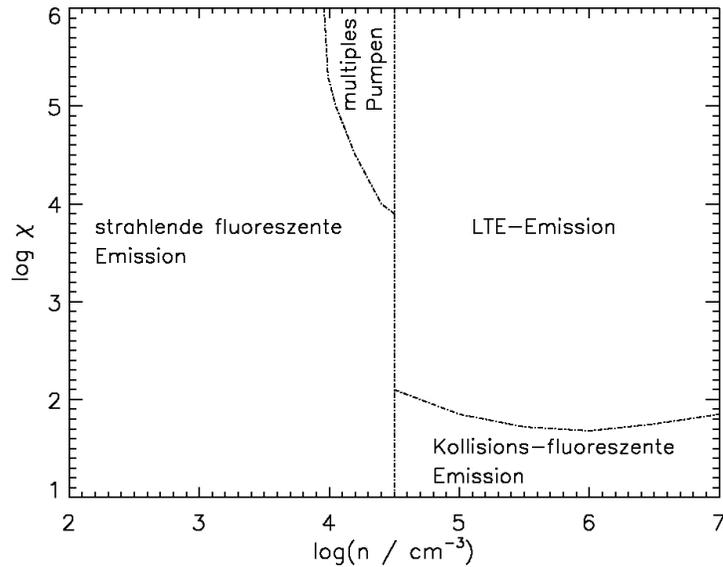


Abbildung 4.5: Bereiche von H₂-Emission in PDRs im Parameterraum von Strahlungsfeldintensität χ und Gasdichte n . (Abbildung reproduziert von Sternberg (1989).)

von der Gasdichte n und der Strahlungsfeldintensität χ ab. Sternberg & Dalgarno (1989) unterscheiden die in Abbildung 4.5 dargestellten Bereiche. In jeder dieser Regionen dominieren verschiedene Prozesse die Erzeugung der H₂-Emission. Innerhalb jedes Bereiches hängen nur die absoluten nicht aber die relativen Intensitäten der intensivsten H₂-Linien von χ und n ab.

In PDRs geringer Dichte ($n \leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$) ist die Anregung der H₂-Vibrationsniveaus durch UV-Pumpen dominiert. Die angeregten Zustände zerfallen überwiegend durch strahlende Übergänge, so dass abregende Stöße von Gasteilchen mit angeregten H₂-Molekülen hier

kaum zur Erwärmung des Gases beitragen können. Die Temperaturen bleiben daher zu gering ($T \approx 100$ K), um $v \geq 1$ -Zustände von H_2 merklich durch Stöße anzuregen.

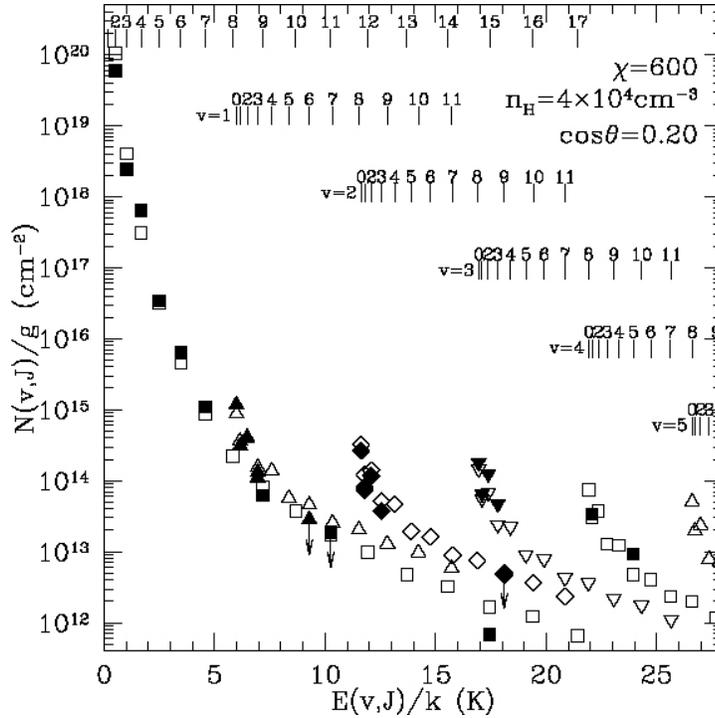


Abbildung 4.6: Säulendichten $N(v, J)$ dividiert durch die statistischen Gewichte $g(J)$ als Funktion der Energieniveaus (in Kelvin) für die PDR S140. Vergleich von ISO-SWS Beobachtungen (gefüllte Symbole, Timmermann et al., 1996) und einem PDR-Modell (offene Symbole, Bertoldi et al., 1999a). θ ist der Winkel zwischen einer Achse senkrecht zur Oberfläche der PDR und der Sichtlinie.

Die UV-angeregten Zustände zerfallen über eine Kaskade von elektrischen Quadrupolübergängen. Dadurch wird ein charakteristisches *strahlendes, fluoreszentes Emissionslinienspektrum* erzeugt. Das Verhältnis der H_2 1-0 S(1)- und der H_2 2-1 S(1)-Linie bei $2,12 \mu\text{m}$ und $2,25 \mu\text{m}$ nimmt hier den Wert von 2 an. Ein solcher Wert wurde oft als charakteristisch für PDRs angesehen. Wie sich jedoch zeigt, ist er dies lediglich für den Bereich der strahlenden fluoreszenten Emission (Sternberg & Dalgarno, 1989). Die Anregungstemperatur von ≈ 6000 K, die diesem Verhältnis von 2 entspricht, ist sehr viel höher als die kinetische Temperatur des Gases (≈ 100 K) und spiegelt die nichtthermische Natur des UV-Pumpens wieder. Im Anregungsdiagramm $N(v, J)$ vs. $E(v, J)/k$ macht sich die strahlende, fluoreszente Emission durch eine charakteristische Sägezahnverteilung von Energieniveaus mit $v \geq 1$ bemerkbar. Abbildung 4.6 illustriert dies für die PDR S 140 (Timmermann et al., 1996). Im Gegensatz zu den $v \geq 1$ -Zuständen sind die untersten Rotationsniveaus im $v = 0$ Vibrationsniveau aufgrund der geringen kritischen Dichten thermisch besetzt, und deren Anregungstemperatur entspricht der kinetischen Temperatur des Gases.

Ist die Intensität des Strahlungsfeldes extrem hoch ($\chi \geq 10^4$), dann wird die Kaskade von abregenden Übergängen durch Absorption von UV-Photonen von angeregten Molekülen modifiziert. Dieses *multiple Pumpen* ist für das in Abbildung 4.5 entsprechend markierte Gebiet von Bedeutung. Dieses ist klein und in der Regel kaum von Bedeutung.

Ist die Gasdichte n genügend hoch ($n \geq 10^{4-5} \text{ cm}^{-3}$) und die Intensität des Strahlungsfeldes klein ($\chi \leq 10^2$), dann ist das UV-Pumpen immer noch der dominierende Anregungsmechanismus, jedoch werden die so angeregten Zustände mit steigender Gasdichte in zunehmendem Maß durch Stöße abgeregt. Die durch Stöße modifizierte Kaskade erzeugt ein *Kollisionsfluoreszentes Emissionsspektrum*, was durch eine geglättete Verteilung im Anregungsdiagramm im Vergleich zu der in Abbildung 4.6 dargestellten Verteilung gekennzeichnet ist.

Ist schließlich neben der Gasdichte auch die FUV-Intensität des Strahlungsfeldes groß genug ($\chi \geq 10^2$), so tragen zusätzlich zum photoelektrischen Effekt auf Staubkörnern, der bisher dominant war, inelastische Stöße von Gasteilchen mit durch UV-Pumpen angeregten H_2 -Molekülen merklich zur Erwärmung des Gases bei. Hierbei können Temperaturen von mehr als 1000 K erreicht werden, weshalb insbesondere Vibrationsniveaus mit $v = 1$ nun auch durch Stöße angeregt werden können. Mit steigender Gasdichte und Temperatur bestimmen Stöße die Besetzung der Energieniveaus zunehmend. Daher wird eine thermische Besetzung mit einem resultierenden *LTE-Emissionsspektrum* erzeugt. Dieses ist gekennzeichnet durch ein großes Verhältnis von H_2 1-0 S(1)- und H_2 2-1 S(1)-Linie mit Werten zwischen 10 und 100. Derartig hohe Werte wurden häufig als Indiz für eine Anregung in einem Schock fehlinterpretiert. Wie die vorangegangene Betrachtung zeigt und ausführlich in Sternberg & Dalgarno (1989) diskutiert wird, ist eine LTE-Emission für sich genommen jedoch noch kein Beleg für eine Schockaktivität.

4.5.2 Schocks

Bewegt sich eine Materieströmung durch ein Gas mit einer Geschwindigkeit, die größer als die Schallgeschwindigkeit in diesem ist, so entsteht eine Schockfront. Schocks erhitzen, komprimieren und beschleunigen das von der Schockfront erfasste Gas und ändern dabei die Entropie des Gases irreversibel. Im ISM können solche Schocks z. B. durch Supernovae, Ausströmungen von jungen stellaren Objekten (Outflows), Sternwinde, Molekülwolken hoher Geschwindigkeit und expandierende H II-Regionen erzeugt werden.

Bei der weiteren Betrachtung werden Schocks danach unterteilt, ob die verschiedenen Komponenten des Gases (neutrale Teilchen, Ionen und Elektronen) durch eine gemeinsame Flussgeschwindigkeit beschrieben werden können. Solche, bei denen dies möglich ist, heißen *monofluide Schocks*, die anderen *multifluide Schocks*.

Monofluide Schocks

Ist die Ionisierung $x_e = n_e/n_{\text{H}}$ nicht zu klein ($x_e \geq 10^{-6}$), so ist die Kopplung zwischen Ionen und neutralen Teilchen so groß, dass das Gas als aus einer Komponente bestehend behandelt werden kann. Ohne die Anwesenheit eines Magnetfeldes breiten sich Druckstörungen mit der Schallgeschwindigkeit

$$c_s = \left(\frac{5nkT}{3\rho} \right)^{1/2} \approx 0,1 (T/\text{K})^{1/2} \text{ km s}^{-1} \quad (4.10)$$

aus. n und ρ sind dabei die Teilchen- und Massendichte des neutralen Gases. Da c_s für typische Temperaturen ($T \leq 100 \text{ K}$) im ruhigen ISM in der Regel kleiner als die Ausbreitungsgeschwindigkeit von großräumigen Gasbewegungen (Supernovae, expandierende H II-Regionen, Outflows) ist, erzeugen diese beim Auftreffen auf die ruhenden Gaswolken eine Schockfront. Das Eintreffen der Schockfront führt zu einer sprunghaften Erhöhung der Dichte, Temperatur und Flussgeschwindigkeit der zuvor ruhenden Wolken. Dieser Schocktyp wird daher nach dem englischen Wort *jump* mit J-Schock bezeichnet. Unterhalb einer kritischen Schockgeschwindigkeit von 25–30 km s^{-1} werden Moleküle von der Schockfront nur teilweise dissoziiert.

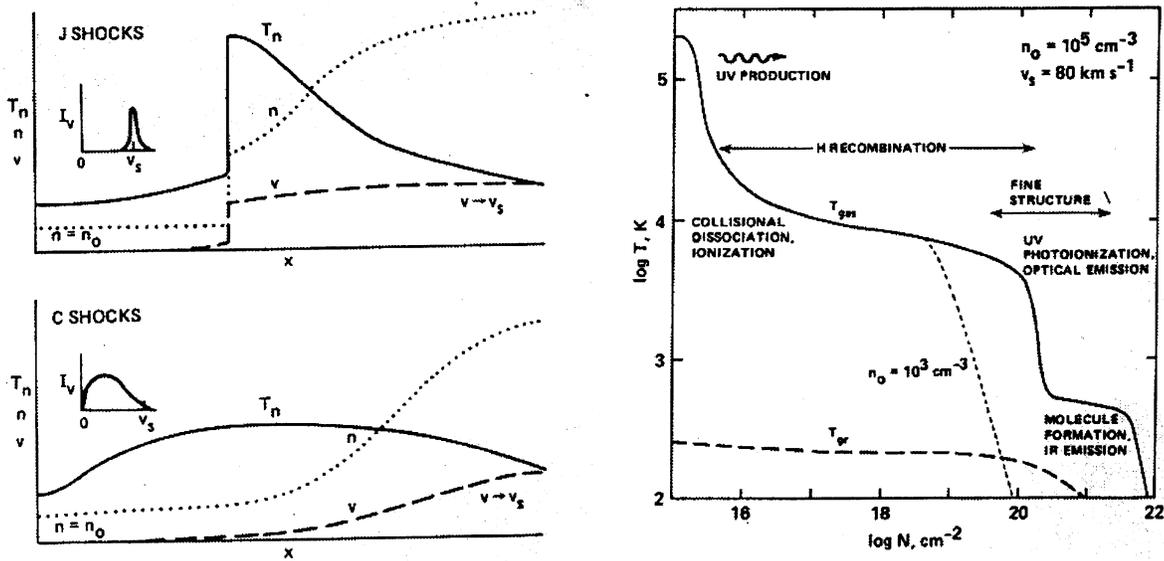


Abbildung 4.7: Links: Temperatur-, Dichte- und Geschwindigkeitsstruktur eines J- und eines C-Schocks im Koordinatensystem des Prä-Schockgases. Das erwartete Profil einer Emissionslinie ist ebenfalls schematisch dargestellt. Rechts: Temperaturstruktur des Post-Schockgases für einen schnellen ($v_s = 80 \text{ km s}^{-1}$) J-Schock für Gas mit Prä-Schockdichten von $n_0 = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (durchgezogene Linie) und $n_0 = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (kurz-gestrichelte Linie). Staubteilchen (lang-gestrichelte Linie) sind nur schwach an das Gas gekoppelt. (Quelle: Hollenbach, Chernoff & McKee, 1989)

Solche nicht- oder teilweise dissoziativen J-Schocks wurden von Burton, Hollenbach & Tielens (1992) studiert. Oberhalb dieser kritischen Schockgeschwindigkeit werden Moleküle vollständig dissoziiert. Bei schnellen Schocks ($v_s \geq 90 \text{ km s}^{-1}$) führt die UV-Strahlung des Gases, welches bereits von der Schockfront dissoziiert und ionisiert wurde, zu einem *strahlungsbedingten Vorläufer* (radiative precursor) (Hollenbach & McKee, 1989). In J-Schocks kommt der Hauptteil der emittierten Strahlungsenergie aus der Region hinter der Schockfront, in der das geschockte Gas kühlt, die Schockfront selbst trägt dagegen nur vernachlässigbar zur gesamten Abstrahlung des Schocks bei.

Abbildung 4.7 zeigt schematisch, wie sich Temperatur, Dichte und Geschwindigkeit beim Durchgang der Schockfront verändern. Die Beziehung der einzelnen Größen vor und nach der Schockfront ist durch die Rankine-Hugoniot-Sprungbedingungen, welche aus der Erhaltung der Masse, des Impulses und der Energie (für adiabatische Schocks) folgen, gegeben. Diese ergeben, dass sich die Dichte unmittelbar nach der Schockfront um einen Faktor ≈ 4 und die Temperatur auf $T = 1,38 \times 10^5 (v_s/100 \text{ km s}^{-1}) \text{ K}$ (Draine & McKee, 1993) vergrößert. Der rechte Teil von Abbildung 4.7 zeigt die Temperaturstruktur des Gases nach Passieren der Schockfront (Post-Schockgas) für einen schnellen J-Schock mit $v_s = 80 \text{ km s}^{-1}$ und einer Dichte des Gases vor der Schockfront (Prä-Schockgas) von $n_H = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (Hollenbach & McKee, 1989). Direkt hinter der Schockfront besitzt das Post-Schockgas Temperaturen $T \geq 10^5 \text{ K}$. Als Konsequenz wird dieses dissoziiert und ionisiert. Es kühlt sich durch Abstrahlung von UV- und optischer Strahlung ab. Der Bereich, in dem das Gas einen Großteil seiner Energie abstrahlt, wird *strahlende Zone* genannt. Die Strahlung, die in Richtung des Prä-Schockgases

emittiert wird, ist verantwortlich für den strahlungsbedingten Vorläufer. Außerdem werden Atome des weiter hinter der Schockfront liegenden Post-Schockgases, welches bereits wieder teilweise neutral ist, davon ionisiert. Die Abkühlung des Gases vollzieht sich unter Aufrechterhaltung eines konstanten Druckes. Dabei erhöht sich die Gasdichte um bis zu einen Faktor 100. Weiter hinter der Schockfront bei einer Säulendichte von $N = 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ kühlt sich das Gas auf Temperaturen von $T \approx 10^4 \text{ K}$ ab und beginnt zu rekombinieren. Hier stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Rekombination und Photoionisation von UV-Photonen aus der strahlenden Zone ein, was für die Bildung des sogenannten *Rekombinationsplateaus* verantwortlich ist. Hier werden hauptsächlich Wasserstoff-Rekombinations- und $[\text{Ne II}]12,8\mu\text{m}$ -Feinstrukturlinien erzeugt. Bei einer Säulendichte $N = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ hinter der Schockfront hat das Gas alle Lyman-Kontinuumsphotonen ($h\nu \geq 13,6 \text{ eV}$) absorbiert und kühlt sich unter Rekombination schnell ab. Bei einer Temperatur von einigen hundert K fangen Moleküle an, sich zu bilden. Aufgrund der hohen Temperaturen sind chemische Reaktionen zwischen neutralen Atomen vergleichsweise schnell und führen zu einer effizienten Bildung von CO, OH und H₂O. Ist die Gasdichte hoch genug ($n_{\text{H}} \geq 10^{4-5} \text{ cm}^{-3}$), so können inelastische Stöße mit H₂-Molekülen in angeregten Rotations- und Vibrationsniveaus, die infolge der Bildung der H₂-Moleküle bevölkert werden, das Gas erwärmen und zur Bildung eines weiteren Temperatur-Plateaus, des Molekülbildungs-Plateaus, bei einer Temperatur von etwa 400 K führen (Hollenbach & McKee, 1989). Ein Großteil der IR-Emission stammt von diesem Molekülbildungs-Plateau bzw. aus dem Gebiet mit $T < 10^4 \text{ K}$. Bei kleinen Dichten zerfallen die angeregten Zustände der gebildeten H₂-Moleküle strahlend. In diesem Fall bildet sich kein weiteres Temperatur-Plateau (siehe gestrichelte Linie von Abbildung 4.7 rechts).

Multifluide Schocks

Bei geringer Ionisation ($x_e \leq 10^{-6}$) sind neutrale und geladene (Elektronen und Ionen) Teilchen nur schwach gekoppelt und besitzen bei Vorhandensein eines Magnetfeldes B_0 verschiedene Schallgeschwindigkeiten (Alfvén-Geschwindigkeit). Im neutralen Gas ist die Alfvén-Geschwindigkeit v_A gegeben durch

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (4.11)$$

Dagegen können sich Druckstörungen im ionisierten Gas mit der Geschwindigkeit

$$v_{A,i} = \left(\frac{\rho}{\rho_i}\right)^{1/2} v_A \quad (4.12)$$

ausbreiten. Hierbei sind ρ und ρ_i die Massendichte des neutralen und ionisierten Gases. Ist $(\rho/\rho_i)^{1/2}$ groß (geringe Ionisierung), so ist $v_{A,i} \gg v_A$, und Druckstörungen im ionisierten Gas können sich dementsprechend mit sehr viel größeren Geschwindigkeiten als im neutralen Gas fortbewegen. Je nach Größe des Magnetfeldes und der Schockgeschwindigkeit sind dann verschiedene Schockarten möglich (Draine, 1980). Im rechten Teil von Abbildung 4.8 ist für verschieden starke Magnetfelder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Schocks die sich ergebene Schockstruktur schematisch dargestellt. Ohne bzw. mit einem kleinen Magnetfeld, für das v_A und $v_{A,i}$ kleiner als die Schockgeschwindigkeit v_s sind, ist die Schockstruktur analog zum zuvor behandelten J-Schock (siehe Fall a) und b) im rechten Teil von Abbildung 4.8). Hierbei ändern sich sowohl in der neutralen als auch der ionisierten Gaskomponente die Geschwindigkeit, Temperatur und Dichte an der Schockfront sprunghaft.

Bei mäßig starkem Magnetfeld oder einer kleinen Schockgeschwindigkeit kann die Alfvén-Geschwindigkeit im ionisierten Gas merklich größer als die Schockgeschwindigkeit sein, so dass

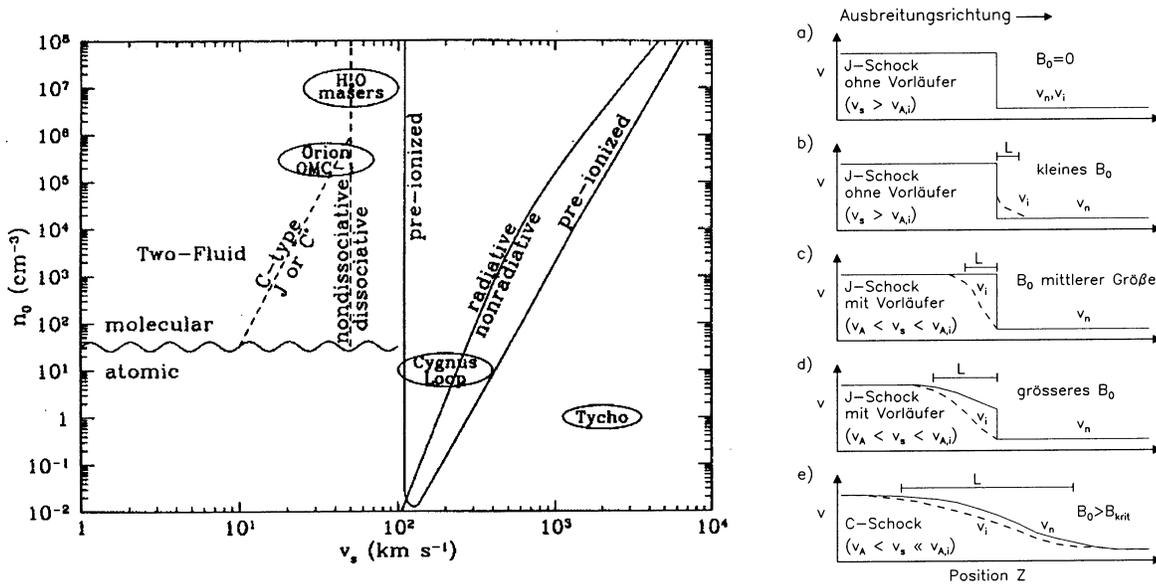


Abbildung 4.8: Links: Verschiedene Schocktypen in der $v_s - n_0$ -Ebene. Die mit „radiative/nonradiative“ beschriftete Linie trennt strahlende (Schocks, in denen ein Großteil der mechanischen Energie in der strahlenden Zone abgestrahlt wird.) von nicht-strahlenden Schocks. Im mit „pre-ionized“ markierten Feld sorgt der strahlende Vorläufer für eine vollständige Ionisation des Prä-Schockgases. Die ungefähre Position von einigen Beobachtungsbeispielen, darunter auch der in dieser Arbeit diskutierte OMC-1 Outflow, ist ebenfalls dargestellt. Rechts: Schematische Darstellung des Einflusses der Magnetfeldkomponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Schocks auf die Geschwindigkeitsstruktur (im Koordinatensystem der Schockfront) eines Schocks in einem teilweise ionisierten Gas. (Quelle: [Draine, 1980](#))

der Fall $v_A < v_s < v_{A,i}$ möglich ist (siehe Fall c) im rechten Teil von [Abbildung 4.8](#)). Im ionisierten Gas bildet sich in diesem Fall keine Schockfront mehr aus. Statt dessen kommt es zu gedämpften Wellen, die sich mit der Alfvén-Geschwindigkeit $v_{A,i}$ über die Dämpfungslänge

$$L = \frac{(\mu_n + \mu_i) B_0^2}{\pi \rho_i \rho \langle \sigma v \rangle v_s} \quad (4.13)$$

ausbreiten ([Draine, 1980](#)). Hierbei sind μ_n und μ_i die mittlere Masse der neutralen und geladenen Teilchen und $\langle \sigma v \rangle$ die Rate für Kollisionen zwischen neutralen und geladenen Teilchen. Diese Wellen werden als *magnetischer Vorläufer* bezeichnet. Im Gegensatz zum ionisierten Gas bildet sich im neutralen Gas weiterhin eine Schockfront. Jedoch werden die neutralen Teilchen durch Wechselwirkungen mit den bereits beschleunigten Ionen (ambipolare Diffusion) vor der herannahenden Schockfront „gewarnt“. Ist das Magnetfeld nicht zu groß, existiert für das neutrale Gas nach wie vor ein J-Schock.

Mit einem größeren Magnetfeld vergrößert sich auch die Dämpfungslänge L des magnetischen Vorläufers und damit der Impulsübertrag auf das neutrale Gas vor Eintreffen der J-Schockfront (Fall d) im rechten Teil von [Abbildung 4.8](#).

Übersteigt das Magnetfeld einen kritischen Wert B_{krit} , dann übertragen die Ionen so viel Energie auf die neutralen Teilchen, dass sich auch deren Schockvariablen kontinuierlich verändern, dieser Schocktyp heißt *C-Schock* (von: continuous, Fall e) im rechten Teil von [Abbildung 4.8](#).

dung 4.8). Die Temperatur-, Dichte- und Geschwindigkeitsstruktur eines C-Schocks ist schematisch im unteren Teil von Abbildung 4.7 dargestellt. Die Temperatur steigt in C-Schocks auf kaum mehr als einige 10^3 K an. C-Schocks sind daher im Allgemeinen nicht-dissoziativ und bilden sich in Schocks von geringer Geschwindigkeit ($v_s \leq 40 - 50 \text{ km s}^{-1}$, siehe auch linker Teil von Abbildung 4.8). In C-Schocks wird fast die gesamte mechanische Energie in Form von IR-Emission abgestrahlt. Im Gegensatz zum J-Schock, bei dem der Großteil der Emission vom bereits auf Schockgeschwindigkeit beschleunigten, kühlenden Gas hinter der Schockfront kommt, findet eine starke Emission in C-Schocks bereits vor einer signifikanten Beschleunigung und Kompression des neutralen Gases statt. Man erwartet daher bei C-Schocks durch Doppler-Effekt stark verbreiterte Linien mit signifikanten Beiträgen von Gas mit Geschwindigkeiten $\ll v_s$. J-Schocks sollten hingegen zu relativ schmalen Linien von Gas, welches sich mit der Schockgeschwindigkeit bewegt, führen (siehe Abbildung 4.7 links). Tragen jedoch im beobachteten Gebiet Schocks verschiedener Ausbreitungsrichtungen zur Emission bei, so können die detektierten Linien auch im Falle eines J-Schocks recht breit sein.

4.5.3 Unterscheidungsmerkmale von PDRs, J-Schocks und C-Schocks

Unterscheidung von PDRs und Schocks

Oft ist es für ein bestimmtes Objekt nicht klar, ob es sich dabei um eine PDR oder einen Schock handelt. Bei manchen Objekten tragen sowohl ein Schock als auch eine PDR zur Emission bei. Daher ist es wichtig, Methoden zu besitzen, um die unterschiedlichen Anregungsmechanismen auseinanderzuhalten.

Im Folgenden werden einige Unterscheidungsmerkmale genannt:

- Ein häufig benutztes Merkmal zur Unterscheidung von PDRs und Schocks ist das Verhältnis der Intensitäten von H_2 -Linien. Das gewöhnlich verwendete Verhältnis der 1-0 S(1)- zur 2-1 S(1)-Linie kann zu Fehlinterpretationen führen. So kann ein großer Wert von > 10 sowohl in Schocks als auch in PDRs mit hoher Dichte und UV-Intensität erreicht werden (siehe Kapitel 4.5.1). In solchen PDRs werden die $v = 1$ Vibrationsniveaus merklich durch Stöße bevölkert, und die Besetzung dieser Niveaus ist thermisch. Höhere Vibrationszustände mit $v \geq 2$ sind in PDRs jedoch im Allgemeinen nicht thermalisiert und zeigen das für UV-Pumpen typische Sägezahnmuster im Anregungsdiagramm. In nicht-dissoziativen Schocks ist die Anregung *aller* Energieniveaus durch Kollisionen bestimmt, weshalb die Energieniveaus thermisch besetzt sind. Abbildung 4.9 zeigt das Anregungsdiagramm eines PDR-Modells von hoher Dichte und UV-Intensität ($n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $\chi = 10^4$, Sternberg & Dalgarno, 1989) und eines Modells eines nicht-dissoziativen J-Schocks ($n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $v_s = 10 \text{ km s}^{-1}$, Burton, Hollenbach & Tielens, 1990). Im Anregungsdiagramm der PDR sind Zustände mit $v \leq 1$ bereits thermalisiert. Höhere Zustände zeigen jedoch deutlich Merkmale einer Anregung durch UV-Pumpen. Dagegen zeigt die Verteilung von Säulendichten für den Schock eine kontinuierliche Verteilung, wie sie für eine Besetzung durch Stöße typisch ist. Mit Hilfe von solchen Anregungsdiagrammen oder Verhältnissen von Linien mit sowohl großer als auch kleiner Vibrationsquantenzahl v lassen sich also PDRs und nicht-dissoziative Schocks unterscheiden. Im Rekombinationsplateau von dissoziativen J-Schocks kann jedoch durch Bildungs-Pumpen eine dem UV-Pumpen sehr ähnliche Besetzung von H_2 -Niveaus erzeugt werden.
- In Schocks ist die [O I]63 μm -Linie aufgrund der hohen Dichten und Temperaturen stark. Die [C II]158 μm -Linie ist in C-Schocks aufgrund der geringen Ionisierung und in J-Schocks aufgrund von effizienten chemischen Reaktionen, die C^+ in CO umwandeln,

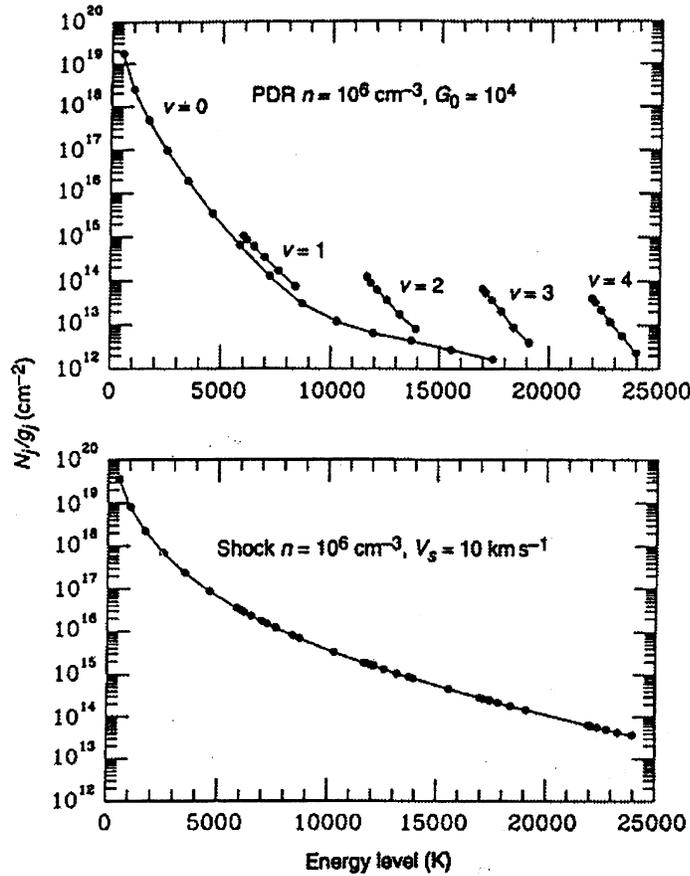


Abbildung 4.9: H_2 -Säulendichten dividiert durch das statistische Gewicht als Funktion der Energieniveaus (in Kelvin) für ein PDR-Modell ($n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $\chi = 10^4$, [Sternberg & Dalgarno, 1989](#)) und das Modell eines nicht-dissoziativen J-Schocks ($n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $v_s = 10 \text{ km s}^{-1}$, [Burton, Hollenbach & Tielens, 1990](#)). Für die PDR sind die verschiedenen Vibrationsquantenzahlen markiert. In dem Schock sind die H_2 -Niveaus thermalisiert, während das nur für die untersten Niveaus der PDR der Fall ist (Quelle: [Burton, 1992](#)).

schwach. Ein großes (≥ 10) Intensitätsverhältnis von $[O \text{ I}]63\mu\text{m}$ - zu $[C \text{ II}]158\mu\text{m}$ -Linie kann daher als Schockindikator herangezogen werden. Ein Wert kleiner als 10 ist dagegen typisch für eine PDR.

- Die von Schocks emittierten Linien sind in der Regel wesentlich breiter als die von PDRs. Dies gilt insbesondere, wenn in dem Beobachtungsfeld Schocks mit verschiedenen Richtungen zur Emission beitragen.
- In PDRs wird der Großteil der Anregungsenergie (UV-Strahlung) von Staubkörnern absorbiert und als IR-Kontinuumemission abgestrahlt. Nur ein kleiner Teil (0,1 – 1 %) davon wird per photoelektrischen Effekt an das Gas weitergegeben. In Schocks wird dagegen hauptsächlich das Gas angeregt, welches zum großen Teil im IR-Bereich emittiert. Daher ist in Schocks das Verhältnis von IR-Linienemission zur IR-Kontinuumemission wesentlich größer als in PDRs.

Unterscheidung von J- und C-Schocks

Hat man z. B. mit Hilfe der oben genannten Kriterien herausgefunden, dass die von einem bestimmten Beobachtungsobjekt stammende Linienemission durch einen Schock angeregt wird, bleibt die Frage nach dem Schocktyp zu klären.

Folgende Merkmale können die Unterscheidung von J- und C-Schock erleichtern:

- Aufgrund der geringen Ionisierung in C-Schocks emittieren diese kaum Linien von ionisierten Spezies wie z. B. [C II], [Ne II], [Fe II] und [Si II]. Kann die Erzeugung in einer PDR oder H II-Region ausgeschlossen werden, so ist deren Detektion ein starker Hinweis auf die Existenz eines J-Schocks.
- Wie bereits erwähnt, erwartet man in C-Schocks breitere Emissionslinien mit signifikanten Beiträgen von Gas mit Geschwindigkeiten $\ll v_s$, während J-Schocks zur Emission von schmalen Linien, die um v_s verschoben sind, führen. Jedoch kann die Überlagerung von J-Schocks verschiedener Richtung in breiteren Linien resultieren.

Kapitelzusammenfassung

In diesem Kapitel wurde ausführlich die Rolle von molekularem Wasserstoff im interstellaren Medium (ISM) erläutert. In diesem Zusammenhang wurden mögliche Übergänge von H_2 , die Bildung von H_2 , das Ortho-zu-Para-Verhältnis und Möglichkeiten der Anregung von H_2 im ISM diskutiert. Insbesondere wurde die Anregung und die Bedeutung von molekularem Wasserstoff für den Wärmehaushalt in Photodissoziationsregionen (PDRs) und Schocks behandelt.

Kapitel 5

ISO–SWS Beobachtungen von OMC–1: H₂– und Feinstrukturlinien

5.1 Einleitung

Der Orion–Molekülwolkenkomplex befindet sich im lokalen Arm unserer Galaxie und besteht aus mehreren Komponenten (z. B. den Orion A– und Orion B–Wolken). Der gesamte Komplex

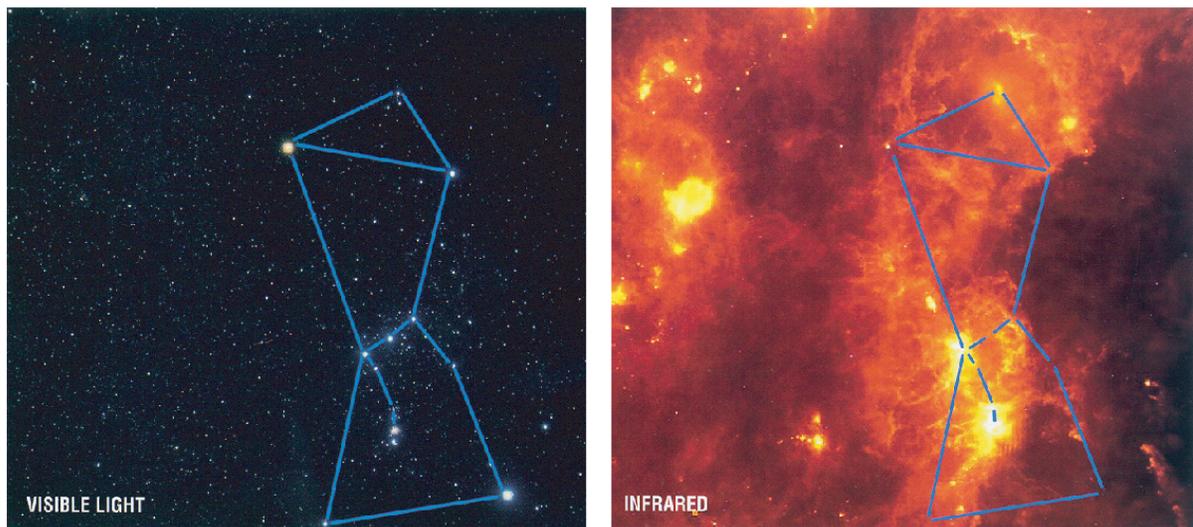


Abbildung 5.1: Bild der Orion–Molekülwolke im sichtbaren und infraroten Spektralbereich. Dargestellt ist jeweils der gleiche Bereich von $30^\circ \times 24^\circ$ am Himmel. Den Bildern überlagert ist die Konstellation des Orion–Sternbildes. Das Infrarotbild ist durch Kombination der Bilder in drei verschiedenen Bändern, welche bei $12\ \mu\text{m}$, $60\ \mu\text{m}$ und bei $100\ \mu\text{m}$ zentriert sind, des IRAS–Satelliten entstanden. (Quelle: Aus Veröffentlichung JPL 400-745, Rev. 1 12/98 des Jet Propulsion Laboratory entnommen.)

hat eine Winkelausdehnung am Himmel von 15° , was bei einer Entfernung von 450 pc (Genzel & Stutzki, 1989) einer Ausdehnung von etwa 120 pc entspricht. Mit einer Masse von einigen $10^5\ M_\odot$ ist die Orion–Molekülwolke eine der weniger massereichen Riesenmolekülwolken, von denen unsere Galaxie etwa 4000 besitzt (Genzel, 1992, und darin enthaltene Referenzen). Der

Molekülwolkenkomplex ist reich an Sternentstehungsgebieten, welche sich durch ihre intensive FIR-Kontinuumsemission auszeichnen. Dies wird besonders eindrucksvoll in Abbildung 5.1 illustriert, die ein Bild der Orion-Molekülwolke im sichtbaren und im infraroten Spektralbereich zeigt. Das Infrarotbild ist durch Kombination der Bilder in drei verschiedenen Bändern des IRAS-Satelliten entstanden, welche bei $12\ \mu\text{m}$, $60\ \mu\text{m}$ und bei $100\ \mu\text{m}$ zentriert sind. Die Sterne haben ihr Emissionsmaximum je nach Temperatur im sichtbaren oder nahinfraroten Spektralbereich und fallen im FIR kaum auf. Dagegen emittiert der mäßig warme (50 K bis einige hundert K) Staub in den Sternentstehungsgebieten hauptsächlich in den IRAS-Bändern.

Die auffallendste und hellste dieser Sternentstehungsregionen ist die OMC-1-Wolke (enthalten in der hellen Region am rechten unteren Rand von Abbildung 5.1), welche sich etwa 0,1 pc (Genzel, 1992) hinter der durch die Trapez-Sterne erzeugten H II-Region M42 (Orion Nebel) befindet und die am besten studierte Region mit Bildung von massiven Sternen ist. In diese Wolke eingebettet ist eine Ansammlung von hellen ($L = 10^5 L_\odot$) Infrarotquellen, welche nach ihren Entdeckern *Becklin-Neugebauer-Objekt* (BN, Becklin & Neugebauer, 1967) und *Kleinmann-Low-Nebel* (KL Kleinmann & Low, 1967) genannt wurden. Spätere Beobachtungen bei höherer räumlicher Auflösung ergaben, dass der Kleinmann-Low-Nebel aus einer Reihe von kompakten IR-Quellen (IRc2-A bis IRc2-D, IRc3-7, Quelle n) besteht (Rieke, Low & Kleinmann, 1973; Dougados et al., 1993). Außer diesen kompakten IR-Quellen beinhaltet die OMC-1-Wolke eine spektakuläre Ausströmung molekularen Gases (Outflow), die von einem jungen stellaren Objekt stammt, welches möglicherweise mit der Radioquelle „I“ 0,49ßüdlich von der Infrarotquelle IRc2-A identifiziert werden kann (Menten & Reid, 1995; Dougados et al., 1993). Der Outflow kollidiert mit dem umgebenden molekularen Gas. Der dabei entstehende Schock erzeugt die hellste H₂-Emission am gesamten Himmel (siehe Abbildung 5.2). *Peak 1* (Beckwith et al., 1978) ist der hellere der beiden Emissionsmaxima dieses bipolaren Outflows. Obwohl dieser Outflow über zwei Jahrzehnte lang Gegenstand umfangreicher Studien war, verbleibt der genaue Anregungsmechanismus weiterhin unklar. Molekularer Wasserstoff ist durch seine infraroten Rotations- und Rotations-Vibrations-Linien ein wichtiges Kühlmittel in Schocks und PDRs (siehe Kapitel 4) und daher ein besonders geeignetes Mittel zum Aufspüren von UV- und schockangeregtem Gas. Das ISO-SWS erlaubte erstmalig die Beobachtung von reinen Rotations- und Rotations-Vibrations-Linien über einen Spektralbereich von $2,4$ bis $28\ \mu\text{m}$ mit einem Instrument ohne den störenden Einfluss der Erdatmosphäre. In diesem Kapitel wird über die Beobachtung von 56 H₂-Linien im nahen (NIR) und mittleren Infrarot (MIR) mit dem ISO-SWS berichtet. Diese Linien kommen von Energieniveaus E/k , die sich über einen Bereich von 1015 K bis 43 000 K erstrecken. Die Redundanz der H₂-Säulendichtebestimmungen liefert Information über die mittlere Anregung des Gases entlang der Sichtlinie über einen bisher beispiellosen Bereich. Das beleuchtet den möglichen Anregungsmechanismus des IRc2-Outflows von neuem.

Dieses Kapitel befasst sich mit der Interpretation der H₂-Linien und der von Atomen und Ionen emittierten Feinstrukturlinien (Rosenthal, Bertoldi & Drapatz, 2000a). Die Detektion einer Emissionslinie des HD-Moleküls bei der Beobachtung von Orion Peak 1 wird im nächsten Kapitel diskutiert (Bertoldi et al., 1999b).

OMC-1 wurde am 3. Oktober 1997 in den SWS 01- ($2,4 - 25\ \mu\text{m}$ Gitterspektren) und SWS 07-Beobachtungsmoden (Fabry-Pérot) und am 20. September 1997 und 15. Februar 1998 im SWS 02-Modus (Gitterspektrum über einen Wellenlängenbereich von $\approx 0,01\lambda$) beobachtet. Abbildung 5.2 illustriert die verschiedenen Orientierungen der Eintrittsaperturen relativ zur H₂ 1-0 S(1)-Emission bei $2,12\ \mu\text{m}$, wie sie mit der NICMOS-Kamera auf dem *Hubble Space Telescope* (HST) beobachtet wurde (Schultz et al., 1999).

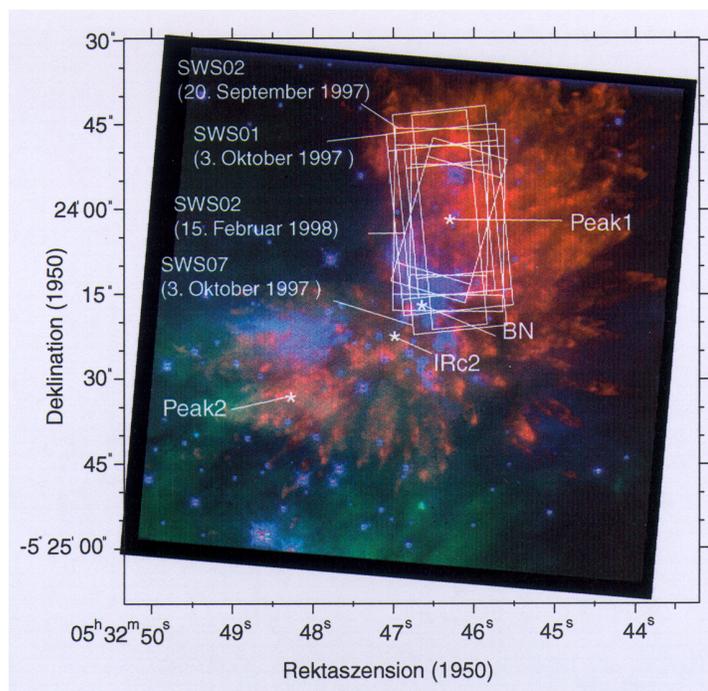


Abbildung 5.2: Mit der NICMOS-Kamera auf dem Hubble Space Telescope (HST) aufgenommenes Mehrfarben-Bild des OMC-1 Outflows (Schultz et al., 1999). Das Bild ist aus einer Komposition der Emission der H_2 1-0 S(1)-Linie bei $2,12 \mu\text{m}$ (Rot), der $H\text{I}$ 4-3 ($P\alpha$) Rekombinationslinie bei $1,87 \mu\text{m}$ (Grün) und der $2,15 \mu\text{m}$ -Kontinuumsmission zusammengesetzt. Die ionisierende Strahlung der Trapez-Sterne süd-östlich von OMC-1 (nicht mehr in der Abbildung enthalten) erzeugt die intensive H-Rekombinationsstrahlung, während die H_2 -Emission im Bereich des OMC-1-Outflows dominiert. Überlagert sind die verschiedenen Aperturen der ISO-SWS-Beobachtungen, deren Mitte auf die Position $\alpha_{2000} = 5^{\text{h}}35^{\text{m}}13,67^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = -5^{\circ}22'8,5''$ ausgerichtet ist. Die Größe der jeweiligen Apertur am Himmel ist $14'' \times 20''$ für $\lambda < 12 \mu\text{m}$, $14'' \times 27''$ bei 12 bis $27,5 \mu\text{m}$, $20'' \times 27''$ bei $27,5$ bis $29 \mu\text{m}$ und $20'' \times 33''$ bei 29 bis $45,2 \mu\text{m}$.

5.2 Beobachtungen

Für das $2,4$ – $45 \mu\text{m}$ -Spektrum von Peak 1 wurde der Modus mit der langsamsten Durchstimmgeschwindigkeit entsprechend der höchstmöglichen spektralen Auflösung, gewählt. Die Daten wurden bis zum SPD-Stadium (siehe Kapitel 3.1.5) mit Hilfe der automatisierten Standard Datenreduktion (OLP) reduziert. Zwischen dem SPD- und dem AAR-Stadium wurde eine Kombination von OLP- und hausinternen Routinen zur Extraktion der einzelnen Spektren und zur Entfernung von Fringen verwendet. Die relativen Fehler zur Flussbestimmung reichen von 5% bei einer Wellenlänge von $2,4 \mu\text{m}$ bis zu 30% bei $\lambda = 45 \mu\text{m}$ (Leech et al., 2000). Die statistischen Fehler, die aus dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis der beobachteten Linien bestimmt wurden, sind in den meisten Fällen geringer als die systematischen Fehler aufgrund der Unsicherheit in der Flusskalibration.

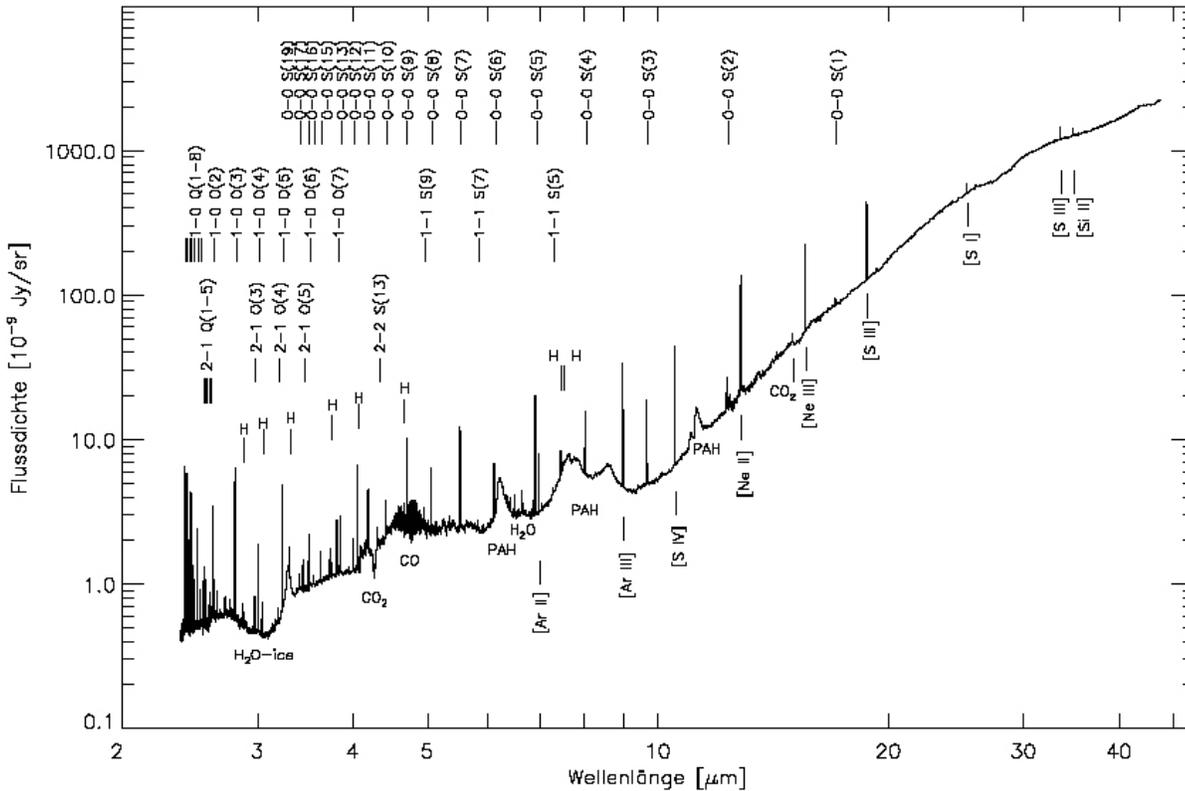


Abbildung 5.3: 2.4–45 μm -SWS 01-Gitterspektrum von Orion Peak 1. Einige der detektierten Linien und Strukturen sind beschriftet. Die Kontinuumsniveaus der verschiedenen AOT-Bänder, welche sich aufgrund von unterschiedlich großen Aperturen unterscheiden, wurden geringfügig verschoben, um ein kontinuierliches Spektrum zu erzeugen.

5.3 Resultate und Diskussion

Abbildung 5.3 zeigt das SWS 01-Spektrum über den vollen Wellenlängenbereich des SWS. Der Großteil des Kontinuumsflusses kommt wahrscheinlich von der intensiven Kontinuumsquelle BN in der Nähe der südlichen Begrenzung der Aperturen (siehe Abbildung 5.2). Der empfangene Kontinuumsfluss hängt daher sehr empfindlich von der Größe der jeweiligen Apertur ab und ist nicht einfach proportional zur jeweiligen Aperturgröße. Außerdem führt eine über den gesamten Outflow ausgedehnte Kontinuumsemission zu Veränderungen des Kontinuumsflusses mit der Aperturgröße.

Unter der Annahme einer konstanten Flächenhelligkeit, zumindest für die Linienemission, wurden die Linien- und Kontinuumsflüsse mit der Aperturgröße normalisiert. Das genaue Aperturprofil der verschiedenen Wellenlängenbänder ist noch zu bestimmen. Daher ist die Annahme von effektiven Aperturen entsprechend denen, die in Abbildung 5.2 gezeigt sind, eine Näherung. Der hierdurch und durch die inhomogene Flächenhelligkeit der Kontinuumsemission verursachte Fehler führt zu zusätzlichen relativen Sprüngen der Kontinuumsflüsse für benachbarte Bänder von -10% für das $7\text{--}12\ \mu\text{m}$ -Band, -30% für das $12\text{--}16\ \mu\text{m}$ -Band, $+15\%$ zwischen 16 und $19,5\ \mu\text{m}$, -5% zwischen $19,5$ und $27,5\ \mu\text{m}$, $-7,5\%$ zwischen $27,5$ und $29,5\ \mu\text{m}$

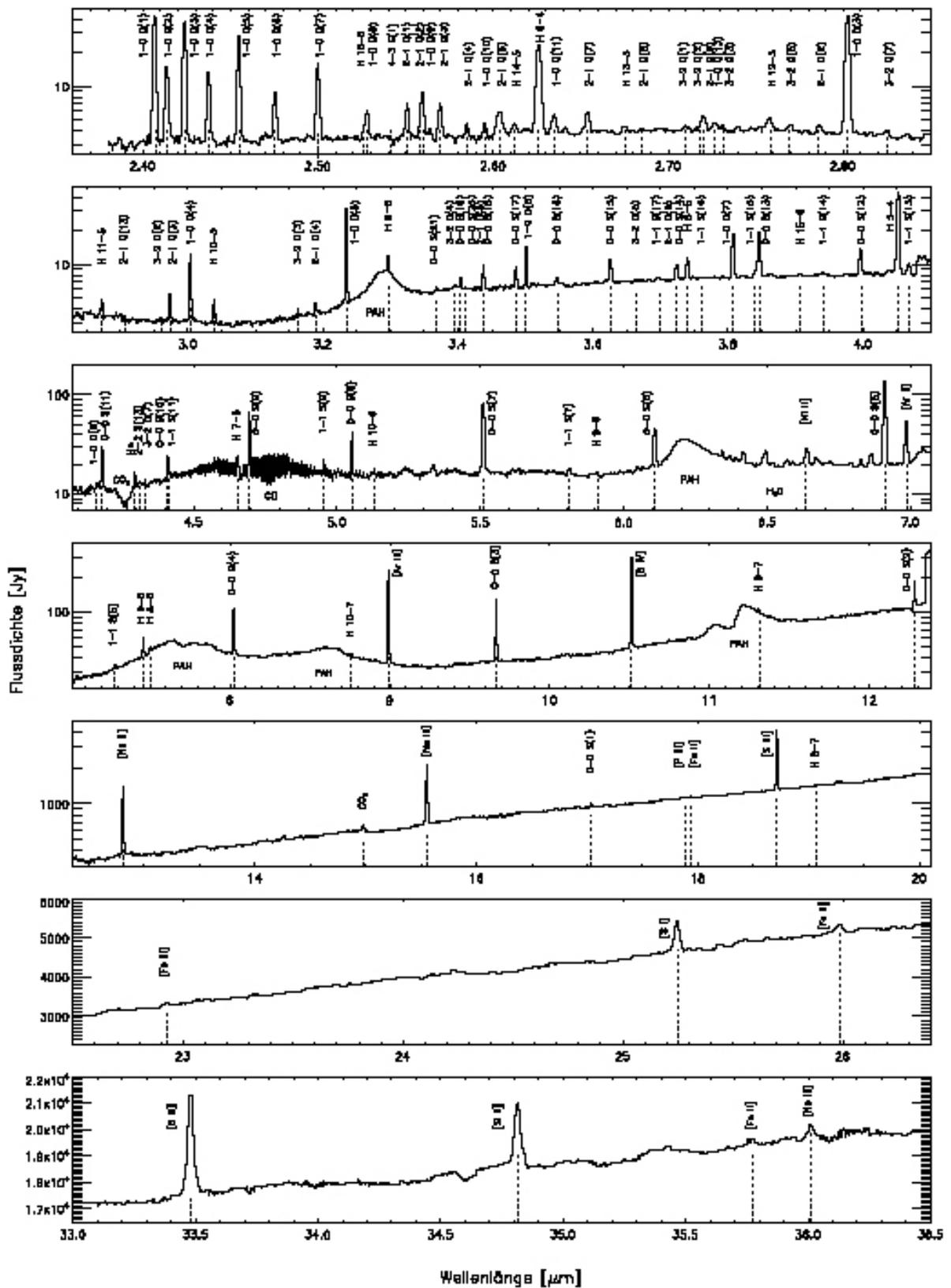


Abbildung 5.4: Das SWS 01-Spektrum von Abbildung 5.3 im Detail.

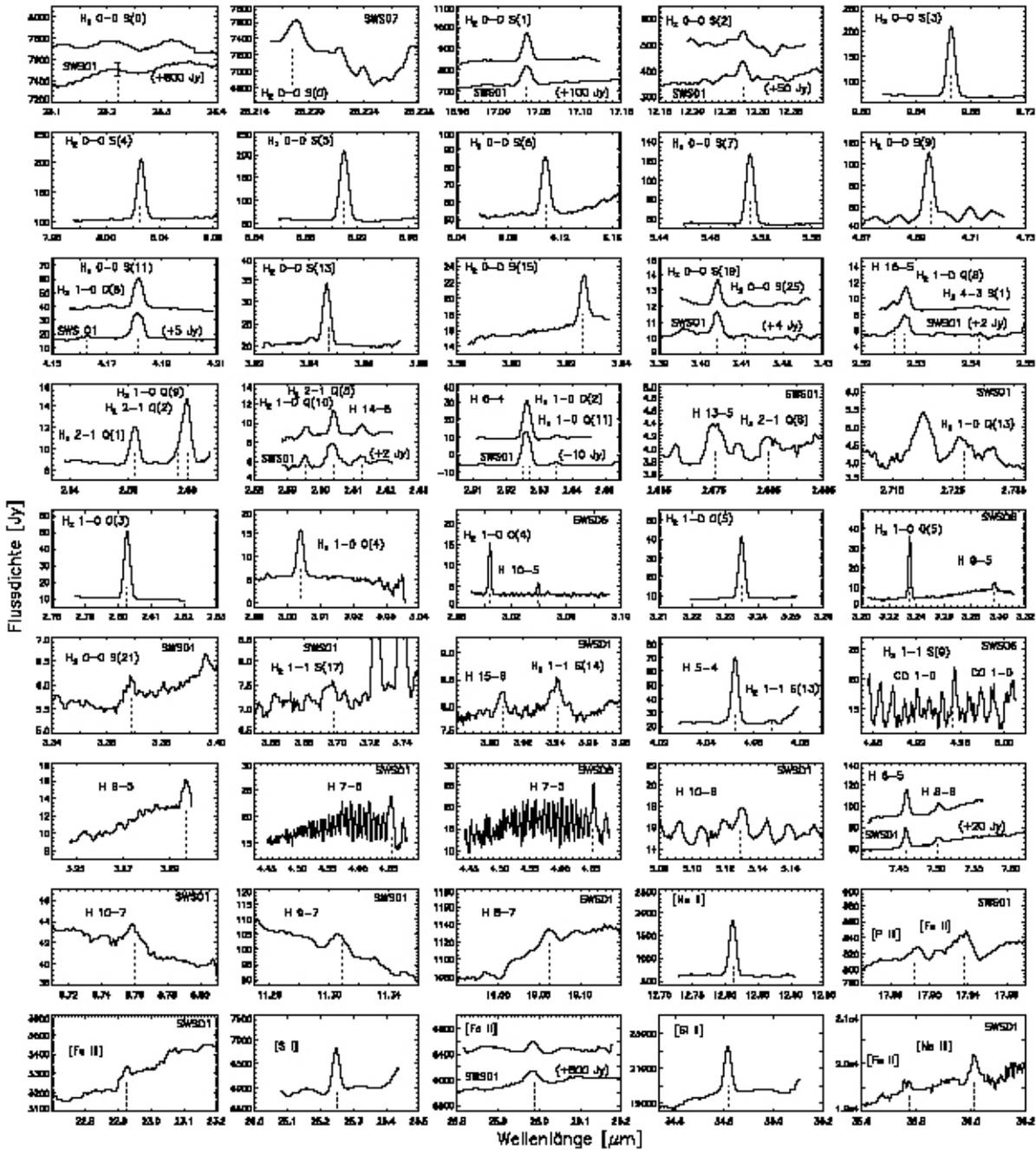


Abbildung 5.5: Spektren in den SWS 02- und, falls markiert, SWS 07/SWS 06-Beobachtungsmoden. In Fällen, in denen der vom SWS 01-Spektrum ermittelte Linienfluss stark von dem in den anderen Beobachtungsmoden abweicht oder die Linie in den Abbildungen 5.3 und 5.4 nur schwer zu erkennen ist, wurde außerdem der entsprechende Teil des SWS 01-Spektrums dargestellt. Im Fall der $H_2 0-0 S(0)$ -Linie, für die aus dem SWS 01-Gitterspektrum nur eine obere Grenze gewonnen werden konnte, ist die 3σ -Flussdichte des Rauschens markiert.

und +5% oberhalb 29.5 μm .

Da die beobachteten H_2 -Linienintensitäten in einer glatten Verteilung von Säulendichten im Anregungsdiagramm von Abbildung 5.6 resultieren, scheinen die Linienintensitäten nur wenig von der Unsicherheit des Aperturprofils und der inhomogenen Flächenhelligkeit betroffen zu sein. Abbildung 5.4 zeigt das SWS 01-Spektrum in größerem Detail. Linien, die bei höherer spektraler Auflösung in den SWS 02- und SWS 07/SWS 06-Moden beobachtet wurden, sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Die SWS 06-Gitterspektren wurden gleichzeitig mit den SWS 07-Fabry-Pérot-Spektren aufgenommen.

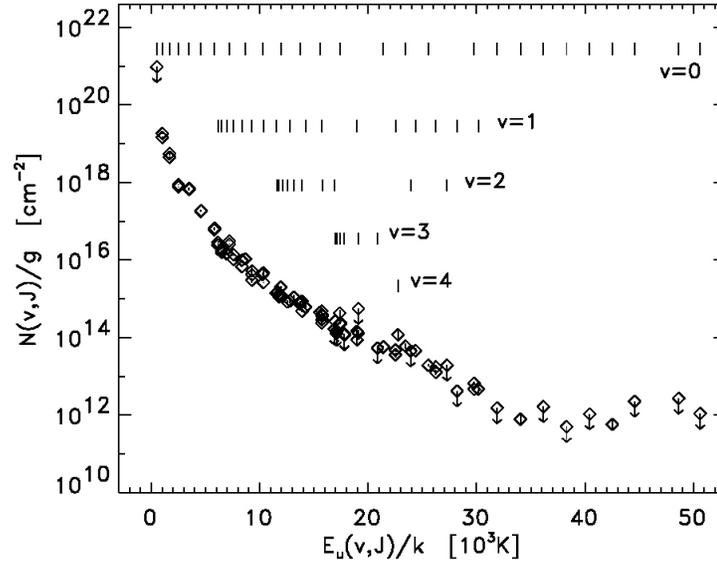


Abbildung 5.6: Anregungsdiagramm der H_2 -Säulendichten in Peak 1. Dargestellt sind die beobachteten (nicht extinktionskorrigierten) Säulendichten dividiert durch die statistischen Gewichte als Funktion der Energie des oberen Niveaus des beobachteten Übergangs. Energieniveaus, für die lediglich obere Grenzen bestimmt werden konnten, sind mit nach unten gerichteten Pfeilen gekennzeichnet.

Die Spektren von Peak 1 werden dominiert von einer großen Zahl von Rotations- und Rotations-Vibrationslinien des molekularen Wasserstoffs. Die reinen Rotationslinien kommen von Niveaus, die bei Energien von $E/k=1015$ K für die 0-0 S(1)-Linie bis $E/k = 42\,515$ K für die 0-0 S(25)-Linie liegen. Diese repräsentieren Gas, das Anregungstemperaturen von 600 K für Niveaus niedriger Energie bis zu mehr als 3000 K für Niveaus mit $E/k > 14\,000$ K besitzt. Die beobachteten Intensitäten der identifizierten Linien sind in Tabelle 5.4 aufgelistet. Die Spektren sind außerdem reich an H I Rekombinationslinien und atomaren und ionischen Feinstrukturlinien. Eine Vielzahl von 1-0 Rotations-Vibrationslinien von gasförmigem CO, vermutlich vermischt mit festem CO (van Dishoeck et al., 1998), wurde zwischen 4,5 und 5 μm gefunden. Gasförmiges Wasser ist in Form von Linien der ν_2 Biegeschwingung bei Wellenlängen zwischen 6,3 und 7 μm und gasförmiges CO_2 bei 15 μm detektiert. Emissionsstrukturen von PAHs dominieren die Emission zwischen 6 und 12 μm . Außerdem enthält das Spektrum Absorptionsstrukturen von Wassereis bei 3,1 μm , von CO_2 -Eis bei 4,25 μm und von silikathaltigen Staubkörnern bei 9,7 μm .

Die verschiedenen Linien und Strukturen stammen von unterschiedlichen Regionen, sowohl entlang der Sichtlinie als auch innerhalb der SWS-Apertur. Die H II-Region im Vordergrund

von OMC–1 trägt zur Emission von H I–Rekombinationslinien und ionischen Feinstrukturlinien bei. Die PAH– (Verstraete et al., 1996) und ein großer Teil der [Si II]34,8 μ m–Emission (Haas, Hollenbach & Erickson, 1991) hat dagegen seinen Ursprung in der PDR, die zwischen der H II–Region im Vordergrund und der den OMC–1–Outflow beinhaltenden Molekülwolke liegt. Außerdem trägt die PDR zur H₂–Emission bei. Schocks dominieren die Emission von H₂, H₂O und CO und tragen möglicherweise teilweise zur Emission von H–Rekombinations– und Feinstrukturlinien bei.

5.3.1 Beobachtete H₂–Säulendichten

Aufgrund der kleinen Wahrscheinlichkeiten für strahlende Übergänge sind die beobachteten H₂–Linien optisch dünn. Daher können die „beobachteten“ Säulendichten der entsprechenden oberen Energieniveaus mit Hilfe der beobachteten Linienintensitäten I_{obs} zu

$$N_{\text{obs}}(v, J) = \frac{4\pi\lambda I_{\text{obs}}}{hc A_{\text{ul}}} \quad (5.1)$$

berechnet werden. Hierbei wurden Einstein–Koeffizienten von Turner, Kirby–Docken & Dalgarno (1977) und Wolniewicz, Simbotim & Dalgarno (1998) verwendet. Die Wellenlängen λ für die entsprechenden Übergänge wurden mit Hilfe von Energieniveaus berechnet, die von E. Roueff (private Kommunikation) zur Verfügung gestellt wurden.

Eine bequeme Art, die Säulendichten graphisch darzustellen, ist in Form eines Anregungsdiagramms $N(v, J)/g(J)$ vs. $E(v, J)/k$ (siehe Kapitel 4.4.1). Die in Peak 1 detektierten Linien folgen in solch einem „Boltzmann“–Diagramm (Abbildung 5.6) einer glatten Verteilung unabhängig von ihren Quantenzahlen. Es ist weder ein Anzeichen einer fluoreszenten Anregung noch einer Abweichung von einem OPV von drei zu erkennen. UV–angeregtes H₂, wie es in PDRs beobachtet wurde (Abbildung 4.6, Timmermann et al., 1996), würde eine Verteilung von Säulendichten erzeugen, in der die von Niveaus bei gleichem v abgeleitete „Rotations“–Anregungstemperatur niedriger ist als die von Niveaus bei gleichem J abgeleitete „Vibrations“–Anregungstemperatur (Draine & Bertoldi, 1996). Eine fluoreszente Anregung zeigt daher im Gegensatz zur hier beobachteten fließenden Verteilung von H₂–Säulendichten, bei der N/g nicht von der Quantenzahl des jeweiligen Zustandes abzuhängen scheint, eine charakteristische sägezahnartige Verteilung der $v > 1$ –Niveaus. Weiterhin zeigt UV–angeregtes Gas für angeregte Vibrationsniveaus in der Regel ein kleineres OPV als für das gesamte Gas (Sternberg & Neufeld, 1999, siehe auch Kapitel 4.3).

5.3.2 Extinktion

Die Schocks, die die starken IR–Linien im OMC–1–Outflow emittieren, sind tief in der Orion–Molekülwolke eingebettet. Daher wird die auftretende Strahlung aufgrund von Extinktion merklich abgeschwächt. Um die Säulendichten $N_{\text{obs}}(v, J)$, die mit Hilfe der beobachteten H₂–Linienintensitäten I_{obs} gewonnen wurden, entsprechend zu korrigieren, ist die Kenntnis der Extinktion als Funktion der Wellenlänge erforderlich. Die interstellare IR–Extinktionsfunktion ist jedoch nicht genau bekannt. Die NIR–Extinktion wird gewöhnlich mit einem Potenzgesetz

$$A_{\lambda} = A_K (\lambda/2, 12 \mu\text{m})^{-\alpha} \quad \text{für } \lambda < 6 \mu\text{m} \quad (5.2)$$

und mit einem Anstieg der Extinktion für $\lambda > 6 \mu\text{m}$ aufgrund der Absorptionsstrukturen von silikathaltigen Staubkörnern approximiert (Draine & Lee, 1984). Die Tiefe und Breite dieser Silikat–Absorptionsstrukturen bei 9,7 μm und 18 μm ist unsicher und kann von Region zu

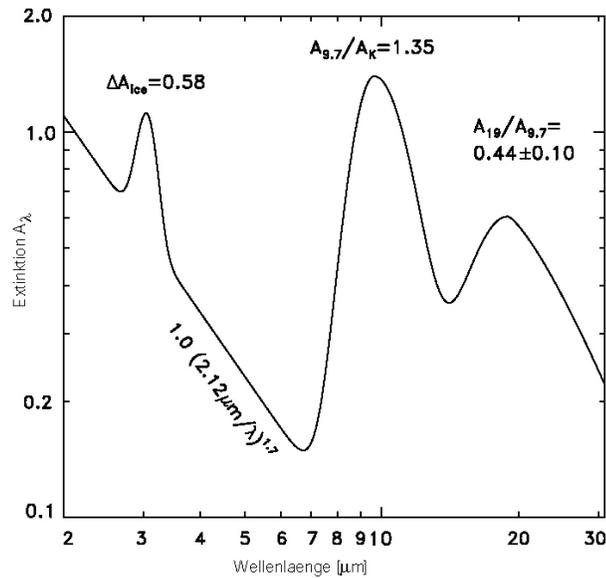


Abbildung 5.7: Mit Hilfe der relativen Intensitäten der in Peak 1 beobachteten H_2 -Linien gewonnene NIR- und MIR-Extinktion (Gleichung 5.6). Die Kurve wurde mit Hilfe von vier Parametern zusammengesetzt, deren Werte die Dispersion von H_2 -Säulendichten für $E/k < 16\,000\text{ K}$ im Anregungsdiagramm (Abbildung 5.10) minimiert.

Region unterschiedlich sein (Draine, 1989). Eine weitere Komplikation ergibt sich durch eine mögliche Vermischung des emittierenden und absorbierenden Mediums, was aufgrund der komplexen räumlichen Variation der NIR-Emission in OMC-1 (Abbildung 5.2) bzw. in ähnlichen Outflows wie DR21 und Cep A (Davies & Smith, 1996; Goetz et al., 1998) naheliegend ist.

Mit ausreichend Redundanz aufgrund der Information durch die molekularen und atomaren Wasserstofflinien in Peak 1 kann man im Prinzip die mittlere Extinktion entlang der Sichtlinie abschätzen. Da jedoch H I-Rekombinations- und H_2 -Linien eventuell nicht dem gleichen Gebiet entstammen, sind sie möglicherweise unterschiedlich stark von Extinktion betroffen. Daher wird die Extinktion für beide Linienarten separat ermittelt.

Um eine Extinktionskorrektur der H_2 -Linien zu bekommen, wurde versucht, die Extinktion mit Hilfe der H_2 -Linien selbst zu ermitteln. Die Betrachtung des Anregungsdiagramms von Abbildung 5.6, welches nicht extinktionskorrigiert ist, zeigt, dass die Säulendichten einer glatten Verteilung ohne Abhängigkeit von der Vibrationsquantenzahl folgen. Übergänge von einem bestimmten Energieniveau zu verschiedenen niedrigeren Niveaus erzeugen Linien unterschiedlicher Wellenlänge, die durch Extinktion unterschiedlich stark abgeschwächt werden. Abweichungen vom erwarteten Verhältnis von H_2 -Linienintensitäten vom gleichen Energieniveau erlauben daher, auf die Extinktionsdifferenz bei den entsprechenden Wellenlängen der Linien zu schließen. Aufgrund der gleichmäßigen Verteilung der beobachteten H_2 -Linien im Anregungsdiagramm von Peak 1 lässt sich dies verwenden, um die Extinktion für einen großen Satz von Linien durch Minimierung der Dispersion im Anregungsdiagramm abzuschätzen. Dem liegt die Annahme zugrunde, dass diese Dispersion in den Säulendichten teilweise durch Extinktion verursacht wird.

Um diejenige Extinktionskurve, die die Dispersion im Anregungsdiagramm minimiert, zu finden, wurde versucht, den Verlauf der Extinktionskurve schrittweise zu bestimmen. Im ersten Schritt wurden nur solche Linien betrachtet, die außerhalb der bekannten Absorptionsstruk-

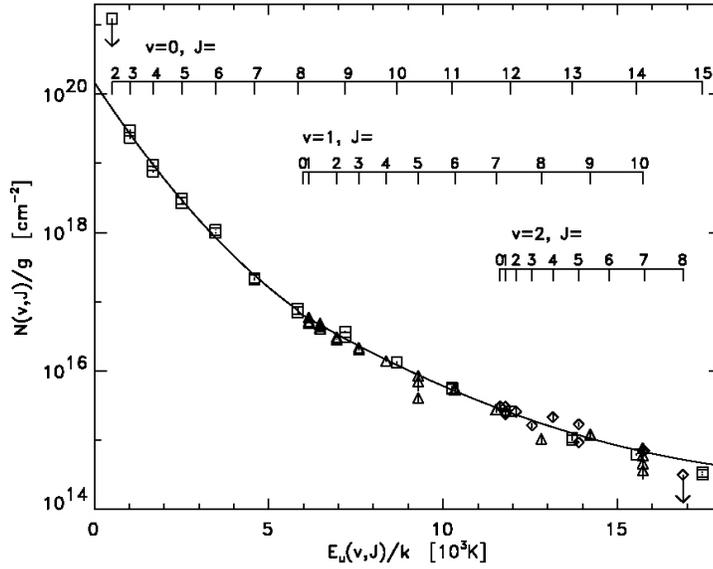


Abbildung 5.8: H_2 -Anregungsdiagramm: Die Quadrate, Dreiecke und Rauten gehören zu oberen Energieniveaus mit $v=0$, $v=1$ und $v=2$. Die durchgezogene Linie repräsentiert die Polynome zweiter Ordnung gemäß den Gleichungen 5.3 und 5.4, welche Werten für $E(v, J)/k$ kleiner bzw. größer als 5800 K zuzuordnen sind.

turen (Wassereis: 3,1 μm , Silikate: 9,7 μm und 18 μm) liegen. Hierfür wurden 32 Linien mit großem Signal-zu-Rausch-Verhältnis zwischen 2,4 und 6 μm mit Ausnahme der Linien zwischen 2,8 und 3,3 μm (Wassereis) ausgewählt. Die entsprechenden oberen Energieniveaus liegen im Bereich $E(v, J)/k = 5800 - 16000$ K. An die beobachteten und gemäß den Gleichungen 4.8 und 5.2 extinktionskorrigierten Säulendichten $N(v, J)$, dividiert durch die statistischen Gewichte $g(J)$, wurde ein Polynom zweiten Grades angepasst. α und A_K wurden als freie Parameter derartig variiert, dass die Dispersion der $N(v, J)/g(J)$ minimiert wird. Innerhalb des Bereiches $1 \leq \alpha \leq 2$ ergibt sich damit A_K zu $1,0 \pm 0,1$ mag. Da der Wert von α nicht weiter eingeschränkt werden konnte, wurde ein Wert von $\alpha = 1,7$ angenommen, wie er aufgrund von anderen Beobachtungen vorgeschlagen wurde (Draine, 1989). Für $A_K = 1,0$ mag und $\alpha = 1,7$ (siehe Gleichung 5.2) ergibt sich für das an $N(v, J)/g(J)$ vs. $E(v, J)/k =: 1000T_3$ angepasste Polynom zweiter Ordnung (siehe Abbildung 5.8):

$$\log(N(v, J)/g(J)) = 18,88 - 0,402T_3 + 0,0092T_3^2 \quad \text{für } 5800 \text{ K} < E(v, J)/k < 17000 \text{ K} \quad (5.3)$$

Die Qualität χ^2 der Anpassung ist $\chi^2 = 0,13$. Ohne Extinktionskorrektur ist $\chi^2 = 0,39$. Nachdem der Teil der Extinktionskurve, der einem Potenzgesetz folgt, gewonnen wurde, ist in einem zweiten Schritt die Stärke der 9,7 μm -Silikat-Absorptionsstruktur mit Hilfe der beobachteten $v = 0$ - und $J \leq 8$ - H_2 -Linien bestimmt worden. Aus der Intensität der 0-0 S(3)-Linie bei der Wellenlänge $\lambda = 9,66$ μm folgt eine Säulendichte $N(v, J)/g(J)$, die deutlich unterhalb derjenigen liegt, die man aufgrund einer Interpolation zwischen den $J = 3$ - (0-0 S(1)-Linie bei 17,0 μm) und dem $J = 8$ -Niveaus (0-0 S(6)-Linie bei 6,1 μm) erwartet. Die beobachteten Besetzungen der $J = 3$ - bis $J = 7$ -Niveaus sind alle von der Silikat-Absorption beeinträchtigt. Die Form der 9,7- und 18 μm -Silikatstrukturen wurde mit Hilfe der Berechnungen von Draine & Lee (1984) abgeschätzt. Die Tiefe der 18 μm -Struktur A_{18} wurde, basierend auf einem Mittelwert zwischen früheren Abschätzungen (Draine & Lee, 1984; Pegourie & Papoular, 1985;

Volk & Kwok, 1988) und einer ISO-Studie der Extinktion in W51 (Bertoldi et al., in Vorbereitung), als 0,44 mal derjenigen der 9,7 μm -Struktur $A_{9,7}$ angesetzt. Durch Variation von $A_{9,7}$ und unter der Annahme von $A_K = 1,0$ mag erhält man die beste Übereinstimmung der $J = 5$ -Säulendichte mit den Säulendichten der $J = 3-8$ -Niveaus für $A_{9,7} = (1,35 \pm 0,15)$ mag. Mit $A_{18}/A_{9,7} = 0,44$ entspricht dies $A_{18} = 0,59 \pm 0,15$ mag. Die resultierenden korrigierten Säulendichten der $J \leq 8$ -Niveaus mit $E(v, J) \leq 5800$ K werden durch

$$\log(N(v, J)/g(J)) = 20,17 - 0,765T_3 + 0,0344T_3^2 \quad (5.4)$$

beschrieben und sind in Abbildung 5.8 dargestellt.

Schließlich wird die Tiefe und Breite der Wassereis-Absorptionsstruktur durch Minimierung der Abweichung von fünf H_2 -Linien mit $6000 \text{ K} < E(v, J)/k < 16000 \text{ K}$ und $2,8 \mu\text{m} < \lambda < 3,3 \mu\text{m}$ von der durch Gleichung 5.4 beschriebenen Verteilung zu

$$\Delta A_{\text{Eis}} \approx 0,58 e^{-22((\lambda - 3,05 \mu\text{m})/\mu\text{m})^2} \text{ mag} \quad (5.5)$$

bestimmt. Kalibrationsfehler und ein kleiner Beitrag von UV-angeregtem H_2 aus der PDR

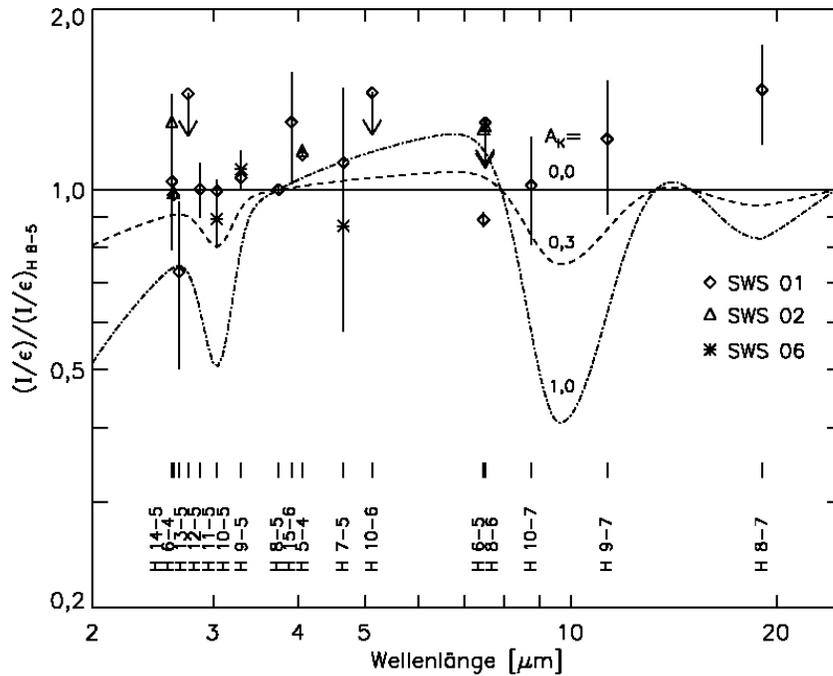


Abbildung 5.9: Versuch zur Bestimmung der differentiellen Extinktion der H -Rekombinationslinien: Die Linienintensitäten dividiert durch die entsprechenden Emissivitäten sind normalisiert mit dem gleichen Verhältnis für die $\text{H} 8-5$ -Linie und als Funktion der Wellenlänge dargestellt. Linien mit einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (siehe Tabelle 5.1) von < 3 wurden als obere Grenzen markiert. Ohne Extinktion sollten alle Datenpunkte mit einem Wert von eins übereinstimmen (durchgezogene Linie). Die gestrichelten Linien zeigen die erwarteten Verteilungen für eine Extinktionskurve analog der von den H_2 -Linien abgeleiteten für zwei verschiedene Werte im K -Band ($2,0 - 2,4 \mu\text{m}$). Die beobachtete Verteilung ist konsistent mit einer Extinktion $A_K < 0,3$ mag.

im Vordergrund führen eventuell zur einer Dispersion, die nicht in einer Extinktion begründet

ist. Die abgeleitete Extinktionskurve sollte daher als approximativ angesehen werden. Die Extinktionskurve, die die Dispersion im Anregungsdiagramm minimiert, ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Sie lässt sich explizit schreiben als

$$A(\lambda) = A_K(\lambda/2, 12\mu\text{m})^{-1,7} + 0,58 e^{-22((\lambda-3,05\mu\text{m})/\mu\text{m})^2} + (1,35 - 0,08A_K) \left\{ e^{-[c_1 \log(\lambda/9,66\mu\text{m})]^2} + 0,44 e^{-[c_2 \log(\lambda/19\mu\text{m})]^2} \right\}. \quad (5.6)$$

Dabei ist $A_K = (1,0 \pm 0,1)$ mag die gewonnene Extinktion bei $2,12 \mu\text{m}$ und $c_1 = 14,3$ für $\lambda < 9,7 \mu\text{m}$, $c_1 = 9,8$ für $\lambda > 9,7 \mu\text{m}$, $c_2 = 7,5$ für $\lambda < 19 \mu\text{m}$, $c_2 = 4,8$ für $\lambda > 19 \mu\text{m}$. Die Tiefe des Extinktionsminimums zwischen 4 und $7 \mu\text{m}$ ist sehr unsicher, so dass es nicht möglich ist, das von Lutz et al. (1996) gefundene Fehlen eines Extinktionsminimums in diesem Bereich zu verifizieren.

Rekombinationslinien des atomaren Wasserstoffs bieten ein weiteres Mittel zur Abschätzung der wellenlängenabhängigen Extinktion. Es wurden siebzehn H I–Rekombinationslinien mit Wellenlängen von $2,6$ bis $19 \mu\text{m}$ detektiert. Die relativen Emissivitäten

$$\epsilon = \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} \sum_{L=0}^{n-1} \sum_{L'=L\pm 1} n_{nL} A_{nL,n'L'} \quad (\text{in erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ sr}^{-1}) \quad (5.7)$$

der Linien wurden theoretisch für den *Fall B* ermittelt (Storey & Hummer, 1995).¹ In Gleichung 5.7 (Osterbrock, 1989) bedeuteten $\nu_{nn'}$ und $A_{nL,n'L'}$ die Frequenz und Übergangswahrscheinlichkeit für Übergänge von einem Niveau mit der Haupt- und Drehimpulsquantenzahl n und L zu einem Niveau mit den Zahlen n' und L' . n_{nL} ist die Besetzungsdichte des Ausgangsniveaus.

Die Emissivitäten hängen nur leicht von der Gastemperatur und -dichte ab, so dass sich aus einem Vergleich der Linienintensitäten dividiert durch die Emissivitäten eine Aussage über die differentielle Extinktion bei den jeweiligen Wellenlängen machen lässt. Die beobachteten Rekombinationslinien sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

In Abbildung 5.9 ist das Verhältnis aus beobachteter Linienintensität und Emissivität, dividiert durch das entsprechende Verhältnis für die H I 8–5–Linie, die als Referenzlinie verwendet wurde,

$$\frac{(I_{\text{obs}}/\epsilon)}{(I_{\text{obs}}/\epsilon)_{8-5}} = 10^{-0,4(A_\lambda - A_{\lambda_{8-5}})} \quad (5.8)$$

als Funktion der Wellenlänge der betrachteten Linie dargestellt. Die Datenpunkte streuen um einen Wert von eins, was bedeutet, dass die H–Rekombinationslinien von keiner oder nur wenig Extinktion abgeschwächt werden. In Abbildung 5.9 werden die erwarteten Verteilungen, die entsprechend Gleichung 5.8 mit Extinktionskurven analog der mit Hilfe der H₂–Linien gefundenen, aber mit unterschiedlichen Werten für die absolute Normalisierung A_K berechnet wurden, mit den Daten verglichen. Keine der Extinktionsstrukturen stimmt mit den beobachteten Werten überein. Dies lässt sich nur mit einer sehr geringen Extinktion $A_K < 0,3$ mag erklären.

¹Hierbei werden alle Linien, bis auf die Lyman–Linien ($n=1$), als optisch dünn betrachtet. Diese Annahme kann sich in Regionen hoher Dichte, in denen Kollisionen von $n = 1-$ zu $n = 2-$ Zuständen wichtig werden können, als unzulässig erweisen.

Tabelle 5.1: ISO-SWS-Beobachtungen von H I-Rekombinationslinien in Orion Peak 1

Linie	λ [μm]	SWS AOT	I_{obs} [$\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$]	S/N ^a
8-7	19,062	01	$2,94 \times 10^{-4}$	5,3
9-7	11,309	01	$1,82 \times 10^{-4}$	4,0
10-7	8,760	01	$1,12 \times 10^{-4}$	4,9
8-6	7,503	01	$< 4,25 \times 10^{-4}$	$< 3,0$
		02	$< 4,20 \times 10^{-4}$	$< 3,0$
6-5	7,460	01	$1,10 \times 10^{-3}$	36,6
		02	$1,56 \times 10^{-3}$	68,4
10-6	5,129	01	$< 2,44 \times 10^{-4}$	$< 3,0$
7-5	4,654	01	$8,92 \times 10^{-4}$	3,0
		06	$6,99 \times 10^{-4}$	3,0
5-4	4,052	01	$4,51 \times 10^{-3}$	114,0
		02	$4,59 \times 10^{-3}$	187,0
15-6	3,908	01	$6,24 \times 10^{-5}$	4,7
8-5	3,741	01	$5,35 \times 10^{-4}$	57,0
9-5	3,297	01	$3,89 \times 10^{-4}$	31,1
		06	$4,02 \times 10^{-4}$	13,1
10-5	3,039	01	$2,72 \times 10^{-4}$	23,6
		06	$2,44 \times 10^{-4}$	9,7
11-5	2,873	01	$2,01 \times 10^{-4}$	9,6
12-5	2,758	01	$< 2,26 \times 10^{-4}$	$< 3,0$
6-4	2,626	01	$2,25 \times 10^{-3}$	90,0
		02	$2,27 \times 10^{-3}$	79,0
14-5	2,613	01	$9,94 \times 10^{-5}$	4,3
		02	$1,25 \times 10^{-4}$	8,9

^a Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, das aus dem Rauschen in einem Bereich von $\approx 500 \text{ km s}^{-1}$ um die Linie berechnet wurde.

Obwohl die Fehler zu groß sind, um einen genauen Wert für die Extinktion bei einer bestimmten Wellenlänge anzugeben, so zeigt der Vergleich der beiden Methoden zur Extinktionsbestimmung, dass die H-Rekombinationslinien sehr viel weniger von der interstellaren Extinktion abgeschwächt werden als die H₂-Linien. Eine naheliegende Erklärung ist, dass der Großteil der atomaren Wasserstoffemission von der H II-Region im Vordergrund stammt, wohingegen die H₂-Linien in einer tiefer in die Molekülwolke eingebetteten Region emittiert werden.

Dieser Schluss stimmt mit der Einschätzung von [Everett, DePoy & Pogge \(1995\)](#) überein, die für die Extinktion im J-Band (1,1 – 1,4 μm) Werte von $A_J = (0,38 \pm 0,09)$ mag und $A_J = (2,15 \pm 0,26)$ mag für die Extinktion der H-Rekombinationslinien bzw. der H₂-Linien gefunden haben. Für ein Extinktionsgesetz $A_\lambda \sim \lambda^{-1,7}$ entspricht das Werten von $A_K = (0,15 \pm 0,04)$ mag und $A_K = (0,9 \pm 0,1)$ mag, was sehr gut mit dem hier gewonnenen Resultat übereinstimmt.

5.3.3 Feinstrukturlinien

Die beobachteten Feinstrukturlinien von atomaren und ionisierten Gas sind nützliche diagnostische Hilfsmittel. Falls höherionisierte Ionen im schockangeregten Gas, welches von der ionisierenden Strahlung der Trapez-Sterne abgeschirmt ist, vorkommen, wäre das ein starkes Indiz für die Anwesenheit von schnellen, ionisierenden J-Schocks. Daher ist es interessant, die Beiträge der H II-Region/PDR im Vordergrund bzw. des geschockten Gases des OMC-1-Outflows zur Feinstrukturemission voneinander zu trennen. Tabelle 5.2 listet die in Peak 1 beobachteten Feinstruktur-Intensitäten auf. Ein überwiegend ionisiertes Medium lässt sich durch die Beobachtung von Ionen mit Ionisationspotentialen $> 13,6$ eV aufspüren. Eine Reihe von solchen Ionen wurde in den gewonnenen ISO-SWS-Spektren detektiert: [Ar II]6,9μm, [Ar II]8,99μm, [Ne II]12,8μm, [Ne III]15,5μm, [Ne III]36μm, [S III]18,7μm und [S IV]10,5μm. Deren beobachtete Intensität lässt sich mit Modellen von H II-Regionen, etwa dem von [Rubin et al. \(1991\)](#), vergleichen. Der Vergleich der beobachteten Linienintensitäten mit den Voraussagen eines solchen Modells für einen Stern mit einer Effektivtemperatur $T_{\text{eff}} = 37\,000$ K und Schwerebeschleunigung $\log g = 4.0$ ([Rubin et al., 1991](#)) zeigt eine gute Übereinstimmung aller Linienintensitäten. Lediglich das [S III]18,7μm/[S III]33,5μm-Linienverhältnis wird vom Modell um einen Faktor 1,8 überschätzt. Die gute Übereinstimmung der Linienintensitäten legt nahe, dass diese Linien überwiegend in der Vordergrund-H II-Region erzeugt werden, jedoch lässt sich aufgrund der Unsicherheiten von modellierten und beobachteten Linienintensitäten ein Beitrag des Schocks von bis zu 30% zur Anregung dieser Linien nicht ausschließen.

Die in Peak 1 beobachteten Feinstrukturlinien können außerdem mit den in der Orion-Bar-PDR bzw. Ionisationsfront gewonnen Feinstrukturlinien verglichen werden. Wie das vor der OMC-1-Wolke liegende Gas wird auch der Orion Bar von den Trapez-Sternen beleuchtet. Hierfür ist bekannt, dass Schocks nicht zur Emission beisteuern und dass die Emission mit derjenigen vom vor der OMC-1-Wolke liegenden Gas vergleichbar ist ([Herrmann et al., 1997](#)).

Zwei verschiedene Positionen der Orion-Bar-PDR wurden mit dem ISO-SWS beobachtet: die Position „Brγ“ in Richtung der Ionisationsfront bei $\alpha = 5^{\text{h}}35^{\text{m}}19,31^{\text{s}}$, $\delta = -5^{\circ}24'59,9''$ (J2000) und die Position „H₂ S(1)“ an der Stelle der maximalen H₂ 1-0 S(1)-Emission bei $\alpha = 5^{\text{h}}35^{\text{m}}20,31^{\text{s}}$, $\delta = -5^{\circ}25'19,9''$. Die Intensitäten der für beide Positionen beobachteten Feinstrukturlinien sind in Tabelle 5.3 aufgelistet. Der Vergleich mit den entsprechenden Peak 1-Intensitäten zeigt, dass die meisten Linienintensitäten innerhalb eines Faktors zwei übereinstimmen. Dies legt nahe, dass die ionischen Feinstrukturlinien in der Tat in der H II-Region im Vordergrund erzeugt werden.

Die [P III]17,9 μm -, [Fe III]22,9 μm -, [Fe II]26 μm - und die [S III]33,5 μm -Linie wurden nicht im Modell von Rubin et al. (1991) behandelt, jedoch sind deren Intensitäten in Orion Peak 1 und der Orion-Bar-PDR sehr ähnlich. Für die [Fe II]26 μm -Linie ($IP_1 = 7,9 \text{ eV} < 13,6 \text{ eV}$) ist dennoch unklar, aus welchem Gebiet die Emission stammt. Sie könnte entweder in der PDR oder der H II-Region erzeugt werden.

Silizium: Haas, Hollenbach & Erickson (1991) beobachteten die [Si II]34.8 μm -Linie für neun verschiedene Positionen entlang einer Linie über den gesamten OMC-1-Outflow und darüber hinaus. Aus dem sich ergebenden Profil, welches ein Maximum in der Nähe von IRC2 besitzt, haben Haas, Hollenbach & Erickson (1991) geschlossen, dass ca. die Hälfte der Emission durch Produktion und Anregung von einfach ionisiertem Silizium im Schock erzeugt wird. In einer vorläufigen Version einer $\approx 6' \times 6'$ großen Karte der [Si II]34.8 μm -Emission, die sowohl OMC-1 als auch die Trapez-Sterne und die Orion-Bar-PDR beinhaltet, haben Stacey et al. (1995) ebenfalls ein Emissionsmaximum bei der OMC-1-Wolke gefunden. Haas, Hollenbach & Erickson (1991) finden eine Intensität von $I_{[\text{Si II}]} = 6 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ bei Peak 1, von der sie etwa die Hälfte einer ausgedehnten Komponente zurechnen. Die ausgedehnte Komponente stammt höchstwahrscheinlich von der PDR im Vordergrund von OMC-1. Haas, Hollenbach & Erickson (1991) finden gleich große Intensitäten für Peak 1 und der Orion-Bar-PDR. Der um einen Faktor zwei höhere Beitrag der PDR-Komponente zur [Si II]34.8 μm -Emission der Orion-Bar-PDR lässt sich gut mit der Tatsache erklären, dass diese von der Kante beobachtet wird. Aufgrund der erhöhten Säulendichte emittierendes Gases ist eine verstärkte Emission daher zu erwarten. Die hier gewonnenen Beobachtungen liefern um einen Faktor zwei höhere Intensitäten, als Haas, Hollenbach & Erickson (1991) beobachteten. Dies könnte einerseits durch Kalibrationsfehler oder durch die größere Eintrittsapertur (FWHM $\approx 34''$) von Haas, Hollenbach & Erickson (1991) bedingt sein. Stammt die [Si II]34.8 μm -Emission vorwiegend aus einem räumlich begrenzten Gebiet (Ausdehnung $< 34''$), so fällt die mittlere Intensität über die größere Apertur geringer aus. Abgesehen von diesen Diskrepanzen scheint klar zu sein, dass sowohl der Schock als auch die PDR etwa gleich stark zur Silizium-Emission beitragen. Da die [Si II]34.8 μm -Intensität linear mit der Silizium-Häufigkeit in der Gasphase skaliert, erfordert dies eine Häufigkeit von etwa 10% des solaren Wertes: Die PDR-Modelle von Tielens & Hollenbach (1985b) nehmen eine Silizium-Häufigkeit von 2,2% des solaren Wertes an und erhalten damit ca. ein Viertel des Wertes von $\sim 7 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1}$, der der PDR zugeschrieben wird. Die Silizium-Häufigkeit kann in Schocks durch Befreiung von auf Staubteilchen gebundenen Siliziums erhöht werden (Martin-Pintado, Bachiller & Fuente, 1992; Casuso & Beckman, 1997; Bachiller & Perez-Gutierrez, 1997). Große Silizium-Häufigkeiten werden auch in anderen PDRs wie NGC 7023 (Fuente et al., 1999) beobachtet. Obwohl Photodesorption von staubgebundenem Silizium vorgeschlagen wurde (Walmsley, Pineau des Forêts & Flower, 1999), ist der Mechanismus, durch den die Silizium-Häufigkeit in PDRs erhöht wird, weiterhin unklar. Starke Silizium-Emission ist keine universelle Eigenschaft von PDRs. Basierend auf ISO-Beobachtungen und einem Vergleich mit Modell-Rechnungen, finden Draine & Bertoldi (2000) für die PDR NGC 2023 kleine Silizium-Häufigkeiten.

Schwefel: Die starke [S I]25 μm -Linie ist wahrscheinlich schockangeregt. Burton, Hollenbach & Tielens (1990) haben in ihrem PDR-Modell die [S I]25 μm -Intensität für Dichten von 10^3 bis 10^5 cm^{-3} und Strahlungsfeldintensitäten von $\chi = 10^3 - 10^5$ zu $\leq 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ berechnet, was drei Größenordnungen kleiner als die beobachtete Intensität ist. Sowohl J- als auch C-Schocks könnten die [S I]-Emission erklären, jedoch kann nur ein J-Schock gleichzeitig die beobachtete [S I]- als auch [Si II]-Emission erzeugen.

Tabelle 5.2: ISO-SWS–Beobachtungen der Feinstrukturlinien in Orion Peak 1 ^a

	λ [μm]	IP_1 ^b [eV]	IP_u ^c [eV]	n_{crit} ^d [cm^{-3}]	SWS AOT	I_{obs} ^e	S/N ^f	A_λ ^g [mag]	I_{Modell} ^{e,h}
[Ne III]	36,009	40,96	63,45	5, 52(+4)	01	2, 26(−3)	4,3	0,02	1, 78(−3)
[Fe II]	35,777	7,90	16,19		01	1, 22(−3)	2,0	0,02	
[Si II]	34,814	8,15	16,35	3, 67(+5) ⁱ	01	1, 43(−2)	19,1	0,03	3, 16(−4)
					02	1, 59(−2)	58,8		
[S III]	33,480	22,34	34,79	6, 34(+3)	01	2, 16(−2)	46,0	0,03	1, 20(−2) ^j
[Fe II]	25,988	7,90	16,19	3, 59(+4) ^k	01	3, 70(−3)	6,8	0,05	
					02	1, 76(−3)	10,6		
[S I]	25,249	0,0	10,36	4, 2(+4) ^l	01	1, 19(−2)	19,5	0,35 ^m	
					02	1, 17(−2)	20,5		
[Fe III]	22,925	16,19	30,65	1, 12(+5)	01	4, 15(−4)	2,1	0,07	
[S III]	18,713	23,34	34,79	2, 06(+4)	01	3, 61(−2)	307,0	0,09	3, 63(−2)
[Fe II]	17,936	7,90	16,19		01	2, 56(−4)	2,2	0,09	
[P III]	17,885	19,77	30,20	3, 91(+4)	01	3, 09(−4)	2,9	0,09	
[Ne III]	15,555	40,96	63,45	2, 70(+5)	01	3, 20(−2)	255,0	0,07	2, 80(−2)
[Ne II]	12,814	21,56	40,96	6, 54(+5)	01	3, 03(−2)	109,0	0,07	3, 16(−2)
					02	3, 11(−2)	63,3		
[S IV] ⁿ	10,511	34,79	47,22	5, 39(+4)	01	9, 69(−3)	550,0	0,19	2, 40(−2)
[Ar III]	8,991	27,63	40,74	3, 18(+5)	01	9, 29(−3)	323,0	0,18	1, 38(−2)
[Ar II]	6,985	15,76	27,63	4, 17(+5)	01	2, 92(−3)	148,0	0,02	2, 82(−3)
[Ni II] ^o	6,636	7,64	18,17	1, 73(+7)	01	1, 26(−3)	47,8	0,02	

^a Zahlen in Klammern sind Potenzen von zehn.

^b Das untere Ionisationspotential IP_1 gibt die erforderliche Energie zur Erzeugung des Ions an.

^c Das obere Ionisationspotential IP_u gibt die erforderliche Energie zur Erzeugung der nächsthöheren Ionisationsstufe an.

^d Angegeben (falls nicht anderweitig markiert) sind die kritischen Dichten n_{crit} für Kollisionen mit Elektronen bei $T = 10\,000$ K.

^e In $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$.

^f Berechnet vom relativen quadratischen Mittelwert innerhalb von $\pm \sim 500 \text{ km s}^{-1}$.

^g Gemäß der ermittelten Extinktionskurve Gleichung 5.6, jedoch mit $A_K = 0,15$ mag.

^h Modell von Rubin et al. (1991) für eine projizierte Distanz zu θ^1 Ori C von $\sim 86''$.

ⁱ Für Kollisionen mit Elektronen bei $T = 20\,000$ K. Kollisionen mit H–Atomen bei 300 K liefern $n_{\text{crit}} = 3,67 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

^j Aus der vorausgesagten [S III]18,7 μm –Linienintensität und [S III]18,7 μm /[S III]33,5 μm –Linienverhältnis.

^k Kollisionen mit H–Atomen liefern $n_{\text{crit}} = 2,24 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

^l Für Kollisionen mit H^+ –Ionen. Kollisionen mit H–Atomen bei 300 K liefern $n_{\text{crit}} = 1,5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

^m Da die [S I]25,249 μm –Linie wahrscheinlich aus dem tiefer eingebetteten, schockangeregten Gas stammt, wird hierfür die von den H_2 –Linien ermittelte Extinktionskurve (Gleichung 5.6, bzw. Abbildung 5.7) mit $A_K = 1,0$ mag verwendet.

ⁿ Fällt mit der H 12–8–Linie zusammen. Unter Verwendung von Fall B–Emissivitäten (Storey & Hummer, 1995) lässt sich jedoch abschätzen, dass diese nur etwa $4 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ zur gemeinsamen Intensität beiträgt.

^o Fällt mit einer H_2O –Linie bei 6,6354 μm zusammen.

Tabelle 5.3: ISO–SWS–Beobachtungen von Feinstrukturlinien in zwei Positionen der Orion–Bar–PDR ^a

	λ [μm]	Bar H ₂ S(1)				Bar Br γ			
		SWS AOT	I_{obs} ^b	S/N ^c	$\frac{\text{Bar}}{\text{Pk1}}$ ^d	SWS AOT	I_{obs} ^b	S/N ^c	$\frac{\text{Bar}}{\text{Pk1}}$ ^d
[Ne III]	36,009	01	1,75(−3)	12,9	0,8	01	1,31(−3)	1,8	0,6
[Fe II]	35,777	01	2,05(−4)	2,8	0,2				
[Si II]	34,814	01	1,38(−2)	135,0	1,0	01	1,16(−2)	7,1	0,8
						02	1,13(−2)	63,7	0,7
[S III]	33,480	01	2,70(−2)	88,4	1,3	01	4,78(−2)	36,4	2,2
[Fe II]	25,988	01	1,38(−3)	19,4	0,4	01	9,58(−4)	4,2	0,3
						02	1,37(−3)	17,8	0,8
[S I] ^e	25,249	01	< 1,9(−4)		< 0,02	01	< 2,1(−4)		< 0,02
[Fe III]	22,925	01	4,82(−4)	10,6	1,2	01	1,64(−3)	4,4	4,0
						02	9,60(−4)	15,6	2,3
[Ar III]	21,842	01	3,59(−4)	6,0					
[S III]	18,713	01	2,08(−2)	391,0	0,6	01	5,19(−2)	249,0	1,4
[Fe II]	17,936	01	4,22(−5)	2,1	0,2				
[P III]	17,885	01	1,56(−4)	6,6	0,5				
[Ne III]	15,555	01	7,54(−3)	186,0	0,2	01	2,62(−2)	575,0	0,8
[Ne II]	12,814	01	1,49(−2)	76,5	0,5	01	3,44(−2)	70,6	1,1
[S IV] ^e	10,511	01	2,29(−3)	100,0	0,2	01	8,38(−3)	55,0	0,9
[Ar III]	8,991	01	3,69(−3)	116,0	0,4	01	1,13(−2)	194,0	1,2
[Ar II]	6,985	01	1,90(−3)	18,7	0,7	01	1,15(−2)	40,2	3,9
[Ni II] ^f	6,636	01	< 7,7(−5)		< 0,06	01	< 1,4(−4)		< 0,1

^a Zahlen in Klammern sind Potenzen von zehn.

^b In $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$.

^c Berechnet vom relativen quadratischen Mittelwert innerhalb von $\pm \sim 500 \text{ km s}^{-1}$.

^d Verhältnis der entsprechenden Linienintensitäten für Bar Br γ und Peak 1 bzw. Bar H₂ S(1) und Peak 1. Falls Linien in verschiedenen Beobachtungsmoden zur Verfügung standen, wurden die Verhältnisse mit Linien aus dem gleichen Modus berechnet.

^e Die [S IV]–Linie fällt mit der H 12–8–Linie zusammen.

^f Obere Grenzen wurden durch Multiplikation der 3σ –Flussdichte des Rauschens bei der entsprechenden Wellenlänge und der Breite eines Auflösungselementes berechnet.

Der abgeschätzte Beitrag des Schocks zur beobachteten [Si II]34.8 μ m-Intensität von $\sim 7 \times 10^{-3}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ sr $^{-1}$ und die [S I]25 μ m-Intensität wurden daher mit dem J-Schockmodell von [Hollenbach & McKee \(1989\)](#) verglichen. Sowohl die relativen als auch absoluten [S I]- und [Si II]-Intensitäten lassen sich mit einem schnellen Schock ($v_s = (85 \pm 10)$ km s $^{-1}$) mit einer Prä-Schockdichte von $n_H = (10^5 - 10^6)$ cm $^{-3}$ und einem Beam-Füllfaktor² von $\phi \sim 3 - 4$ erklären. Ein aperturfüllender, planarer Schock resultiert in $\phi = 1$ und ein aperturfüllender, kugelförmiger Schock in $\phi = 4$. Ein Beitrag dieses Schockmodells von 10 bis 30% zur [Ne II]12.8 μ m-Intensität würde außerdem die beobachteten [Ne II]/[Si II]- und [Ne II]/[S I]-Intensitätsverhältnisse erklären.

Andere Linien: Von den anderen in Peak 1 beobachteten Linien, werden die [Ni II]6.6 μ m- und [S I]25 μ m-Linien nicht in dem Orion-Bar detektiert. Die [Ni II]6.6 μ m-Linie fällt mit einer Wasserlinie zusammen und ist daher schwer zu detektieren. Die [Fe II]18 μ m- und [Fe II]36 μ m-Linien werden in beiden Objekten detektiert, jedoch sind sie in dem Orion-Bar eine Größenordnung schwächer als in Peak 1. Dies legt eine effizientere Erzeugung und Anregung von Eisen-Ionen in der Gasphase durch Schocks nahe.

5.3.4 Molekularer Wasserstoff

Mit den in den Abbildungen [5.3](#), [5.4](#) und [5.5](#) gezeigten Spektren wurden 56 verschiedene Rotations- und Rotations-Vibrationslinien von H₂ detektiert. Die detektierten reinen Rotationslinien reichen von der 0-0 S(1)-Linie mit einem oberen Energieniveau $E(v, J)/k = 1015$ K bis zur 0-0 S(25)-Linie mit $E(v, J)/k = 42\,500$ K. Mit Hilfe der Vielzahl an Linien lässt sich die Anregung des Gases innerhalb der ISO-SWS-Apertur über einen beispiellosen Energiebereich studieren.

Im Rahmen der Beobachtungen bei mittlerer spektraler Auflösung (SWS 01 und SWS 02, $R \sim 1000-2000$) wurde die H₂ 0-0 S(0)-Linie nicht detektiert. Leider war der Bereich, über den das Fabry-Pérot-Spektrum aufgenommen wurde, zu schmal, um eine Linie mit der erwarteten Breite von ~ 60 km s $^{-1}$ ([Nadeau & Geballe, 1979](#); [Brand et al., 1989b](#); [Moorhouse et al., 1990](#); [Chrysostomou et al., 1997](#)) zu beobachten. Dennoch zeigt das in [Abbildung 5.5](#) gezeigte Fabry-Pérot-Spektrum eine linienartige Struktur mit einer Breite (FWHM) von 12 km s $^{-1}$ entsprechend der spektralen Auflösung in diesem Beobachtungsmodus. Diese Struktur könnte die PDR-Komponente zur H₂ 0-0 S(0)-Emission sein und im Vordergrund der OMC-1-Wolke emittiert werden. Mit dem in [Abbildung 5.5](#) gezeigten Spektrum lässt sich eine Linienintensität von $I_{S(0),FP} = 9,7 \times 10^{-5}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ sr $^{-1}$ ermitteln. Diese Intensität wäre konsistent mit der oberen Grenze von $7,9 \times 10^{-4}$ erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ sr $^{-1}$ (siehe [Tabelle 5.4](#)) für die Summe der Schock- und der PDR-Komponente, die mit Hilfe des SWS 01-Spektrums gewonnen wurde.

Beitrag der PDR im Vordergrund

Die Linienemission in Richtung Peak 1 enthält einen Beitrag der vor der Molekülwolke liegenden PDR, die durch die ionisierende Strahlung der Trapez-Sterne (besonders Θ^1 Ori C) erzeugt wird.

[Garden \(1986\)](#) gewann eine H₂ 1-0 S(1)-Karte, welche OMC-1, die Trapez-Sterne und die Orion-Bar-PDR enthält. Mit Hilfe der Karte von [Garden \(1986\)](#) konnten [Burton & Puxley](#)

²Darunter versteht man das Verhältnis der tatsächlichen Fläche des Schocks zur projizierten Fläche der Eintrittsapertur in der Entfernung der Quelle.

(1990) abschätzen, dass die gesamte durch UV-Pumpen angeregte H_2 -Emission über das abgebildete Gebiet von $\approx 7' \times 9'$ um einen Faktor von ca. drei stärker als die durch Schock angeregte H_2 -Emission ist. Wird jedoch nur OMC-1 mit einer Ausdehnung von $\approx 3' \times 3'$ betrachtet, so ist die schockangeregte H_2 -Emission etwa doppelt so stark wie die UV-angeregte H_2 -Emission. Wendet man schließlich die Methode von [Burton & Puxley \(1990\)](#) auf ein Gebiet von der Ausdehnung der ISO-SWS-Apertur ($\approx 20'' \times 20''$) bei Peak 1 an, so lässt sich der Beitrag der ausgedehnten, fluoreszenten H_2 -Emission zur gesamten zu etwa 5% abschätzen.

Für eine weitere Abschätzung des zu erwartenden PDR-Beitrages wurde die gesamte H_2 -Emission von Peak 1 mit der von dem Orion-Bar verglichen. Hierzu wurden die in dieser Arbeit dargestellten ISO-SWS-Beobachtungen von H_2 -Linien von Peak 1 mit solchen von dem Orion-Bar ([Rosenthal et al., 2000b](#)) verwendet. Die gesamte H_2 -Emission für die Orion-Bar-PDR wurde zu $0,008 \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ verglichen mit $0.28 \text{ erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$ für Peak 1 ermittelt. Da die Orion Bar-PDR von der Kante beobachtet wird, stellt der so ermittelte Anteil von 2% der PDR-Emission eine obere Grenze dar. Der Anteil der PDR im Vordergrund von Peak 1 zur totalen H_2 -Emission kann also vernachlässigt werden.

Tabelle 5.4: Überblick der H₂-Linienbeobachtungen von Orion Peak 1 mit dem ISO-SWS ^a

Linie	λ [μm]	E_u/k ^b [K]	A ^c [s ⁻¹]	SWS AOT	I_{obs} ^d	S/N ^e	A_λ ^f [mag]	N_u ^g [cm ⁻²]
0-0 S(0)	28,2188	509,9	2,94(-11)	01	< 7,90(-4)	< 3,	0,27	< 6,17(21)
0-0 S(1)	17,0346	1015,0	4,76(-10)	01	1,34(-3)	27,8	0,53	4,92(20)
				02	1,71(-3)	51,4	0,53	6,28(20)
0-0 S(2)	12,2785	1682,0	2,76(-9)	01	1,44(-3)	32,8	0,57	6,84(19)
				02	1,78(-3)	12,6	0,57	8,46(19)
0-0 S(3)	9,6649	2503,4	9,84(-9)	01	4,08(-3)	200,0	1,35	8,82(19)
				02	4,72(-3)	251,0	1,35	1,02(20)
0-0 S(4)	8,0258	3474,6	2,64(-8)	01	4,43(-3)	133,0	0,45	1,28(19)
				02	4,84(-3)	231,0	0,45	1,40(19)
1-1 S(5)	7,2807	10340,3	5,44(-8)	01	2,48(-4)	6,7	0,18	2,48(17)
0-0 S(5)	6,9091	4586,7	5,88(-8)	01	1,09(-2)	63,7	0,15	9,31(18)
				02	1,15(-2)	64,2	0,15	9,83(18)
0-0 S(6)	6,1089	5829,8	1,14(-7)	01	3,37(-3)	44,2	0,17	1,33(18)
				02	3,03(-3)	58,3	0,17	1,20(18)
1-1 S(7)	5,8111	12816,4	1,82(-7)	01	2,48(-4)	8,1	0,18	5,91(16)
0-0 S(7)	5,5115	7196,6	2,00(-7)	01	9,99(-3)	113,0	0,20	2,09(18)
				02	8,33(-3)	141,0	0,20	1,74(18)
0-0 S(8)	5,0528	8677,1	3,24(-7)	01	2,28(-3)	24,8	0,23	2,78(17)
1-1 S(9) ^h	4,9533	15725,5	4,38(-7)	01	4,65(-4)	4,5	0,24	4,14(16)
				06	2,81(-4)	4,1	0,24	2,50(16)
0-0 S(9) ^h	4,6947	10261,2	4,90(-7)	01	5,09(-3)	15,7	0,26	3,92(17)
				02	4,85(-3)	26,9	0,26	3,73(17)
1-1 S(11)	4,4171	18977,1	8,42(-7)	01	2,13(-4)	4,6	0,29	9,21(15)
0-0 S(10)	4,4096	11940,2	7,03(-7)	01	1,26(-3)	18,2	0,29	6,52(16)
3-2 O(7)	4,3298	19092,2	9,77(-8)	01	< 6,54(-5)	< 3	0,30	< 2,41(16)
2-2 S(13)	4,3137	27264,3	1,14(-6)	01	< 7,47(-5)	< 3	0,30	< 2,35(15)
0-0 S(11)	4,1810	13702,7	9,64(-7)	01	2,39(-3)	31,7	0,32	8,77(16)
				02	2,19(-3)	113,0	0,32	8,03(16)
1-0 O(8)	4,1622	9285,7	7,38(-8)	01	1,91(-4)	3,7	0,32	9,13(16)
				02	1,10(-4)	7,9	0,32	5,26(16)
1-1 S(13)	4,0675	22516,4	1,38(-6)	01	2,39(-4)	13,7	0,33	6,17(15)
				02	1,80(-4)	8,7	0,33	4,55(15)
0-0 S(12)	3,9968	15538,5	1,27(-6)	01	6,50(-4)	41,5	0,34	1,78(16)
1-1 S(14)	3,9414	24372,4	1,69(-6)	01	1,03(-4)	6,5	0,35	2,09(15)
0-0 S(13)	3,8464	17437,7	1,62(-6)	01	1,51(-3)	78,2	0,36	3,17(16)
				02	1,40(-3)	92,7	0,36	2,94(16)
1-1 S(15)	3,8404	26257,2	2,00(-6)	01	1,09(-4)	7,2	0,36	1,85(15)
				02	1,51(-4)	10,8	0,36	2,57(15)
1-0 O(7)	3,8075	8364,9	1,06(-7)	01	1,43(-3)	99,3	0,37	4,57(17)
1-1 S(16)	3,7602	28199,5	2,32(-6)	01	< 1,51(-5)	< 3	0,38	< 2,19(14)
2-1 O(6)	3,7236	13150,2	2,28(-7)	01	< 3,72(-4)	< 15,3	0,38	< 5,47(16)
0-0 S(14)	3,7245	19408,7	2,41(-6)	01	< 3,72(-4)	< 15,3	0,38	< 5,18(15)
1-1 S(17)	3,6979	30156,2	2,64(-6)	01	6,21(-5)	3,8	0,39	7,87(14)
3-2 O(5)	3,6630	17811,7	3,52(-7)	01	< 3,73(-5)	< 3	0,39	< 3,53(15)

Tabelle 5.4: – Fortsetzung –

Linie	λ [μm]	E_u/k ^b [K]	A ^c [s^{-1}]	SWS AOT	I_{obs} ^d	S/N ^e	A_λ ^f [mag]	N_u ^g [cm^{-2}]
0-0 S(15)	3,6263	21 408,6	2,41(−6)	01	6,15(−4)	29,9	0,40	8,48(15)
				02	6,49(−4)	31,2	0,40	8,94(15)
0-0 S(16)	3,5470	23 451,6	2,83(−6)	01	2,81(−4)	7,2	0,42	3,28(15)
1-0 O(6)	3,5007	7583,7	1,50(−7)	01	8,37(−4)	54,5	0,43	1,84(17)
0-0 S(17)	3,4856	25 537,8	3,26(−6)	01	3,35(−4)	23,1	0,44	3,39(15)
2-1 O(5)	3,4384	12 550,2	3,18(−7)	01	< 4,31(−4)	< 22,8	0,46	< 4,51(16)
0-0 S(18)	3,4384	27 638,4	3,68(−6)	01	< 4,31(−4)	< 22,8	0,46	< 3,89(15)
0-0 S(19)	3,4039	29 767,7	4,08(−6)	01	1,62(−4)	15,1	0,48	1,34(15)
				02	1,13(−4)	17,2	0,48	9,31(14)
3-2 O(4)	3,3958	17 380,1	4,87(−7)	01	4,88(−4)	6,5	0,49	3,38(15)
0-0 S(20)	3,3809	31 898,5	4,45(−6)	01	< 1,43(−5)	< 3	0,50	< 1,09(14)
0-0 S(21)	3,3689	34 040,8	4,78(−6)	01	2,47(−5)	4,0	0,52	1,77(14)
0-0 S(22)	3,3663	36 149,7	5,06(−6)	01	< 1,91(−5)	< 3	0,52	< 1,30(14)
0-0 S(23)	3,3718	38 299,5	5,27(−6)	01	< 1,91(−5)	< 3	0,51	< 1,24(14)
0-0 S(24)	3,3876	40 419,6	5,42(−6)	01	< 1,42(−5)	< 3	0,50	< 8,88(13)
0-0 S(25)	3,4108	42 515,1	5,50(−6)	01	< 3,33(−5)	< 3	0,48	< 2,03(14)
				02	2,42(−5)	4,1	0,48	1,48(14)
0-0 S(26)	3,4417	44 573,2	5,51(−6)	01	< 3,27(−5)	< 3	0,46	< 1,97(14)
0-0 S(27)	3,4855	46 650,3	5,43(−6)	01	< 3,27(−5)	< 3	0,44	< 1,82(14)
0-0 S(28)	3,5375	48 640,3	5,28(−6)	01	< 3,86(−5)	< 3	0,42	< 2,41(14)
0-0 S(29)	3,5996	50 619,9	5,04(−6)	01	< 4,56(−5)	< 3	0,41	< 3,00(14)
1-0 O(5)	3,2350	6950,6	2,09(−7)	01	3,24(−3)	221,0	0,76	6,39(17)
				02	3,05(−3)	218,0	0,76	6,02(17)
				06	3,05(−3)	144,0	0,76	6,02(17)
2-1 O(4)	3,1899	12 094,1	4,41(−7)	01	1,25(−4)	12,4	0,88	1,28(16)
3-2 O(3)	3,1637	17 092,3	7,04(−7)	01	4,08(−5)	3,8	0,94	2,76(15)
1-0 O(4)	3,0039	6471,5	2,90(−7)	01	1,28(−3)	119,0	1,11	2,32(17)
				02	1,20(−3)	70,5	1,11	2,18(17)
				06	1,34(−3)	49,6	1,11	2,43(17)
2-1 O(3)	2,9741	11 789,1	6,40(−7)	01	3,43(−4)	24,4	1,07	2,71(16)
3-2 O(2)	2,9620	16 948,5	1,41(−6)	01	< 1,98(−5)	< 3	1,06	< 6,96(14)
2-1 Q(13)	2,9061	23 926,4	2,22(−7)	01	< 4,37(−5)	< 3	0,95	< 8,70(15)
3-2 Q(7)	2,8250	20 861,9	3,58(−7)	01	< 4,84(−5)	< 3	0,80	< 5,07(15)
1-0 O(3)	2,8025	6149,2	4,23(−7)	01	6,17(−3)	388,0	0,77	5,27(17)
				02	5,20(−3)	287,0	0,77	4,44(17)
2-1 O(2)	2,7862	11 635,2	1,29(−6)	01	1,11(−4)	6,5	0,75	3,04(15)
3-2 Q(5)	2,7692	19 092,2	3,98(−7)	01	9,81(−5)	5,9	0,74	8,52(15)
3-2 Q(3)	2,7312	17 811,7	4,41(−7)	01	< 6,55(−5)	< 3	0,71	< 4,94(15)
1-0 Q(13)	2,7269	18 977,1	1,61(−7)	01	1,10(−4)	3,3	0,71	2,27(16)
3-2 Q(2)	2,7186	17 394,5	4,84(−7)	01	< 2,63(−4)	< 8,4	0,71	< 1,79(16)
2-1 Q(9)	2,7200	18 099,5	3,03(−7)	01	< 2,63(−4)	< 8,4	0,71	< 2,87(16)
3-2 Q(1)	2,7102	17 092,3	6,86(−7)	01	< 5,43(−5)	< 3	0,70	< 2,60(15)
2-1 Q(8)	2,6850	16 876,5	3,22(−7)	01	< 5,29(−5)	< 3	0,70	< 5,32(15)
2-1 Q(7)	2,6538	15 768,7	3,40(−7)	01	3,32(−4)	10,3	0,70	3,13(16)

Tabelle 5.4: – Fortsetzung –

Linie	λ [μm]	E_u/k ^b [K]	A ^c [s^{-1}]	SWS AOT	I_{obs} ^d	S/N ^e	A_λ ^f [mag]	N_u ^g [cm^{-2}]
1-0 Q(11)	2,6350	15 725,5	1,87(−7)	01	3,10(−4)	9,8	0,70	5,29(16)
				02	1,86(−4)	5,6	0,70	3,17(16)
2-1 Q(5)	2,6040	13 889,7	3,74(−7)	01	6,54(−4)	17,2	0,71	5,55(16)
				02	3,58(−4)	40,5	0,71	3,04(16)
1-0 Q(10)	2,5954	14 220,6	1,99(−7)	01	1,55(−4)	9,1	0,72	2,47(16)
				02	1,59(−4)	9,3	0,72	2,53(16)
2-1 Q(4)	2,5850	13 150,2	2,65(−7)	01	1,60(−4)	7,8	0,72	1,91(16)
2-1 Q(3)	2,5698	12 550,2	4,12(−7)	01	4,42(−4)	13,8	0,72	3,40(16)
1-0 Q(9)	2,5600	12 816,4	2,12(−7)	01	< 8,27(−4)	< 4,8	0,73	< 1,24(17)
				02	< 7,85(−4)	< 59,5	0,73	< 1,17(17)
2-1 Q(2)	2,5585	12 094,1	4,50(−7)	01	< 8,27(−4)	< 4,8	0,73	< 5,82(16)
				02	< 7,85(−4)	< 59,5	0,73	< 5,53(16)
2-1 Q(1)	2,5510	11 789,1	6,37(−7)	01	4,62(−4)	19,2	0,73	2,30(16)
				02	4,25(−4)	43,4	0,73	2,11(16)
4-3 S(1)	2,5415	22 761,0	4,49(−7)	02	6,98(−5)	4,5	0,74	4,93(15)
1-0 Q(8) ⁱ	2,5278	11 521,5	2,23(−7)	01	3,28(−4)	10,1	0,74	4,66(16)
				02	3,30(−4)	23,3	0,74	4,69(16)
1-0 Q(7)	2,5001	10 340,3	2,34(−7)	01	1,76(−3)	95,2	0,76	2,38(17)
1-0 Q(6)	2,4755	9285,7	2,45(−7)	01	8,49(−4)	29,9	0,77	1,10(17)
1-0 Q(5)	2,4548	8364,9	2,55(−7)	01	3,68(−3)	209,0	0,78	4,60(17)
1-0 Q(4)	2,4375	7583,7	2,65(−7)	01	1,61(−3)	76,9	0,79	1,94(17)
1-0 Q(3)	2,4237	6950,6	2,78(−7)	01	5,52(−3)	176,0	0,80	6,34(17)
1-0 Q(2)	2,4134	6471,5	3,03(−7)	01	1,91(−3)	56,3	0,80	2,01(17)
1-0 Q(1)	2,4066	6149,2	4,29(−7)	01	6,31(−3)	195,0	0,81	4,71(17)

^a Zahlen in Klammern sind Potenzen von zehn.

^b Die Energien der oberen Niveaus wurden freundlicherweise von Roueff (private Kommunikation) zur Verfügung gestellt.

^c Einstein-Koeffizienten von [Turner, Kirby-Docken & Dalgarno \(1977\)](#) und [Wolniewicz, Simbotim & Dalgarno \(1998\)](#).

^d In $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Die oberen Limits der Intensitäten wurden durch Multiplikation der 3σ -Flußdichte des Rauschens bei der entsprechenden Wellenlänge und der Breite eines Auflösungselementes berechnet. In einigen Fällen treten mehrere Linien bei nahezu der gleichen Wellenlänge auf, so dass es dort nicht möglich war, die individuellen Linienintensitäten zu ermitteln. In diesen Fällen wurden die entsprechenden Intensitäten, selbst wenn das Signal-zu-Rausch-Verhältnis $S/N > 3$ ist, ebenfalls als oberes Limit markiert.

^e Berechnet vom relativen quadratischen Mittelwert innerhalb von $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$.

^f Entsprechend der in [Abbildung 5.7](#) gezeigten Extinktionskurve.

^g Extinktions-korrigierte Säulendichten der entsprechenden oberen Energieniveaus.

^h Die 1–1 S(9)- und 0–0 S(9)-Linien fallen mit CO-Linien zusammen. Um die Intensitäten der H_2 -Linien zu bestimmen, wurde versucht, die CO-Linien und das Kontinuum durch ein Polynom erster Ordnung überlagert mit einer Sinus-Funktion zu beschreiben und vom Spektrum zu subtrahieren. An die H_2 -Linien wurden anschließend Gaussfunktionen angepaßt.

ⁱ Die 1–0 Q(8)-Linie fällt mit der $\text{H I } 16\text{--}5$ -Rekombinationslinie zusammen. Die entsprechenden Intensitäten wurden durch Anpassung zweier Gaussfunktionen an die gemeinsame Struktur ermittelt.

Anregung des molekularen Wasserstoffs

Mit Hilfe der Linienintensitäten wurden mit Hilfe von Gleichung 5.1 beobachtete Säulendichten berechnet. Zur Ermittlung der intrinsischen Säulendichten werden diese beobachteten Säulendichten mit der in Kapitel 5.3.2 (Abbildung 5.7) gewonnenen Extinktionskurve korrigiert:

$$N(v, J) = N_{\text{obs}}(v, J) \cdot 10^{0,4A(\lambda)}. \quad (5.9)$$

Abbildung 5.10 zeigt das resultierende Anregungsdiagramm.

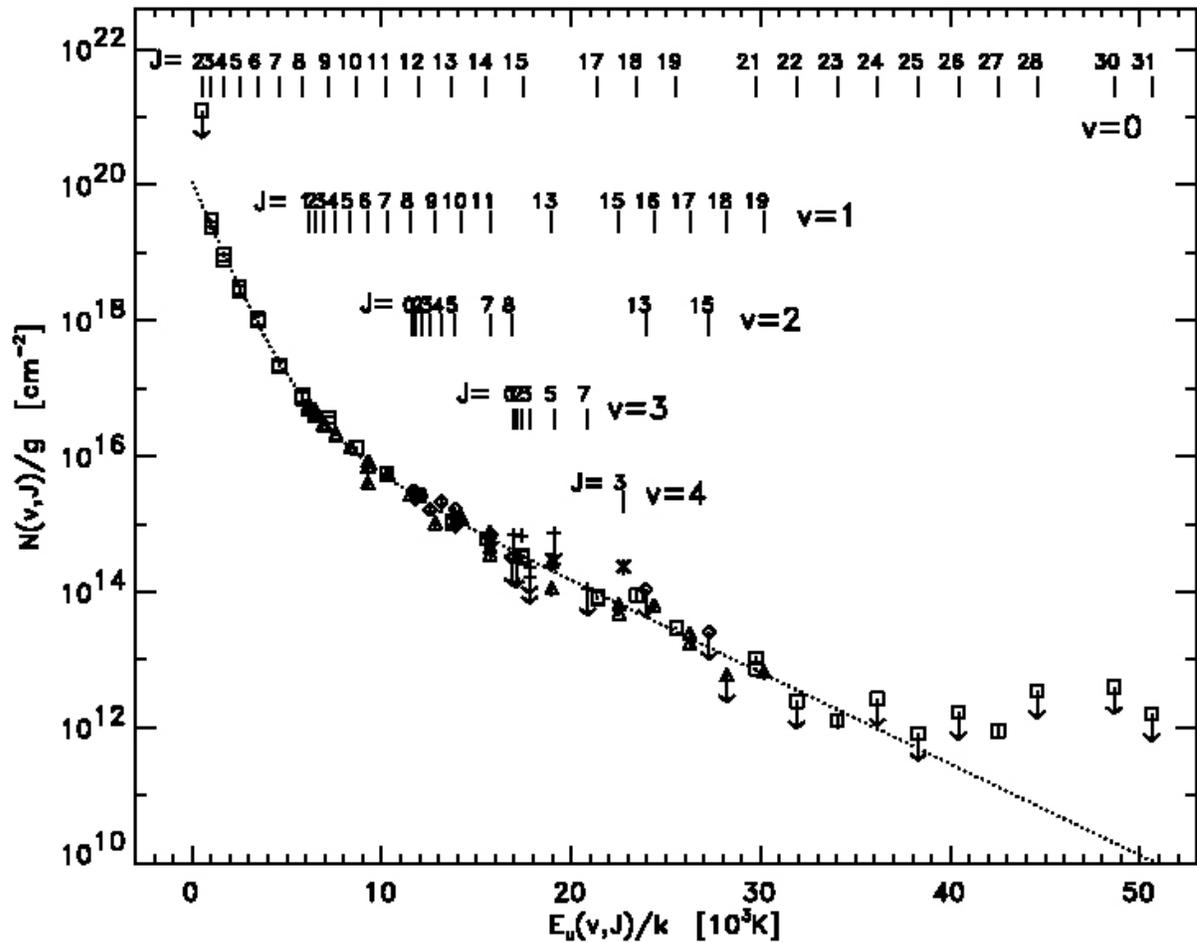


Abbildung 5.10: Beobachtete und extinktions-korrigierte H_2 -Säulendichten dividiert durch ihr statistisches Gewicht als Funktion der Energie des oberen Energieniveaus $E(v, J)/k$. Vibrationsniveaus werden durch verschiedene Symbole unterschieden: Quadrate, Dreiecke, Rauten, + und \times repräsentieren Niveaus mit $v = 0, 1, 2, 3$ und 4 . An die beobachteten Säulendichten wurde die gepunktete Linie gemäß Gleichung 5.11 angepasst. Die Fehlerbalken repräsentieren 1σ -Unsicherheiten der Intensitäten, beinhalten jedoch nicht die Kalibrations-Unsicherheit von $\leq 30\%$. Einige Linien wurden in mehreren Beobachtungsmoden detektiert.

Das Fehlen von jeglichen Merkmalen einer fluoreszenten Anregung in den Säulendichten legt nahe, dass die Moleküle überwiegend thermisch (durch Stöße) angeregt sind. H_2 im statistischen (thermodynamischen) Gleichgewicht bei einer kinetischen Temperatur T würde eine

Verteilung

$$\frac{N(v, J)}{g_J} = N_{\text{H}_2, \text{tot}} \frac{e^{-E(v, J)/kT}}{\sum_{v', J'} g_{J'} e^{-E(v', J')/kT}}, \quad (5.10)$$

von Säulendichten erzeugen, die im Anregungsdiagramm von Abbildung 5.10 einer geraden Linie folgen würde.

Mit der Inversen der Ableitung der besten Anpassung an $\ln[N(v, J)/g_J]$ als Funktion von $E(v, J)/k$ lässt sich der Verteilung von Säulendichten für jede Energie $E(v, J)/k$ eine Anregungstemperaturfunktion $T_{\text{ex}}(E)$ zuordnen. In der Nähe der niedrigsten Energie ist $T_{\text{ex}} \approx 600$ K und steigt für $E(v, J)/k \geq 14000$ K auf ≈ 3200 K an.

Zur Beschreibung dieses Bereiches von Anregungstemperaturen wird die Verteilung von Säulendichten als Summe von fünf Boltzmann-Verteilungen mit verschiedenen Anregungstemperaturen geschrieben:

$$N(v, J)/g_J = \sum_{i=1}^5 C_i e^{-E(v, J)/kT_{\text{ex}, i}} \quad (5.11)$$

Dabei wurden die Anregungstemperaturen zu $T_{\text{ex}, i} = (628, 800, 1200, 1800, 3226)$ K gewählt. Der größte und kleinste Wert für die Anregungstemperatur wurde aufgrund der Steigung von $\ln[N(v, J)/g_J]$ bei kleinen Energien und für $E(v, J)/k \geq 14000$ K ermittelt. Für die anderen Anregungstemperaturen wurden geeignete Werte zwischen den Extremwerten gewählt. Die Werte der C_i ergaben sich durch Finden der Kurve mit der kleinsten quadratischen Abweichung von der gemessenen Verteilung und sind in Tabelle 5.3.4 aufgelistet. Die gepunktete Linie in Abbildung zeigt die sich hierbei ergebende Kurve. Damit lässt sich nun durch Summation der Säulendichten *aller* Niveaus entsprechend Gleichung 5.11 die gesamte warme H_2 -Säulendichte berechnen:

$$\begin{aligned} N_{\text{H}_2, \text{tot}} &= \sum_{v, J} \left[\frac{N(v, J)}{g_J} \right] g_J \\ &= \sum_{v, J} \sum_{i=1}^5 g_J C_i e^{-E(v, J)/kT_{\text{ex}, i}} \\ &= (1, 9 \pm 0, 5) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}. \end{aligned} \quad (5.12)$$

Bei Annahme einer Entfernung von 450 pc (Genzel & Stutzki, 1989) entspricht diese Säulendichte einer warmen H_2 -Masse von $(0.06 \pm 0.015) M_{\odot}$ innerhalb der ISO-SWS-Apertur. Durch die Summation ausgehend von $J = 0$ wurden die beobachteten H_2 ($v = 0, J \geq 3$)-Niveaubesetzungen zu den nicht beobachteten ($v = 0, J = 0, 1, 2$)-Niveaus extrapoliert. Dadurch wird zwar die gesamte *warme* H_2 -Säulendichte mit $T_{\text{ex}} \geq 600$ K, nicht aber die gesamte H_2 -Säulendichte entlang der Sichtlinie abgeschätzt. Diese beinhaltet zusätzlich zum warmen H_2 noch eine Säulendichte $\approx 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ von kaltem Gas der Molekülwolke, die den OMC-1-Outflow umgibt. Der überwiegende Teil dieses kalten H_2 befindet sich in den Grundzuständen $J = 0$ und $J = 1$ und trägt nicht zu der Emission vom schockangeregten Gas des Outflows bei.

Durch Vertauschung der Reihenfolge der Summen in Gleichung 5.12 lässt sich für jede der fünf Temperaturkomponenten die Säulendichte $N_{\text{H}_2, i}$ (siehe Tabelle 5.3.4) separat berechnen:

$$N_{\text{H}_2, \text{tot}} = \sum_{i=1}^5 \sum_{v, J} g(J) C_i e^{-E(v, J)/kT_{\text{ex}, i}} = \sum_{i=1}^5 N_{\text{H}_2, i}. \quad (5.13)$$

Abbildung 5.11 zeigt die entsprechenden kumulativen Säulendichten $N_{\text{H}_2}(T_{\text{ex}} > T)$ als Funktion von T .

Tabelle 5.5: Ergebnis des Fünf-Temperaturenmodells

$T_{\text{ex},i}$ [K]	C_i [cm ⁻²]	$N_{\text{H}_2,i}$ [cm ⁻²]	Anteil am gesamten H ₂
628	$8,80 \times 10^{19}$	$1,37 \times 10^{21}$	72,2%
800	$2,01 \times 10^{19}$	$3,96 \times 10^{20}$	20,9%
1200	$3,62 \times 10^{18}$	$1,07 \times 10^{20}$	5,7%
1800	$3,83 \times 10^{17}$	$1,76 \times 10^{19}$	0,9%
3226	$7,01 \times 10^{16}$	$6,82 \times 10^{18}$	0,4%

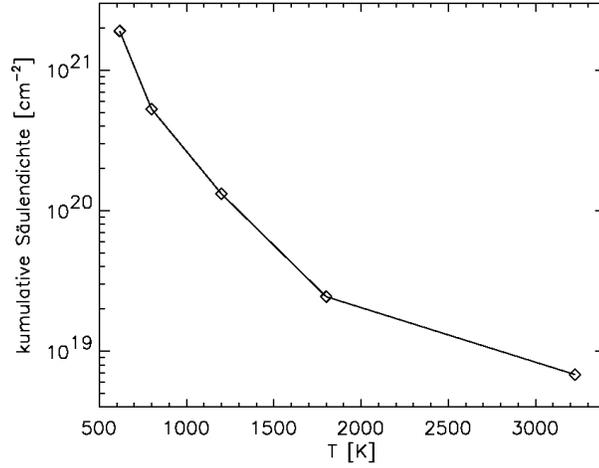


Abbildung 5.11: *Kumulative Säulendichte innerhalb der ISO-SWS-Apertur als Funktion der Anregungstemperaturen $T_{\text{ex}} > T$, wie sie mit Hilfe des 5-Temperaturenmodells von den in Tabelle 5.3.4 aufgelisteten Werten abgeleitet wurde.*

Mit dem interpolierten 5-Temperaturenmodell lässt sich die Säulendichte aller H₂-Niveaus, auch jene, von denen keine Linien beobachtet wurden, abschätzen. Mit Hilfe der Wahrscheinlichkeiten für strahlende Übergänge (Turner, Kirby-Docken & Dalgarno, 1977; Wolniewicz, Simbotim & Dalgarno, 1998) von diesen Niveaus lässt sich die gesamte Rotations- und Rotations-Vibrations-Emission im elektronischen Grundzustand zu $(0.28 \pm 0.08) \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ermitteln. Bei Annahme einer Entfernung von 450 pc entspricht dies einer H₂-Leuchtkraft über die Größe der ISO-SWS-Apertur von $(17 \pm 5) L_{\odot}$. Vergleicht man die extrapolierte mit der beobachteten gesamten H₂-Emission (nach Extinktionskorrektur) von $(0.16 \pm 0.05) \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, so findet man, dass die hier detektierten Linien mehr als die Hälfte der gesamten H₂-Emission beinhalten. Die hier vorgestellten Beobachtungen zielten auf das hellste Feld im Orion-Outflow. Die gesamte Outflow-Region bedeckt eine Fläche von etwa $2' \times 2'$ am Himmel. Mit der H₂ 1–0 S(1)-Karte von Garden (1986) lässt sich die durchschnittliche H₂-Helligkeit zu 20% der H₂-Helligkeit im auf Peak 1 zentrierten Feld abschätzen. Die H₂-Leuchtkraft des gesamten OMC-1-Outflows lässt sich dann zu $(120 \pm 60) L_{\odot}$ abschätzen, was mit dem Wert von $94 L_{\odot}$ von Burton & Puxley (1990) konsistent ist.

Vergleich von mechanischer und H₂-Leuchtkraft:

Wenn die H₂-Linien durch einen Schock angeregt werden, so sollte die mechanische Leistungsdichte

$$I_{\text{mech}} = \frac{n_{\text{H}} \bar{m} v_{\text{s}}^3}{8\pi} = 6,64 \times 10^{-3} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \left(\frac{n_{\text{H}} \bar{m}}{1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3} m_{\text{p}}} \right) \left(\frac{v_{\text{s}}}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 \quad (5.14)$$

mindestens der gesamten H₂-Intensität entsprechen. Hierbei sind n_{H} und \bar{m} die Teilchendichte und mittlere Masse des Gases, v_{s} die Schockgeschwindigkeit und m_{p} die Protonenmasse. Bei Annahme einer Schockgeschwindigkeit von $v_{\text{s}} = 30 \text{ km s}^{-1}$, einer Gasdichte von $n_{\text{H}} = 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und einer mittleren Gasmasse von $\bar{m} = 2 m_{\text{p}}$ ergibt sich $I_{\text{mech}} \approx 0,7 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, was mit der gesamten H₂-Intensität von $0,28 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ verträglich ist.

Wodurch werden die hohen Energieniveaus angeregt?

Wie Tabelle 5.5 und Abbildung 5.11 illustrieren, besitzt nur ein kleiner Teil des warmen molekularen Gases Anregungstemperaturen von $T \geq 2000 \text{ K}$. Mit einem planaren C-Schockmodell, in dem sich die Gastemperatur sehr allmählich verändert und ein großer Teil des warmen Gases Temperaturen nahe der maximalen Temperatur besitzt (Timmermann, 1996), ist ein solches Temperaturprofil jedoch nur schwer in Einklang zu bringen. Selbst mit einer Verteilung von Schockgeschwindigkeiten und einem entsprechend weiten Bereich von Temperaturmaxima ist eine Temperaturverteilung ähnlich der in Abbildung 5.11 nur schwer zu verstehen. Dies würde eine Geschwindigkeitsverteilung erfordern, bei der nur ein Bruchteil von etwa 1% einen Schock mit hoher Geschwindigkeit zur Erzeugung von Anregungstemperaturen $T_{\text{ex}} \leq 3000 \text{ K}$ erleidet. Bei den weiter unten diskutierten „Bugstoßwellen“ (siehe Abbildung 5.14) verändert sich beispielsweise die effektive Schockgeschwindigkeit von der Spitze zum hinteren Teil der Schockstruktur langsam, und ein solche Geschwindigkeitsverteilung wäre nicht zu erwarten.

In dissoziativen J-Schocks werden die Moleküle in der Schockfront dissoziiert und bilden sich im kühlenden Post-Schockgas erst bei Temperaturen von einigen hundert Kelvin. Dissoziative J-Schocks können daher nicht für die hochangeregten H₂-Linien verantwortlich sein, es sei denn, deren Anregung ließe sich durch die Besetzung der entsprechenden Energieniveaus infolge der Bildung von H₂ (Bildungs-Pumpen, siehe weiter unten) im Molekülbildungs-Plateau erklären.

Selbst wenn Temperaturen von 3000 K oder mehr in nicht-dissoziativen Schocks erreicht werden können, so sind die H₂-Niveaus für Gasdichten $n \leq n_{\text{krit}}$ (siehe Abbildung 4.3) subthermisch besetzt. In Abbildung 4.3 ist zu erkennen, dass selbst für Temperaturen von 3000 K Gasdichten $> 10^6 \text{ cm}^{-3}$ erforderlich sind, um die $v = 0$ -Niveaus bei hoher Energie zu thermalisieren. Da nicht klar ist, ob solch hohe Dichten im OMC-1-Outflow vorherrschen, werden im Folgenden nicht-thermische Mechanismen zur Besetzung der hochgelegenen Energieniveaus diskutiert (siehe auch Bertoldi et al., 2000).

Zeitabhängige C-Schocks: In den zeitabhängigen Schockmodellen von Chièze, Pineau des Forêts & Flower (1998) stellt sich bei der Bildung eines C-Schocks erst nach einer bestimmten Zeit ein Gleichgewichtszustand ein. Bevor sich dieser Gleichgewichtszustand bildet, ist in dem C-Schock ein J-Schock eingebettet, der einen kleinen Anteil des Gases auf große Temperaturen erwärmt. Dies könnte bei ausreichend hoher Gasdichte die beobachtete Säulendichteverteilung der hochangeregten H₂-Niveaus erzeugen (Flower & Pineau des Forêts, 1999). Die Lebensdauer der eingebetteten J-Schocks ist invers proportional zur Dichte des Gases und beträgt zum

Beispiel für eine Dichte von $n = 5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ etwa hundert Jahre. Die so erzeugte Säulendichteverteilung ist daher ein Übergangsphänomen, es sei denn, die Schocks bilden sich ständig von Neuem.

Bildungs-Pumpen: Ein weiterer möglicher Mechanismus zur Bevölkung (Pumpen) der Zustände hoher Energie ist die Bildung von H_2 (siehe auch Kapitel 4.2). Wie in Kapitel 4.2 besprochen, ist die Bildung von H_2 auf Staubkörnern höchstwahrscheinlich der dominierende Bildungsmechanismus. Hierbei wird ein Teil der frei werdenden Energie von $\approx 4, 5 \text{ eV}$ benötigt, um das Staubkorn zu verlassen. Der Rest verteilt sich auf kinetische, Rotations- und Vibrationsenergie des neu gebildeten H_2 -Moleküls. Die genaue Bevölkung der Energieniveaus von gebildeten H_2 ist bis jetzt unbekannt, jedoch ist die Bevölkung von Energieniveaus mittlerer Energie $E(v, J) \approx 1 - 3 \text{ eV}$ sehr gut möglich (Black & van Dishoeck, 1987; Le Bourlot, 1995).

Die Säulendichte aller H_2 -Niveaus mit $E(v, J)/k > 10\,000 \text{ K}$ ergibt sich mit Gleichung 5.12 zu $1, 30 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, was einem Anteil von 6.8×10^{-4} an der gesamten warmen H_2 -Säulendichte entspricht. Lässt sich dieser Anteil von hochangeregtem H_2 durch Bildung von H_2 erklären? Die Rate von durch Bildungs-Pumpen bevölkertem H_2 ist gleich der H_2 -Bildungsrate $n(\text{H})n_{\text{H}}R_{\text{gr}}$. $R_{\text{gr}} \approx 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ist dabei der Ratenkoeffizient der H_2 -Bildung pro Wasserstoffkern. Die Rate von strahlenden Zerfällen wird ausgehend von einer charakteristischen Lebensdauer von $\sim 10^6 \text{ s}$ eines Moleküles in einem Niveau $v \approx 5$ unter der Annahme, dass ≈ 5 Übergänge zum Erreichen des Grundzustandes erforderlich sind, zu einem effektiven A-Koeffizienten von $A_x \approx 2 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ abgeschätzt. Für das Besetzungsgleichgewicht gilt dann:

$$R_{\text{gr}} n_{\text{H}} n(\text{H}) = n_x(\text{H}_2) A_x \quad (5.15)$$

Damit gilt für den Anteil angeregten Wasserstoffs:

$$\frac{n_x(\text{H}_2)}{n(\text{H}_2)} = \frac{n(\text{H})}{n(\text{H}_2)} \frac{n_{\text{H}}R_{\text{gr}}}{A_x} = 5 \times 10^{-4} \left(\frac{n_{\text{H}}}{10^6 \text{ cm}^{-3}} \frac{n(\text{H})}{2n(\text{H}_2)} \right) \quad (5.16)$$

Dies ist konsistent mit dem beobachteten Wert von $6, 8 \times 10^{-4}$, wenn der Term in der Klammer einen Wert von der Größenordnung eins annimmt, also die Dichte groß und der Anteil atomaren am gesamten Wasserstoff nicht zu klein ist und der Ratenkoeffizienten für H_2 -Bildung etwas größer als der Wert von $R_{\text{gr}} \approx 3 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ bei $T \approx 100 \text{ K}$ angenommen wird, wie er von Copernicus-Beobachtungen impliziert wird (Jura, 1975). Diese einfache Abschätzung zeigt also, dass sich ein Teil der hochangeregten H_2 -Niveaus der Bildung von molekularem Wasserstoff zurechnen lässt.

Um die mögliche Bedeutung der Bildung von H_2 für die Besetzung von hochliegenden H_2 -Niveaus zu illustrieren, wird gezeigt, dass die einfache Überlagerung zweier Gasschichten mit einer Wasserstoff-Nukleonendichte $n_{\text{H}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, einem atomaren Anteil von $n(\text{H})/n_{\text{H}} = 0.5$ und Temperaturen von 200 K und 800 K bei Säulendichten von $N_{\text{H}_2} = 1.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ und $1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ die beobachtete Verteilung von Säulendichten recht gut reproduzieren kann. Um die nicht-thermische Niveaubesetzung eines Gases von fester Temperatur, Dichte und molekularem Anteil zu berechnen, wurde das PDR-Modell von Draine & Bertoldi (1996), jedoch ohne UV-Bestrahlung, verwendet. Das Modell berücksichtigt H_2 -Bildung mit einem Ratenkoeffizienten von $R_{\text{gr}} = 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ und nimmt eine Niveaubesetzung von neu gebildeten H_2 -Molekülen an, die $N(v, J) \propto (2J + 1)e^{-E(v, J)/kT_f}$ mit einer *Bildungstemperatur* $T_f = 5000 \text{ K}$ folgt. T_f wurde derartig gewählt, dass die berechnete Niveaubesetzung möglichst gut mit der beobachteten übereinstimmt. Abbildung 5.12 zeigt die resultierende Besetzung, verglichen mit der beobachteten Verteilung (gestrichelte Linie).

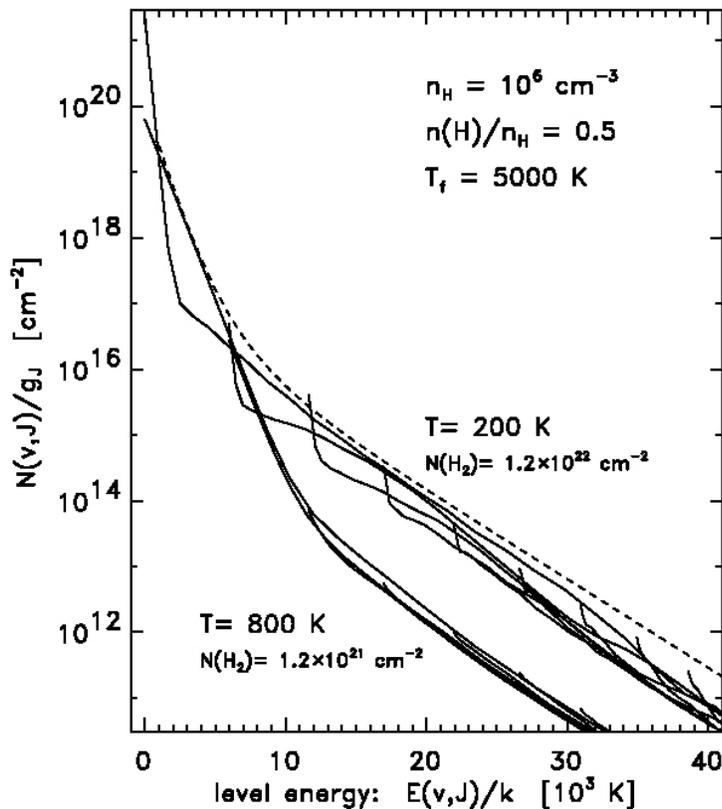


Abbildung 5.12: Säulendichteverteilung für zwei Gasschichten bei Temperaturen von 200 K und 800 K mit H_2 -Gesamtsäulendichten von $1.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ und $1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Die Verteilungen für die verschiedenen Vibrationsniveaus sind als separate Linien gezeigt (durchgezogene Linien). Die Summe der Verteilungen der beiden Gasschichten stimmt sehr gut mit der beobachteten Verteilung von Säulendichten (gestrichelte Linie) überein.

Die 0 – 0 S(25)–Linie: Das $J = 27$ -Niveau, das durch die 0–0 S(25)–Linie beobachtet wird, erscheint gegenüber der 5-Temperaturanpassung von Abbildung 5.10 um einen Faktor sieben überbesetzt. Das $J = 27$ -Niveau befindet sich 3,6 eV oberhalb des Grundzustandes und ist lediglich 0,9 eV von der Dissoziationsgrenze entfernt. Auf Staubkörnern gebildete H_2 -Moleküle werden kaum derartig angeregt das Staubkorn verlassen, da ein Teil der Bildungsenergie benötigt wird, um das Staubkorn zu verlassen, während sich der Rest in Translations-, Vibrations- und Rotationsenergie aufteilt. Falls die 0–0 S(25)–Linie nicht fehlidentifiziert wurde, scheint ein anderer Mechanismus dieses und möglicherweise die anderen hochgelegenen Niveaus zu besetzen. Die Bildung von H und H^- zu H_2 in der Gasphase könnte beispielsweise in der Lage sein, das neue Molekül derartig hoch anzuregen (Bieniek & Dalgarno, 1979; Black, Porter & Dalgarno, 1981; Launey, Le Dourneuf & Zeippen, 1991).

Nicht-thermische Kollisionen: Ein noch wichtigerer Besetzungsmechanismus der hochangeregten Niveaus könnten nicht-thermische Stöße zwischen Molekülen und Ionen in einem magnetischen Schock sein. In magnetischen C-Schocks, die wahrscheinlich für einen Großteil der Emission von Peak 1 verantwortlich sind, wird das Gas durch inelastische Stöße mit schnellen Ionen des magnetischen Vorläufers beschleunigt. Hier kollidieren die Ionen, die an das magne-

tische Feld gekoppelt sind, mit dem ungestörten Prä-Schockgas mit Relativgeschwindigkeiten, die vergleichbar zur Geschwindigkeit des Schocks sind. Solche nicht-thermischen Kollisionen von Ionen und Molekülen führen zur Beschleunigung der Moleküle und zu deren Anregung. In der Folge kollidieren beschleunigte Moleküle mit anderen Molekülen, was zu einer Kaskade von Stößen führt, während der die kinetische Energie teilweise in Anregungsenergie der Moleküle umgewandelt wird (O'Brien & Drury, 1996). In genügend schnellen C-Schocks können Ionen-H₂- und H₂-H₂-Stöße sogar zu einer signifikanten stoßinduzierten Dissoziationsrate führen. In solch einem teilweise dissoziativen Schock reformieren sich die dissoziierten Moleküle weiter hinter der Schockfront. In einem statistischen Gleichgewichtszustand ist die H₂-Dissoziationsrate gleich der H₂-Bildungsrate. Jedem durch Stöße dissoziierten Molekül steht eine viel größere Zahl von inelastischen Stößen gegenüber, die nicht zur Dissoziation sondern zur Anregung von Rotations-Vibrations-Zuständen großer Energie bis nahe an die Dissoziationsgrenze führen. Die auf diese Weise erzeugte Säulendichte von H₂-Molekülen großer Energie sollte also größer als die ausschließlich durch Bildung von H₂ erzeugte sein.

Es sei bemerkt, dass diese hochenergetischen Stöße zwischen Ionen und H₂-Molekülen in C-Schocks aufgrund der geringen Ionisierung relativ selten sind. Dadurch haben die angeregten H₂-Moleküle zwischen solchen Stößen genügend Zeit, um unter Linienemission von hochangeregten Niveaus zu niedrigeren Niveaus zu kaskadieren. In J-Schocks dagegen werden die angeregten Zustände durch weitere Stöße dissoziiert, bevor sie strahlend zerfallen können.

Aus dem Vorangegangenen wird gefolgert, dass nicht-thermische Stöße in teilweise dissoziativen C-Schocks die beobachtete Besetzung von H₂-Niveaus großer Energie erzeugen könnte. Es existiert jedoch kein Schockmodell, welches diesen Prozess berücksichtigt.

Vergleich mit Schockmodellen

Seit über 20 Jahren wurden Indizien dafür zusammengetragen, dass die H₂-Emission von OMC-1 durch einen Schock verursacht wird (Gautier et al., 1976; Kwan & Scoville, 1976). Dennoch verbleibt die physikalische Natur dieser Schocks im Unklaren. Modelle für planare J-Schocks (Hollenbach & Shull, 1977; Kwan, 1977; London, McCray & Chu, 1977) oder C-Schocks (Draine, 1980; Draine & Roberge, 1982; Chernoff, Hollenbach & McKee, 1982; Draine, Roberge & Dalgarno, 1983) waren nicht in der Lage, die beobachteten breiten Geschwindigkeitsprofile (Nadeau & Geballe, 1979; Brand et al., 1989b; Moorhouse et al., 1990; Chrysostomou et al., 1997) oder den großen Bereich von Anregungsbedingungen zu reproduzieren. Bugstoßwellen (Abbildung 5.14) wurden vorgeschlagen, um dem beobachteten Bereich von Anregungsbedingungen bzw. Geschwindigkeitsprofilen Rechnung zu tragen (Hartigan, 1987; Smith, Brand & Moorhouse, 1991; Smith, 1991), jedoch bleibt unklar, ob diese überwiegend C-Schocks, J-Schocks oder eine Mischung von beidem sind.

Planare Schockmodelle: Die in früheren bodengebundenen Beobachtungen gefundenen H₂-Niveau-Besetzungen (Brand et al., 1988; Parmar, Lacy & Achtermann, 1994; Burton & Haas, 1997) wurden mit einem empirischen, nichtdissoziativen J-Schockmodell (Brand et al., 1988; Chang & Martin, 1991; Burton & Haas, 1997) verglichen. In diesem Modell, in dem die H₂-Emission von dem kühlenden Gas hinter der Schockfront stammt, wird angenommen, dass die Kühlung des Gases von der H₂-Emission dominiert wird und die Kühlung durch andere Moleküle wie H₂O und CO vernachlässigt werden kann. Die Voraussagen dieses Modells stimmen gut mit den Besetzungen der mäßig und hoch angeregten Linien überein. Die niedrigeren Rotationsniveaus werden vom Modell etwas überschätzt (siehe Abbildung 5.13, B88). Das Modell nimmt an, dass die H₂-Niveaus thermisch besetzt sind, was für $E/K > 15\,000$ K nur für

Gasdichten $> 10^6 \text{cm}^{-3}$ zulässig ist. Weiterhin zeigen theoretische chemische Studien, dass im warmen ($T > \text{einige } 100 \text{ K}$) interstellaren Gas nahezu der gesamte Sauerstoff, der nicht in CO gebunden ist, durch die Reaktionen $\text{O} + \text{H}_2 \rightarrow \text{OH} + \text{H}$ und $\text{OH} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$ effizient in Wasser verwandelt wird (Draine, Roberge & Dalgarno, 1983; Kaufman & Neufeld, 1996). Wasser wurde beispielsweise von Harwit et al. (1998) und Cernicharo et al. (1999) mit ISO-LWS in OMC-1 detektiert. Sowohl CO als auch H_2O sollten deshalb bedeutende Kühlmittel sein, und deren Vernachlässigung in diesen Modellen erscheint bedenklich.

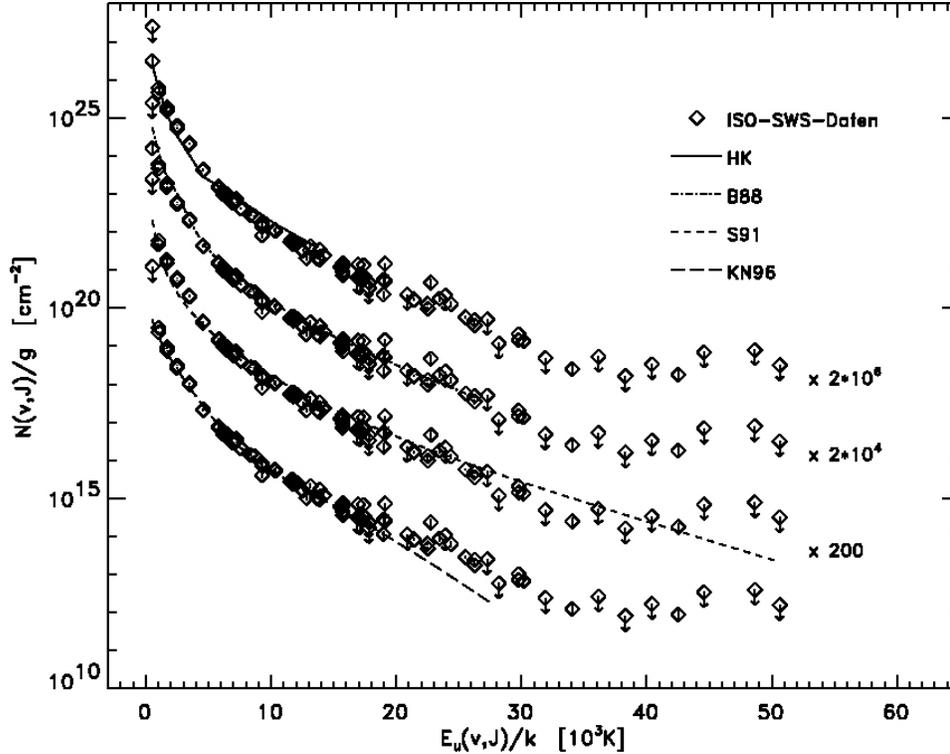


Abbildung 5.13: Vergleich der beobachteten H_2 -Säulendichteverteilung (Rauten) mit Modellen: Kombination eines dissoziativen J-Schockmodells mit einem C-Schockmodell (HK: durchgezogene Linie), nicht-dissoziatives J-Schockmodell (B88: gestrich-punktete Linie), Bugstoßwellenmodell (S91: kurz-gestrichelte Linie), Kombination von zwei C-Schockmodellen (KN96: lang-gestrichelte Linie). Niveaus, für die lediglich obere Grenzen ermittelt werden konnten, sind mit nach unten zeigenden Pfeilen markiert.

Momentan verfügbare, realistischere Modelle von einzelnen Schockfronten scheinen die beobachtete H_2 -Niveaubesetzung nicht beschreiben zu können. Es erscheint erforderlich, mindestens zwei Einzel-Schockmodelle, eines zur Besetzung der niedrig- und das andere zur Besetzung der hochangeregten Niveaus, zu kombinieren. Zum Beispiel kann die beobachtete Niveauverteilung mit einer Kombination zweier C-Schockmodelle von Kaufman & Neufeld (1996) mit Schockgeschwindigkeiten von 20 km s^{-1} und 40 km s^{-1} und Beam-Füllfaktoren von 1 und 0,026 bis zu Energien $E/k \approx 20\,000 \text{ K}$ (Abbildung 5.13, KN96) reproduziert werden. Jedoch berücksichtigen diese Modelle weder eine mögliche Zeitabhängigkeit des Schocks, Bildungs-Pumpen oder eine Besetzung durch nicht-thermische Stöße.

In Kapitel 5.3.3 wurde versucht, einen Teil der Feinstrukturmission mit einem dissoziativen J-Schock mit einer Geschwindigkeit von etwa 85 km s^{-1} , einer Prä-Schockdichte von $n_{\text{H}} \approx$

$10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ und einem Beam-Füllfaktor ϕ von 3–4 zu erklären (Hollenbach & McKee, 1989). In solchen dissoziativen Schocks werden die $v = 0$, $J \leq 5$ -Niveaus überwiegend durch Stöße im Molekülbildungsplateau bei Temperaturen von 400 K bis 500 K angeregt. Die höhergelegenen Niveaus werden dagegen überwiegend durch Bildungs-Pumpen angeregt. Solch ein Modell beschreibt weder die Anregung der H_2 -Niveaus niedriger Energie noch solche mit hoher Energie gut. Die Defizite dieses J-Schockmodells können kompensiert werden, wenn man es mit einem C-Schockmodell kombiniert. Wählt man etwa ein Modell von Kaufman & Neufeld (1996) mit $v_s = 25 \text{ km s}^{-1}$, $n(\text{H}_2) = 10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ und einem Beam-Füllfaktor von 0,3, so liefert dies eine recht gute Annäherung an die Besetzung der beobachteten $v = 0$, $J = 3$ bis 9-Niveaus. Höher gelegene Niveaus werden dagegen von dieser Modell-Kombination etwas überschätzt (siehe Abbildung 5.13, HK). Eine solche Kombination eines J- und eines C-Schocks würde mit dem von Chernoff, Hollenbach & McKee (1982) vorgeschlagenen Modell eines schnellen ($\sim 100 \text{ km s}^{-1}$), von einem Objekt in der Nähe von IRc2 ausströmenden, Windes konsistent sein, der eine mit $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ expandierende Hülle aufgesammelten Materials antreibt. Der geringe Beam-Füllfaktor des C-Schocks könnte durch ein klumpiges Umgebungsmedium verursacht sein.

H_2 -Geschwindigkeitsdispersion: Optische und NIR-Beobachtungen von OMC-1 bei hoher spektraler Auflösung zeigen, dass die H_2 -Linien typische Breiten (FWHM) von 50–60 km s^{-1} besitzen (Nadeau & Geballe, 1979; Moorhouse et al., 1990; Geballe & Garden, 1987; Chrysostomou et al., 1997). Dabei können sich die Linienflügel über mehrere hundert km s^{-1} erstrecken (Ramsey-Howat et al., in Vorbereitung). In Abhängigkeit der Stärke des Magnetfeldes wird erwartet, dass molekularer Wasserstoff in Schocks mit $v_s > 30 \text{ km s}^{-1}$ bis 50 km s^{-1} vollständig zerstört wird. Es ist daher ein Rätsel, wie die H_2 -Emission eine derart große Geschwindigkeitsdispersion selbst in Filamenten von einer Ausdehnung von nur einigen Bogen Sekunden zeigen kann.

Bugstoßwellen: Bugstoßwellen, in denen sich die effektive Schockgeschwindigkeit von der Spitze der Struktur zum hinteren Teil verringert (siehe Abbildung 5.14), wurden als Quelle der H_2 -Emission vorgeschlagen (Hartigan, 1987; Smith, Brand & Moorhouse, 1991; Smith, 1991). Die Schockgeschwindigkeit an der Spitze kann hier groß genug sein, um dort einen dissoziativen J-Schock zu erzeugen. Vom vorderen zum hinteren Teil der Schockstruktur können jedoch nicht-dissoziative C-Schocks mit abnehmender Gastemperatur vorherrschen. Dadurch existiert in einer einzigen Bugstoßwelle ein großer Bereich von Temperaturen des molekularen Gases. Dies könnte der beobachteten Anregung der H_2 -Niveaus Rechnung tragen und könnte auch die beobachtete Gleichmäßigkeit der H_2 -Anregung über den gesamten OMC-1-Outflow erklären (Brand et al., 1989a). Die Existenz solcher Bugstoßwellen wird auch durch Beobachtung von H_2 -Linienprofilen mit zwei Maxima in isolierten Gebieten des Outflows (Chrysostomou et al., 1997), wie sie von Bugstoßwellenmodellen vorausgesagt werden (Hartigan, 1987), und von Knoten von [Fe II]-Emission, welche mit „Fingern“ von H_2 -Emission koinzidieren (Allen & Burton, 1993), nahegelegt. Allen & Burton (1993) interpretierten die [Fe II]- und H_2 -Emission als Spitze und Schwanz einer Bugstoßwelle, die sich in dem stellaren Outflow gebildet hat. Neuere Beobachtungen von [Fe II]- und H_2 -Geschwindigkeitsprofilen können das Bugstoßwellenbild jedoch nur teilweise bestätigen (Tedds, Brand & Burton, 1999).

Stone, Xu & Mundy (1995) schlagen die Bildung von Bugstoßwellen als Ergebnis einer Rayleigh-Taylor-Instabilität vor, die sich bildet, wenn ein schlecht kollimierter Outflow plötzlich beschleunigt wird. Diese Beschleunigung kann einerseits durch Kollision mit einem zweiten, schnelleren Schock oder durch eine abnehmende Dichte im Umgebungsgas verursacht werden.

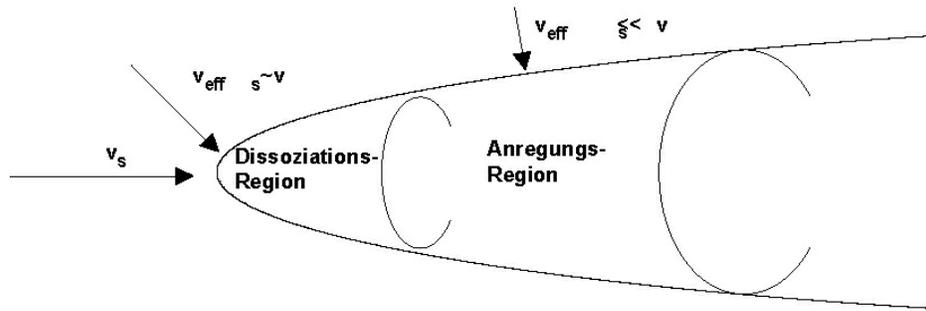


Abbildung 5.14: Veranschaulichung der Geometrie einer Bugstoßwelle: An der Spitze der Bugstoßwelle entspricht die effektive Geschwindigkeit v_{eff} der Schockgeschwindigkeit v_s . Ist diese groß genug ($v_s > 30 - 50 \text{ km s}^{-1}$), so wird das Gas in diesem Bereich dissoziiert. Vom vorderen zum hinteren Bereich wird v_{eff} immer kleiner, so dass ein Bereich von Anregungsbedingungen erzeugt wird.

Es ist schwer zu verstehen, wie das angeregte H_2 -Gas z. B. durch Bewegung einer Bugstoßwelle durch ursprünglich ruhendes Gas erzeugt wird. Umgebungsgas, welches einen Teil der Bugstoßwelle passiert hat, der nicht stark genug zum Dissoziieren des H_2 -Gases ist, wird nicht auf Geschwindigkeiten viel größer als 30 km s^{-1} beschleunigt, es sei denn das Magnetfeld ist sehr stark.

Smith, Brand & Moorhouse (1991) können die Form und Breite der beobachteten H_2 -Linien im Orion-Outflow mit Bugstoßwellenmodellen reproduzieren. Hierfür wird jedoch ein Magnetfeld mit einer Stärke von 50 mG benötigt, was ein merklich größerer Wert als die aus Polarisationsmessungen gefolgerten 10 mG von Chrysostomou et al. (1994) ist.

In Abbildung 5.13 (S91) werden die Daten mit einem Bugstoßwellenmodell von Smith (1991) mit einer Schockgeschwindigkeit von 100 km s^{-1} und einer Alfvén-Geschwindigkeit von 2 km s^{-1} verglichen. Dieses Modell liefert eine recht gute Annäherung an die beobachteten Besetzungen. Lediglich die unteren Niveaus werden leicht unter- und die höheren Niveaus überschätzt.

Wie schon in dem J-Schockmodell von Brand et al. (1988) wurde die H_2 -Anregung in dem Modell von Smith (1991) unter der Annahme einer thermischen Besetzung ermittelt. Außerdem wurden nicht-thermische Anregungsmechanismen nicht berücksichtigt. Diese Modelle überschätzen daher die Besetzung der hochgelegenen Niveaus durch thermische Stöße und unterschätzen gleichzeitig die Niveau-Besetzung durch die fehlende Berücksichtigung von nicht-thermischen Anregungsmechanismen.

Als Fazit kann also gesagt werden, dass aktuelle Schockmodelle die H_2 -Niveaubesetzung nur durch Kombination mehrerer Schocks verschiedener Geschwindigkeiten reproduzieren können. Die wahrscheinlichsten Prozesse zur Besetzung der höchsten Niveaus werden von den meisten Modellen jedoch nicht berücksichtigt.

Kapitelzusammenfassung

In diesem Kapitel wurden ISO-SWS-Beobachtungen von molekularem und atomarem Wasserstoff und Feinstrukturlinien vom atomaren und ionisierten Gas in der OMC-1 Wolke diskutiert. Zunächst wurden die Beobachtungen von Linien des molekularen Wasserstoffs und atomarer bzw. ionischer Feinstrukturlinien dargestellt. Dazu wurden die erhaltenen Spektren diskutiert und mit Hilfe der detektierten H I-Rekombinations- und H₂-Linien die Extinktion als Funktion der Wellenlänge abgeschätzt. Hierbei ergibt sich, dass die H₂-Emission aus einem tiefer in die Molekülwolke eingebetteten Bereich mit einer Extinktion im K-Band A_K von 1,0 mag stammt, während die H-Rekombinationslinien kaum durch Extinktion abgeschwächt werden ($A_K < 0,3$ mag), was auf einen Ursprung in der H II-Region im Vordergrund von OMC-1 hindeutet. Für die detektierten Feinstrukturlinien ergibt der Vergleich mit dem Modell einer H II-Region und den in der benachbarten PDR *Orion-Bar* detektierten Feinstrukturlinien, dass diese überwiegend von der H II-Region und PDR im Vordergrund von OMC-1 emittiert werden. Im Rahmen der Diskussion der H₂-Emission wurde die gesamte H₂-Säulendichte und -Leuchtkraft innerhalb der SWS-Apertur auf $N(\text{H}_2)_{\text{SWS}} = (1,9 \pm 0,5) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ und $L(\text{H}_2)_{\text{SWS}} = (17 \pm 5)L_{\odot}$ abgeschätzt. Extrapoliert auf den gesamten Outflow ergibt sich für die gesamte H₂-Leuchtkraft $L(\text{H}_2)_{\text{OMC-1}} = (120 \pm 60)L_{\odot}$. Der Beitrag der PDR im Vordergrund des schockangeregten Gases von OMC-1 zur gesamten H₂-Leuchtkraft wurde als gering ($\leq 5\%$) abgeschätzt. Dies wird auch durch die Säulendichteverteilung der H₂-Niveaus nahegelegt, die kein Anzeichen einer fluoreszenten (UV-) Anregung oder einer Abweichung von einem Ortho- zu-Para-Verhältnis von drei zeigt. Die Anregungstemperatur der H₂-Niveaus steigt von 600 K für die niedrigsten Niveaus bis auf etwa 3200 K für Energieniveaus mit $E(v, J) > 14000$ K. Kein einzelnes stationäres Schockmodell kann die beobachtete Verteilung der Energieniveaus reproduzieren, stattdessen wird eine Kombination von mehreren Schockmodellen benötigt. Die höherliegenden H₂-Niveaus könnten entweder thermisch in nicht-dissoziativen J-Schocks, durch nicht-thermische Kollisionen zwischen schnellen Ionen und H₂-Molekülen in C-Schocks oder durch Bildung der H₂-Moleküle in angeregten Zuständen besetzt werden.

Kapitel 6

Detektion von HD in OMC-1

6.1 Einleitung

Deuterium ist ein wichtiges Hilfsmittel, um die Physik des Urknalls zu verstehen. Seine Bildungsrate während der primordialen Nukleosynthese hängt stark von dem Zahlenverhältnis von Photonen und Baryonen ab. Obwohl wichtig für eine korrekte Beschreibung der frühesten Ereignisse, ist dieses Verhältnis nicht bekannt (Wilson & Rood, 1994; Smith, Kawano & Malaney, 1993). Danach waren die Bedingungen nicht mehr geeignet, um dem primordial erzeugten Deuterium weiteres hinzuzufügen. Weder nukleare Fusionsprozesse noch die Abspaltung von schwereren Atomkernen in kosmischen Strahlen scheinen in der Lage zu sein, die ursprüngliche Deuterium-Häufigkeit zu erhöhen.¹ De facto verringert sich die Deuterium-Häufigkeit kontinuierlich, indem Deuterium schon in der Vorhauptgruppenphase eines Sterns zu ^3He verbrannt wird (Reeves et al., 1973; Tosi, 1998). Das von den Sternen an das ISM zurückfließende Material ist dann nahezu Deuterium-frei. Die heutige Deuterium-Häufigkeit im interstellaren Medium liefert demnach eine untere Grenze des primordialen Wertes und reflektiert die Geschichte der stellaren Reproduktion des Gases. Messungen der räumlichen Variation der Deuterium-Häufigkeit könnten daher Licht in die Sternentstehungsgeschichte einer bestimmten Region bringen (Tosi, 1998; Tosi et al., 1998).

Deuterium und Deuterium enthaltende Moleküle wurden in Planeten (Encrenaz et al., 1996; Griffin et al., 1996; Lellouch et al., 1997; Feuchtgruber et al., 1999; Davis et al., 2000), in kosmischen Strahlen (Beatty, Garcia-Munoz & Simpson, 1985; Caselli, Hartquist & Havnes, 1997; Geiss & Gloeckner, 1998), im lokalen ISM (Linsky et al., 1993, 1995; Linsky, 1998; Piskunov, Wood & Linsky, 1997; Hellmich, van Dishoeck & Jansen, 1996; Jacq, Walmsley & Mauersberger, 1993; Turner, 1990) und in extragalaktischen Quellen (Songaila et al., 1994; Tytler, Fan & Burles, 1996; Burles & Tytler, 1998) beobachtet. Mit Hilfe von Beobachtungen der D I Ly α -Linie im lokalen ISM konnten McCollough (1992); Linsky et al. (1993, 1995); Piskunov, Wood & Linsky (1997) und Dring et al. (1997) die Deuterium-Häufigkeit zu $[\text{D}]/[\text{H}] \approx 1,5 \times 10^{-5}$ bestimmen. Diese Beobachtungen werden jedoch durch eine mögliche Vermischung mit der H I Ly α -Linie, deren Linienmitte lediglich 80 km s^{-1} entfernt ist, erschwert. UV-Beobachtungen von D I Lyman δ - und ϵ -Absorptionslinien bei hoher spektraler Auflösung in drei Beobachtungsrichtungen wurden kürzlich von Jenkins et al. (1999) und Sonneborn et al. (1999) durchgeführt. Diese Beobachtungen liefern signifikante $[\text{D}]/[\text{H}]$ -Variationen zwischen $7,4 \times 10^{-6}$ und $2,1 \times 10^{-5}$. Beobachtungen von Hyperfeinstrukturlinien von D I und H I im Radiobereich (Chenagalur, Braun & Burton, 1997) oder der H $_2$ - und HD-Moleküle bieten weitere Möglichkeiten, die

¹Mullan & Linsky (1999) schlugen die Bildung von Deuterium in der Atmosphäre von aktiven Sternen vor.

Deuterium-Häufigkeit zu bestimmen. Das $[\text{HD}]/[\text{H}_2]$ -Verhältnis variiert aufgrund von kleinen Unterschieden in den chemischen Reaktionsraten von HD und H_2 im warmen molekularen Gas, wie es in Schocks (siehe Kapitel 6.4) und PDRs erzeugt wird. Vor ISO wurde HD in angeregten Rotationsniveaus lediglich mit Hilfe von UV-Beobachtungen im ISM detektiert (Wright & Morton, 1979). Unter Berücksichtigung der untersten drei Rotations-Niveaus fanden Wright & Morton (1979) im kalten molekularen Gas in Richtung von ζ Oph eine HD-Häufigkeit von $[\text{HD}]/[\text{H}_2] < 6 \times 10^{-7}$. Deuterium enthaltende Moleküle wie HDO, CH_2DOH , DCO^+ oder DCN im ISM wurden im Radiobereich beobachtet (Jacq et al., 1999), jedoch kann dort die Deuterium-Häufigkeit aufgrund von Fraktionierungseffekten nicht sauber ermittelt werden.

Die IR-Emissivität von HD wurde für PDRs (Sternberg, 1990, ohne Berücksichtigung der $\text{H} + \text{HD} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{D}$ -Reaktion, siehe unten) und C-Schocks (Timmermann, 1996) modelliert. Jedoch waren aufgrund der geringen Deuterium-Häufigkeiten, und weil die reinen Rotations- und Rotations-Vibrationslinien von HD von Absorptionsbanden von Molekülen der Erdatmosphäre betroffen sind, selbst moderne IR-Spektrometer nicht in der Lage, HD zu detektieren.

ISO bot erstmalig die Gelegenheit, HD in Emission in Planetenatmosphären (Griffin et al., 1996; Lellouch et al., 1997; Feuchtgruber et al., 1999) und im ISM (Bertoldi et al., 1999b; Wright et al., 1999) zu detektieren. Wright et al. (1999) detektierten die HD 0-0 R(0)-Linie in der Orion-Bar-PDR und ermittelten eine HD-Häufigkeit von $[\text{HD}]/[\text{H}_2] = (2,0 \pm 0,6) \times 10^{-5}$. Die Ableitung der Deuterium-Häufigkeit wird durch die Tatsache erschwert, dass sich die HD-Dissoziationsgrenze durch die geringere Abschirmung vor HD-dissoziierenden Photonen aufgrund der geringeren Eigenabsorption (self shielding) tiefer in der Molekülwolke befindet als die H_2 -Dissoziationsfront. Die durchschnittliche Anregung von HD mag daher geringer als die von H_2 sein. Dadurch ist es schwierig, Säulendichten zu ermitteln, die sich auf die gleiche Region beziehen. In Regionen, in denen die Moleküle überwiegend durch Stöße angeregt werden, wie es in Schocks der Fall ist, sollte dieses Problem nicht auftreten.

Die hier behandelte Detektion der HD 0-0 R(5)-Linie (Bertoldi et al., 1999b) bezieht sich auf die bereits im vorigen Kapitel erläuterten ISO-SWS-Beobachtungen von Orion Peak 1. Basierend auf der Bestimmung der Extinktion und der Anregung der H_2 -Linien wird die beobachtete Linie verwendet, um eine HD-Säulendichte und daraus die Deuterium-Häufigkeit zu ermitteln.

6.2 Linien-Intensitäten

Die Abbildungen 6.1 und 6.2 zeigen Spektren bei den erwarteten Wellenlängen von siebzehn HD-Linien. Die Wellenlängen (Tabelle 6.1) der $v = 0 - 0$ -Rotationslinien wurden Ulivi, De Natale & Inguscio (1991) entnommen, während die Rotations-Vibrationslinien von den Rotations- (Essenwanger & Gush, 1984) und Vibrationskonstanten (Herzberg, 1950) berechnet wurden. Von den siebzehn gesuchten HD-Linien wurde nur eine detektiert: die 0-0 R(5)-Linie (d. h. $J = 6 \rightarrow 5$) bei einer erwarteten Wellenlänge von $19,4305 \mu\text{m}$ (beobachtete Wellenlänge: $19,4290 \mu\text{m}$, siehe Abbildung 6.2).² Wenn die Detektion auch marginal erscheint, so ist die Linie in zwei unabhängigen Beobachtungen zu erkennen. Sie ist bereits im mit den wellenlängenabhängigen Interferenzstrukturen (Fringen) behafteten Spektrum erkennbar und hebt sich nach Beseitigung der Fringe deutlich vom Rauschen im zentralen Wellenlängenbereich der

²Der experimentelle Wert für die Wellenlänge der 0-0 R(5)-Linie ist $(19,4305 \pm 0,0001) \mu\text{m}$, während der berechnete Wert $(19,431002 \pm 0,000008) \mu\text{m}$ ist (Ulivi, De Natale & Inguscio, 1991, und darin enthaltene Referenzen). Diese Diskrepanz ist bis jetzt nicht erklärt.

Tabelle 6.1: Übersicht der HD-Beobachtungen mit dem ISO-SWS in Orion Peak 1 ^a

Übergang	λ ^b μm	Maximum Jy	Δv ^c km s^{-1}	A s^{-1}	E_{vJ} K	I_{obs} ^d	A_{λ} mag	N_{vJ} ^e cm^{-2}
0-0 R(2)	37,7015	< 192	300	1,72(-6)	765,9	<9,9(-4)	0,09	< 1,5(17)
0-0 R(3)	28,5020	< 100	350	4,11(-6)	1270,7	< 7,9(-4)	0,30	< 4,6(16)
0-0 R(4)	23,0338	< 35	350	7,91(-6)	1895,3	< 6,0(-4)	0,51	< 1,8(16)
0-0 R(5)	19,4305	2.37	134	1,33(-5)	2635,8	1,84(-5)	0,60	3,0(14)
0-0 R(6)	16,8940	< 8,5	230	2,03(-5)	3487,5	< 1,3(-4)	0,53	< 1,1(15)
0-0 R(7)	15,2510	< 5,0	185	2,88(-5)	4445,3	< 6,8(-5)	0,41	< 3,3(14)
0-0 R(8)	13,5927	< 10	215	3,87(-5)	5503,8	< 1,8(-4)	0,37	< 5,6(14)
0-0 R(9)	12,4718	< 8	230	4,97(-5)	6657,5	< 1,7(-4)	0,54	< 4,3(14)
1-0 P(4)	3,0690	< 0,2	280	7,37(-6)	5958,5	< 2,8(-5)	1,11	< 2,0(14)
1-0 P(3)	2,9800	< 0,1	270	1,09(-5)	5593,5	< 1,4(-5)	1,08	< 6,4(13)
1-0 P(2)	2,8982	< 0,25	300	1,64(-5)	5348,7	< 3,9(-5)	0,94	< 1,0(14)
1-0 P(1)	2,8225	< 0,4	305	3,23(-5)	5225,7	< 6,6(-5)	0,80	< 7,6(13)
1-0 R(0)	2,6900	< 0,2	330	1,72(-5)	5348,7	< 3,7(-5)	0,70	< 7,0(13)
1-0 R(1)	2,6326	< 0,3	330	2,51(-5)	5593,5	< 5,7(-5)	0,70	< 7,3(13)
1-0 R(2)	2,5811	< 0,4	245	3,22(-5)	5958,5	< 5,8(-5)	0,72	< 5,7(13)
1-0 R(3)	2,5350	< 0,2	215	3,91(-5)	6441,1	< 2,6(-5)	0,74	< 2,1(13)
1-0 R(4)	2,4943	< 0,35	235	4,60(-5)	7037,7	< 5,0(-5)	0,76	< 3,5(13)

^a Zahlen in Klammern bedeuten Potenzen von zehn.

^b Erwartete Wellenlängen. Die 0-0 R(5)-Linie wurde bei 19,4290 μm beobachtet.

^c FWHM der beobachteten HD-Linie bzw. einer benachbarten H₂-Linie.

^d In $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$.

^e Extinktionskorrigierte Säulendichte des oberen Energieniveaus.

koaddierten SWS 02-Spektren ab. Nach Abzug des Kontinuums ergab die Integration über die beobachtete Struktur eine über die SWS-Apertur gemittelte Intensität von $(1,84 \pm 0,4) \times 10^{-5} \text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Der Fehler ergibt sich aufgrund des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der Linie $S/N=4,5$, welches vom Rauschen über einen Bereich von $\approx \pm 500 \text{ km s}^{-1}$ um die zentrale Wellenlänge der Linie ermittelt wurde, und der zu 11% abgeschätzten Kalibrationsunsicherheit. Die Linienbreite (FWHM) beträgt 134 km s^{-1} , was mit der instrumentell erwarteten Breite von 130 km s^{-1} für ausgedehnte Objekte im SWS 02-Modus übereinstimmt. Es wird eine den H₂-Linien vergleichbare Linienbreite von $\text{FWHM} \approx 50 \text{ km s}^{-1}$ mit Linienflügeln von mehreren hundert km s^{-1} (Nadeau & Geballe, 1979; Moorhouse et al., 1990; Geballe & Garden, 1987; Chrysostomou et al., 1997) erwartet, weshalb sich die beobachtete Linie im SWS 02-Modus nicht auflösen lässt.

Da eine Breite ähnlich derjenigen erwartet wird, wie sie für H₂-Linien mit FWHM von $\approx 50 \text{ km s}^{-1}$ mit Linienflügeln von mehreren hundert km s^{-1} gemessen wurde (Nadeau & Geballe, 1979; Moorhouse et al., 1990; Geballe & Garden, 1987; Chrysostomou et al., 1997), lässt sich die HD-Linie im SWS 02-Modus nicht auflösen.

Das Linienzentrum liegt bei $v_{\text{helio}} \simeq -23 \text{ km s}^{-1}$, was sich innerhalb des Bereiches von $v_{\text{helio}} \simeq -38$ bis $+41 \text{ km s}^{-1}$ befindet, wie er von Chrysostomou et al. (1997) für die Linienzentren der H₂ 1-0 S(1)-Emission beobachtet wurde. Die relativ hohe spektrale Auflösung und Empfindlichkeit des ISO-SWS um $19 \mu\text{m}$ machte die 0-0 R(5)-Linie zur aussichtsreichsten

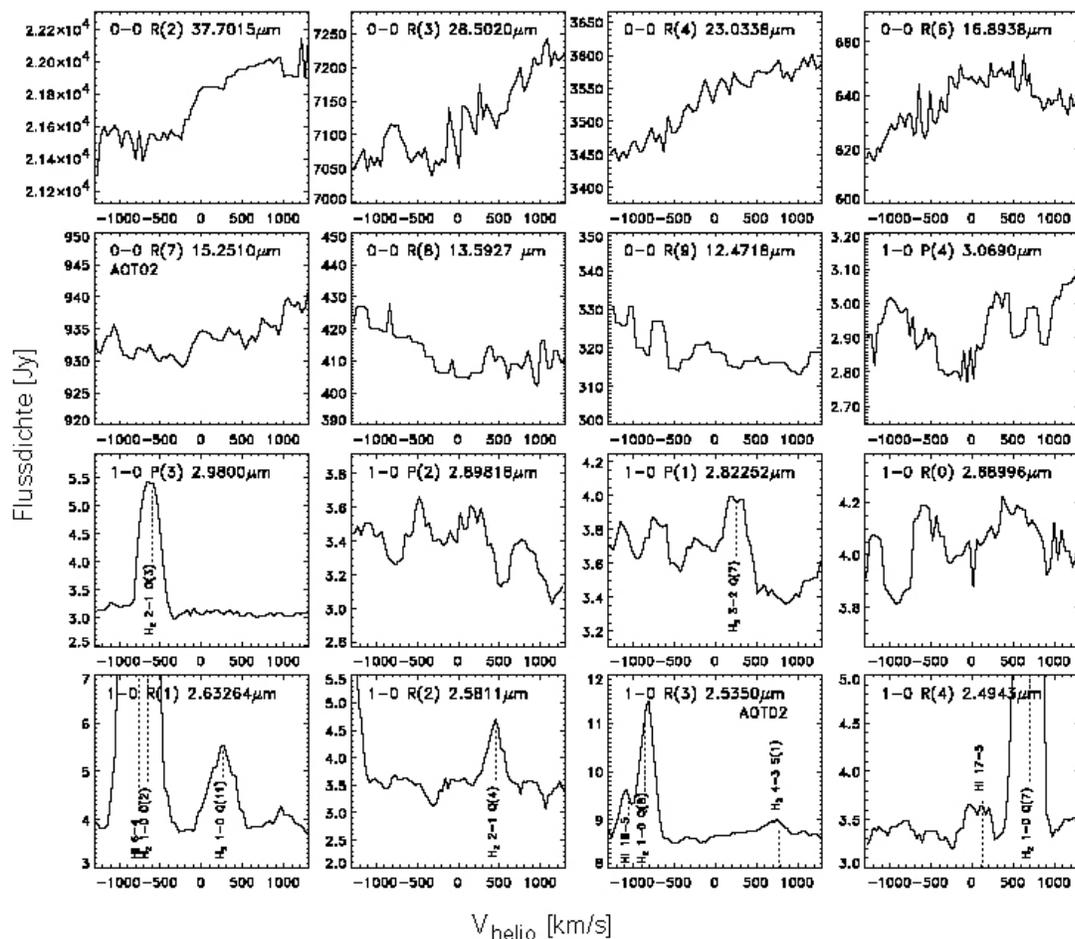


Abbildung 6.1: Spektren von nicht-detektierten HD-Linien. Drei der Spektren wurden im SWS 02-, die anderen im SWS 01-Modus gewonnen. Benachbarte H_2 und H_1 -Linien werden bei ihren entsprechenden Positionen markiert. v_{helio} bezieht sich auf die jeweilige Wellenlänge.

Linie für eine HD-Detektion in Peak 1. Die stärkeren Linien von niedrigeren Rotationsniveaus leiden unter dem schnell ansteigendem Kontinuum bei größeren Wellenlängen und dem daraus resultierenden starken Fringen.

Die Integrationszeit reichte nicht aus, um zwei andere HD-Linien, die im SWS 02-Modus beobachtet wurden, zu detektieren. Für 16 nicht detektierte Linien wurden mit Hilfe des Rauschens in der Nähe der erwarteten Wellenlänge obere Grenzen für die Intensitäten ermittelt (Tabelle 6.1). Eine Linie mit einer Flussdichte von 3σ hebt sich klar genug vom Rauschen ab, um detektiert zu werden. Die oberen Grenzen wurden daher ermittelt, indem das 3σ -Rauschniveau mit der Breite (FWHM) einer benachbarten H_2 -Linie multipliziert wurde. Für die 0-0 R(7)-, R(8)- und R(9)-Linien wurde statt der Breite einer H_2 -Linie die aufgrund der instrumentellen Auflösung erwartete Breite verwendet.

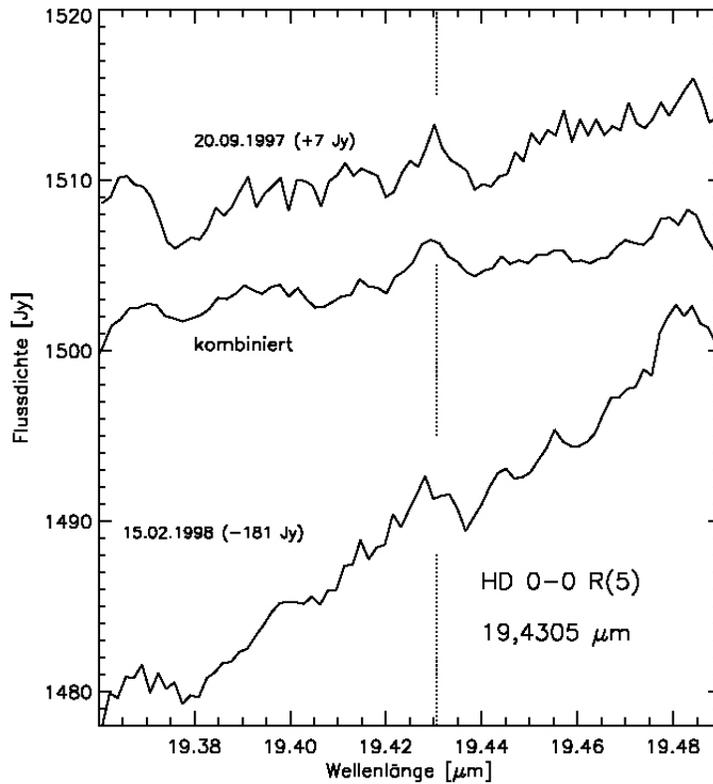


Abbildung 6.2: Die von Interferenzstrukturen befreiten Spektren zweier SWS 02-Beobachtungen, die zu den markierten Zeiten durchgeführt wurden und das daraus gemittelte Spektrum (dicke Linie). Die Linie ist selbst in den mit Fringen behafteten Spektren beider Beobachtungen sichtbar. Aufgrund der unterschiedlichen Kontinuumniveaus beider Beobachtungen durch die unterschiedlichen Orientierungen der SWS-Apertur relativ zu Orion-BN (siehe Abbildung 5.2) wurde vor der Mittelung und zur gemeinsamen Darstellung zu einem der Spektren eine Konstante addiert. Wie in Kapitel 3.1.1 erwähnt, werden die Randbereiche der SWS 02-Spektren nicht mehr von allen 12 Detektoren eines Bandes abgedeckt, wodurch sich das erhöhte Rauschen am Rand der Spektren erklärt. Im gemittelten Spektrum besitzt die Linie ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von 4,5.

6.3 Die gesamte HD-Säulendichte

Aus der beobachteten Linienintensität lässt sich die Säulendichte $N(v_u, J_u)$ des oberen Energieniveaus des beobachteten Überganges mit Kenntnis der Extinktion und des Einstein'schen A-Koeffizienten wie für die H_2 -Linien mit Hilfe der für optisch dünne Emission gültigen Gleichung 4.8 zu

$$N(v_u, J_u) = \frac{4\pi}{h\nu A_{ul}} I_{\text{obs}} 10^{0,4 A_\lambda} = (3,0 \pm 0,1) \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \quad (6.1)$$

bestimmen.³

Da die Emission des warmen HD und H_2 wahrscheinlich aus dem gleichen Gebiet stammt,

³Die Einstein'schen A-Koeffizienten für das heteronukleare HD-Molekül übersteigen aufgrund des hier vorhandenen permanenten Dipolmomentes diejenigen von H_2 um einige Größenordnungen, jedoch wird dies durch die kleine HD-Häufigkeit von $[HD]/[H_2] \approx 10^{-5}$ wieder ausgeglichen.

wurde für die Extinktionskorrektur das mit Hilfe der H₂-Linien bestimmte Extinktionsgesetz verwendet. Die entsprechenden Werte für die detektierte HD-Linie bzw. die oberen Grenzen der nicht-detektierten Linien werden mit den berechneten Säulendichten in Tabelle 6.1 aufgelistet.

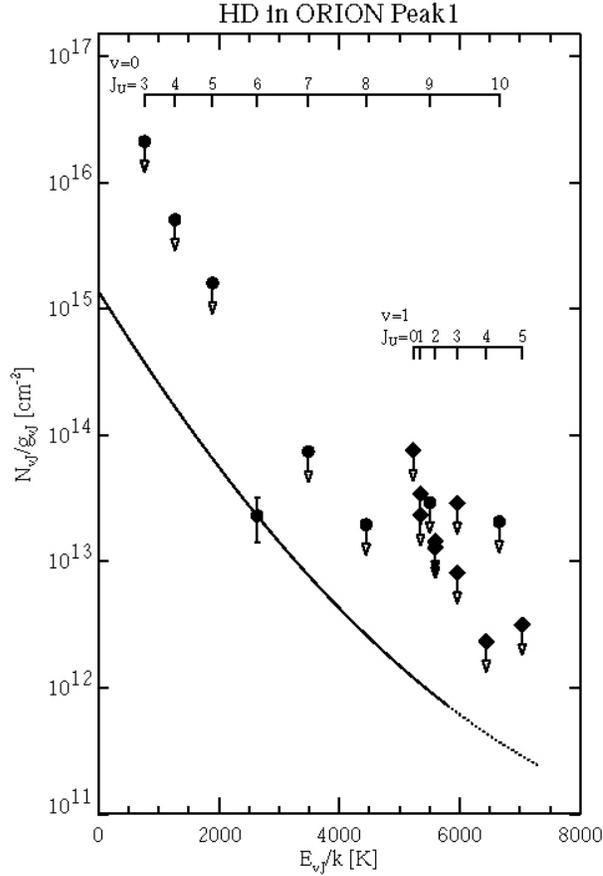


Abbildung 6.3: HD-Anregungsdiagramm. Reine Rotationsübergänge sind durch Kreise, $v = 1$ -Übergänge mit Rauten markiert. Die durchgezogene Linie stellt die aus der Anregung der H₂-Linien gefundene, im LTE gültige Besetzung der HD-Niveaus von Gleichung 6.2 dar. Der Fehler des $v = 0, J = 6$ -Niveaus ergibt sich durch die Beiträge des statistischen Rauschens (22%), der Unsicherheit der Flusskalibration (11%) und der Unsicherheit der Extinktionskorrektur ($\approx 14\%$) bei $19,4 \mu\text{m}$.

Wie lässt sich nun die gesamte HD-Säulendichte mit der Säulendichte nur eines beobachteten Energieniveaus bestimmen? Es lässt sich erneut von der engen Verwandtschaft von HD und H₂ Gebrauch machen und annehmen, dass die Anregungsbedingungen, das heisst der Anteil der gesamten Säulendichte bei einer bestimmten Temperatur und Dichte, für H₂ und HD gleich sind. Es wird angenommen, dass zumindest bis zur Energie des HD $J = 6$ -Niveaus ($E_{06}/k = 2636 \text{ K}$) die H₂-Niveaus thermalisiert sind und daher die von diesen Niveaus abgeleitete Anregungstemperatur der kinetischen Gastemperatur entspricht. Diese Annahme wird gestützt durch den glatten Verlauf der H₂-Säulendichten im Anregungsdiagramm von Abbildung 5.10, das Ortho-zu-Para-Verhältnis von 3 und durch detaillierte nicht-LTE-Rechnungen (NLTE) der H₂-Niveaubesetzungen (Draine & Bertoldi, unpubliziert). Diese Rechnungen zei-

gen, dass die Abweichung vom LTE für Niveaus mit $J \leq 8$ ($E/k \leq 5800$ K) für Dichten $n \geq 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und Temperaturen > 600 K klein ist.

Da die angeregten Zustände von HD durch erlaubte Dipolübergänge zerfallen können, sind die strahlenden Übergangswahrscheinlichkeiten von HD wesentlich größer als die von H_2 bei vergleichbarer Energie. Dadurch sind die kritischen Dichten von HD größer als von H_2 . Wäre die Gasdichte hoch genug, um die HD-Niveaus zu thermalisieren, hätten diese die gleiche Anregung wie die H_2 -Niveaus: Normalisiert man die H_2 -Niveaus mit dem gemessenen HD $J = 6$ -Niveau, so würden die HD-Niveaus mit Gleichung 5.4

$$\log(N_{vJ}/g_J) = 15,14 - 0,765 T_3 + 0,0344 T_3^2 \quad (6.2)$$

folgen. Die gemessenen oberen Grenzen der 16 nicht-detektierten HD-Linien sind mit dieser Verteilung (durchgezogene Linie in Abbildung 6.3) konsistent.

Bei der erwarteten Gasdichte von $n = 10^5 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ sind für Temperaturen von 600 – 1000 K Abweichungen vom LTE jedoch nicht zu vernachlässigen. Sei $n_{vJ}/n_{\text{LTE},vJ}$ das Verhältnis der wirklichen, NLTE-Besetzung der HD-Niveaus zu dem entsprechenden Wert im LTE. Die gesamte HD-Säulendichte ergibt sich dann aus der Summe der Säulendichten aller Niveaus:

$$N_{\text{HD,tot}} = \frac{n_{\text{LTE},06}}{n_{06}} \sum_{vJ} \left(\frac{N_{vJ}}{g_J} \right) (2J + 1) \frac{n_{vJ}}{n_{\text{LTE},vJ}} \quad (6.3)$$

N_{vJ}/g_J ist dabei durch Gleichung (6.2) gegeben.

Zur Berechnung der Abweichung der Besetzung der HD-Niveaus vom LTE wurden die Gleichungen des statistischen Gleichgewichts (siehe Timmermann, 1996) unter Berücksichtigung von strahlenden Zerfällen und an- und abregenden Stößen mit He, H_2 und H gelöst. Die H-Häufigkeit variiert entlang des Schocks, und es wurde ein Wert $[\text{H}]/[\text{H}_2] = 1$ angenommen. Dieser ist typisch für den Anteil dissoziierten molekularen Wasserstoffs in den heißen Schichten eines teilweise dissoziativen Schocks. In Abbildung 6.4 wird die resultierende Niveaubesetzung mit derjenigen im LTE für Gasdichten von 3×10^5 und $3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ und drei verschiedene kinetische Temperaturen verglichen.

Schäfer (1990) berechnete die Ratenkoeffizienten für an- und abregende Stöße von HD nur für reine Rotationsübergänge bis $J = 4$ und Temperaturen von 600 K. Daher wurden die Übergänge höherer Niveaus bei höheren Temperaturen von den bekannten extrapoliert.

Die Berechnungen ergeben, dass für H_2 -Dichten unterhalb von 10^6 cm^{-3} die HD-Niveaubesetzung merklich vom LTE abweicht. Bei einer Dichte von $3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von 600 K ist die Besetzung des $J = 6$ -Niveaus halb so groß wie im LTE-Fall.

Um die Auswirkung von NLTE-Effekten auf die abgeleitete HD-Säulendichte zu ermitteln, wurde $N(\text{HD})$ gemäß Gleichung 6.3 berechnet und in Abbildung 6.5 als Funktion der Gasdichte für drei verschiedene Temperaturen dargestellt. Nur für H_2 -Dichten $> 10^6 \text{ cm}^{-3}$ weicht die Besetzung der HD-Niveaus kaum vom LTE ab und die Säulendichte des warmen HD ist

$$N_{\text{HD,LTE}} = (1,36 \pm 0,38) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2} . \quad (6.4)$$

Der Fehler ergibt sich aus der Unsicherheit der durch die 0–0 R(5)-Linie gemessenen $J = 6$ -Säulendichte und ist eine Kombination des statistischen Rauschens (22%), der Unsicherheit der Flusskalibration (11%) und der Unsicherheit der Extinktionskorrektur ($\approx 14\%$) bei $19,4 \mu\text{m}$. Bei geringeren Dichten hängt die gesamte Säulendichte stark von der Gastemperatur und, da H der wichtigste Kollisionspartner von HD ist, dem Anteil von dissoziierten H_2 -Molekülen ab.

Die untersten beobachteten H_2 -Niveaus zeigen Anregungstemperaturen von 600–700 K, was die kinetische Temperatur eines Großteils des warmen Gases widerspiegelt (siehe Kapitel 5.3.4). Nimmt man diese Temperaturen und Dichten von $n(\text{H}_2) = (1 - 3,5) \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$

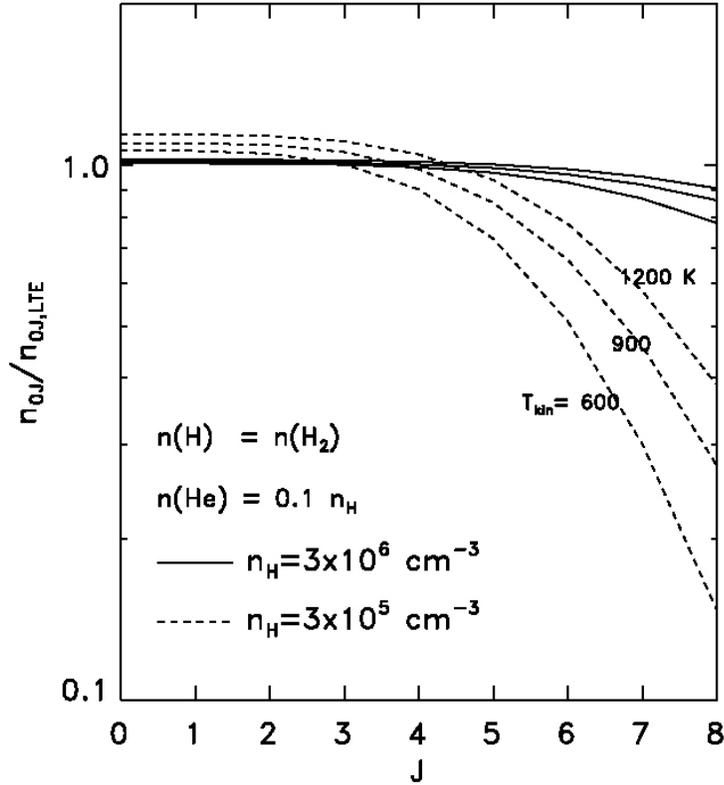


Abbildung 6.4: Abweichung der HD-Niveaubesetzung vom LTE als Funktion der Rotationsquantenzahl J für verschiedene Gasdichten und kinetische Temperaturen. n_{0J} und $n_{LTE,0J}$ bezeichnen Dichten eines individuellen $v = 0$ -Zustandes unter NLTE- und LTE-Bedingungen.

(Draine & Roberge, 1982; Chernoff, Hollenbach & McKee, 1982; Kaufman & Neufeld, 1996) als Abschätzung für die vorherrschenden Anregungsbedingungen, so liegt die gesamte beobachtete HD-Säulendichte in dem Bereich

$$N_{\text{HD,tot}} = (2,0 \pm 0,75) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}. \quad (6.5)$$

Hätte man Stöße von H mit HD vernachlässigt, so wären die HD-Niveaus weniger stark thermalisiert und die gesamte HD-Säulendichte würde auf $(3,5 \pm 1,4) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ansteigen. Da aber wahrscheinlich ein überwiegender Teil der Emission von teilweise dissoziativen Schocks stammt, sollten Stöße mit neutralem Wasserstoff wichtig sein.

Vergleicht man die so abgeleitete gesamte HD-Säulendichte mit der in Kapitel 5.3.4 bestimmten H_2 -Säulendichte von $N_{\text{H}_2,\text{tot}} = (1,9 \pm 0,5) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, so erhält man für das Häufigkeitsverhältnis von HD zu H_2 :

$$[\text{HD}]/[\text{H}_2] = (1,1 \pm 0,4) \times 10^{-5}. \quad (6.6)$$

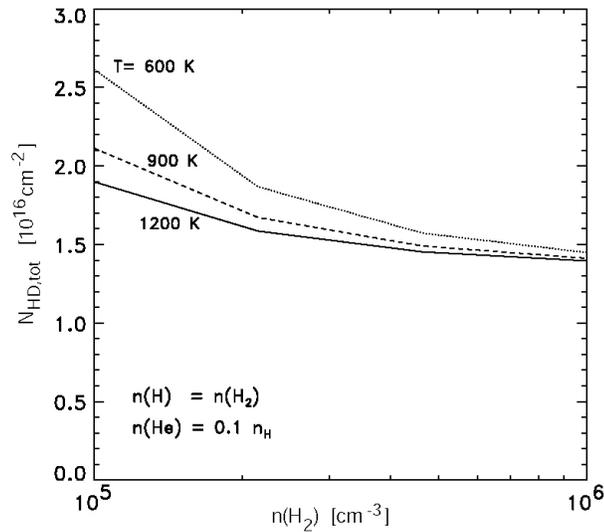


Abbildung 6.5: Gesamte HD-Säulendichte, die gemäß Gleichung 6.3 von den NLTE-Niveaubesetzungen als Funktion der H₂-Dichte für drei verschiedene Temperaturen berechnet wurde. Die H₂-Dichte im Prä-Schockgas wurde zu $(1 - 3,5) \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und die Temperaturen des geschockten Gases zu $\approx 600 - 700 \text{ K}$ abgeschätzt. Damit ergibt sich $N_{\text{HD,tot}} \approx (2,0 \pm 0,75) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.

6.4 Verringerung der HD-Häufigkeit durch chemische Reaktionen

In einem teilweise dissoziativen C-Schock ist die Häufigkeit von HD relativ zu der von H₂ durch die chemische Reaktion



verringert. $\Delta H_0/k = 418 \text{ K}$ ist dabei die Enthalpiedifferenz. Abbildung 6.6 illustriert die Dichteprofile von H₂ und HD durch die Schockfront eines C-Schocks. In den heißesten Schichten ist die HD-Häufigkeit relativ zu der von H₂ um einen Faktor 2,4 verringert. In den kühleren Gebieten reagiert atomares Deuterium wieder mit H₂ unter Bildung von HD, und das Gleichgewicht von Gleichung 6.7 verschiebt sich in Richtung von HD. Mittelt man über die Region mit Temperaturen $T > 400 \text{ K}$, aus der der Großteil der Emission stammt, so erhält man für den in Abbildung 6.6 dargestellten Fall eine Verringerung der HD-Häufigkeit relativ zu der von H₂ von 1,67.

In C-Schocks, die sich mit einer Geschwindigkeit unterhalb von 25 km s^{-1} ausbreiten, wird H₂ nicht merklich dissoziiert. In solchen Schocks ist die Häufigkeit von atomarem Wasserstoff gering, und die hier dargestellte relative Verringerung der HD-Häufigkeit vernachlässigbar.

6.5 Deuterium-Häufigkeit

Um die Deuterium-Häufigkeit im warmen, geschockten Gas zu ermitteln, wird die weiter oben ermittelte NLTE-Niveaubelegung von HD angenommen und die Möglichkeit einer Verringerung der Deuterium-Häufigkeit durch die chemische Reaktion von Gleichung 6.7 berücksichtigt. Mit dem Häufigkeitsverhältnis von Gleichung 6.6, das für Temperaturen zwischen 600 K und

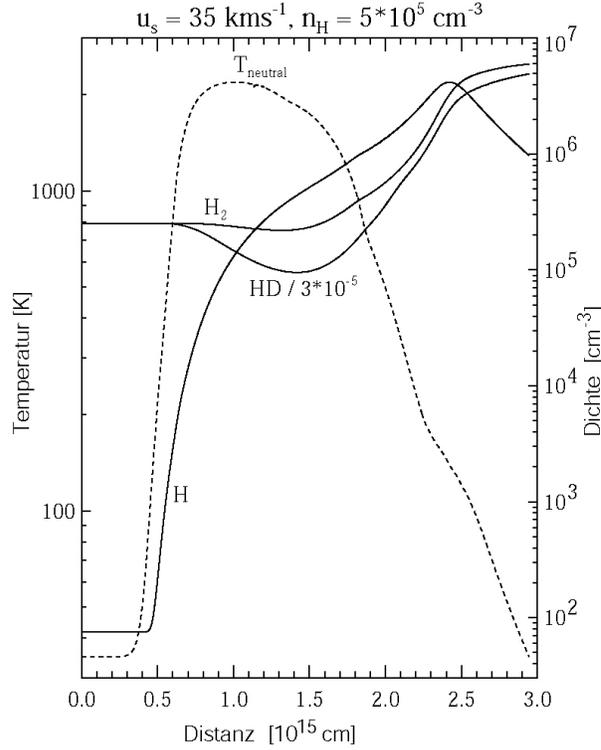


Abbildung 6.6: *Beispiel der Dichte- und Temperaturstruktur in einem planaren C-Schock (Timmermann, 1996, 1998). Die Dichtestruktur von H_2 , HD und H wird mit durchgezogenen Linien und die Temperatur des neutralen Gases mit einer gestrichelten Linie dargestellt. Die Prä-Schockdichten des Modells sind $n(H_2) = 2,5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ und $n(HD) = 7,5 \text{ cm}^{-3}$, die Schockgeschwindigkeit $v_s = 35 \text{ km s}^{-1}$ und das Magnetfeld $B_o = 700 \text{ } \mu\text{G}$. Die Verringerung der HD-Häufigkeit relativ zu H_2 erreicht sein Maximum von 2,4 hinter der heißesten Gasschicht des Schocks.*

700 K und Dichten von $(1 - 3,5) \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ abgeleitet wurde, ergibt sich

$$[D]/[H] = 0,5 [HD]/[H_2] = (5,3 \pm 1,7) \times 10^{-6} . \quad (6.8)$$

Berücksichtigt man weiterhin die Verringerung der HD-Häufigkeit relativ zu der von H_2 um den Faktor 1,67 aufgrund der chemischen Reaktion gemäß Gleichung 6.7, so steigt die Deuterium-Häufigkeit auf

$$[D]/[H] = (8,8 \pm 2,9) \times 10^{-6} . \quad (6.9)$$

Der Fehler enthält jedoch nicht die Unsicherheit des chemischen Verringerungsfaktors.

Die Hauptunsicherheit der ermittelten Deuteriumhäufigkeit ergibt sich durch die indirekte Methode, die Anregung von HD zu bestimmen, und aus der ungenügenden Kenntnis über die Häufigkeit atomaren Wasserstoffs im warmen, geschockten Gas. Weniger dissoziative Schocks würden eine größere Korrektur der NLTE-Niveaubesetzungen erfordern, was die berechnete HD-Häufigkeit erhöhen würde: Die Vernachlässigung aller H-HD-Kollisionen führt zu einer gesamten HD-Säulendichte von $N_{HD,tot} \approx (3,5 \pm 1,4) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, was für die Deuterium-Häufigkeit $[D]/[H] = 9,2 \times 10^{-6}$ ergibt. Aufgrund der geringen Häufigkeit von atomarem Wasserstoff in solchen Schocks sollte keine chemische Verringerung der HD-Häufigkeit eintreten,

weshalb dieser Wert dann die tatsächliche Deuterium-Häufigkeit darstellt. Wie der Vergleich der Deuterium-Häufigkeit für teilweise und nicht-dissoziative Schocks zeigt, gleichen sich die Effekte einer NLTE-Niveaubesetzung und einer chemischen Verringerung der HD-Häufigkeit nahezu aus. Die abgeleitete Deuterium-Häufigkeit hängt daher nur wenig von der Häufigkeit atomaren Wasserstoffs bzw. dem Grad der Dissoziation von H_2 im Schock ab.

Die gefundene Deuterium-Häufigkeit ist kleiner als der durch H I und D I Ly α -Absorptionslinienbeobachtungen im lokalen ISM gefundene mittlere Wert von $D/H = (1,5 \pm 0,1) \times 10^{-5}$ (Linsky, 1998, und darin enthaltene Referenzen). Er ist jedoch konsistent mit den kürzlich in Richtung von δ Orionis und der Orion-Bar-PDR gefundenen Werten von $D/H = (0,74^{+1,9}_{-1,3})$ (Jenkins et al., 1999) und $D/H = (1,0 \pm 0,3) \times 10^{-5}$ (Wright et al., 1999). Dies könnte auf eine verstärkte Sternentstehungsaktivität und damit einen stärkeren Abbau von Deuterium in der Orion-Molekülwolke hindeuten. Dies zu bestätigen, ist die Aufgabe laufender bzw. zukünftiger Missionen wie etwa dem *Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer* (FUSE), SOFIA oder dem *Far Infrared and Submillimetre Telescope* (FIRST).

Kapitelzusammenfassung

Im letzten Kapitel wurde die Detektion der 0-0 R(5)-Linie des HD-Moleküls bei $19,43 \mu\text{m}$ in OMC-1 diskutiert. Die über die SWS-Eintrittsapertur gemittelte Intensität der Linie beträgt $(1,84 \pm 0,4) \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Obere Grenzen für die Intensitäten von sechzehn anderen – nichtdetektierten – HD-Linien im Wellenlängenbereich von $2,5 \mu\text{m}$ bis $38 \mu\text{m}$ wurden mit Hilfe der beobachteten Spektren abgeleitet. Zur Ableitung der gesamten HD-Säulendichte wurde von der mit Hilfe der H_2 -Linien ermittelten Extinktion und von der beobachteten Anregung der H_2 -Linien Gebrauch gemacht. Unter Berücksichtigung einer nicht-thermischen Besetzung der HD-Niveaus ergibt sich für die gesamte HD-Säulendichte $N(\text{HD}) = (2,0 \pm 0,75) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Mit der gesamten H_2 -Säulendichte folgt für die HD-Häufigkeit $[\text{HD}]/[\text{H}_2] = (1,1 \pm 0,4) \times 10^{-5}$. Berücksichtigt man ferner eine mögliche chemische Verringerung der HD-Häufigkeit in teilweise dissoziativen Schocks, so erhält man für die Deuteriumhäufigkeit $[\text{D}]/[\text{H}] = (8,8 \pm 2,9) \times 10^{-6}$. Dieser – verglichen mit dem Mittelwert von Absorptionslinienmessungen im lokalen ISM von $[\text{D}]/[\text{H}] = (1,5 \pm 0,1) \times 10^{-5}$ – geringe Wert könnte auf eine verstärkte Sternentstehungsaktivität und damit einem verstärkten Abbau von Deuterium in der Orion Molekülwolke hindeuten.

Literaturverzeichnis

A&A Spezialausgabe 1996, 315

Allen, D. A. & Burton, M. G. 1993, *Nature*, 363, 54

Altenpohl, D., *Aluminium und Aluminiumlegierungen*, Reine und angewandte Metallkunde in Einzeldarstellungen, Bd. 19, Springer-Verlag, Berlin (1965)

Bachiller, R. & Perez-Gutierrez, M. 1997, *ApJ*, 487, L93

Beatty, J. J., Garcia-Munoz, J. E. & Simpson, J. A. 1985, *ApJ*, 294, 455

Becklin, E. E. & Neugebauer, G. 1967, *ApJ*, 147, 799

Becklin, E. E. 1997 in: *The Far Infrared and Submillimetre Universe*, ESA SP-401, p. 201

Beckwith, S., Persson, S., Neugebauer, G., & Becklin, E. 1978, *ApJ*, 223, 464

Bertoldi, F., Draine, B. T., Drapatz, S., Rosenthal, D., Timmermann, R. & Wright, C. M. 1999a, in: *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*, Proc. of the 3rd Cologne-Zermatt Symposium, Ossenkopf, V., Stutzki, J. & Winnewisser, G. (Ed.), p. 120

Bertoldi, F., Timmermann, R., Rosenthal, D., Drapatz, S., & Wright, C. M. 1999b, *A&A*, 346, 267

Bertoldi, F., Draine, B.T., R., Rosenthal, D., Timmermann, R., Ramsay Howat, S.K., Geballe, T., Feuchtgruber, H., Drapatz, S. 2000 in: *Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary Systems*, Proc. of the IAU Symp. 197, Y. C. Minh & E. F. van Dishoeck (eds), p. 565

Bieniek, R. J., Dalgarno, A. 1979, *ApJ*, 228, 635

Black, J. H., Porter, A., & Dalgarno, A. 1981, *ApJ*, 249, 138

Black, J. H. & van Dishoeck, E. F. 1987, *ApJ*, 322, 41

Brand, P., Moorhouse, A., Burton, M., Geballe, T., Bird, M., & Wade, R. 1988, *ApJ*, 334, L103

Brand, P., Toner, M., Geballe, T., Webster, A., Williams, P. & Burton, M. 1989a, *MNRAS*, 237, 929

Brand, P. W. J. L., Toner, M. P., Geballe, T. R. & Webster, A. S. 1989b, *MNRAS*, 237, 929

Burles, S. & Tytler, D. 1998, *ApJ*, 499, 699

- Burton, M. G., Hollenbach, D. & Tielens, A. G. G. M. 1990, ApJ, 365, 620
- Burton, M. G. & Puxley, P. 1990, in: *The Interstellar Medium in External Galaxies: Summaries of Contributed Papers*, D. Hollenbach & H. Thronson (Ed.), NASA CP, 3084, p. 238
- Burton, M. G. 1992, Aust. J. Phys., 45, 463
- Burton, M. G., Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1992, ApJ, 399, 563
- Burton, M. & Haas, M. 1997, A&A, 327, 309
- Carruthers, G. R. 1970, ApJ, 161, L81
- Caselli, P., Hartquist, T. W., & Havnes, O. 1997, A&A, 322, 296
- Casuso, E. & Beckman, J. E. 1997, ApJ, 475, 155
- Cernicharo, J., González-Alfonso, E., Sempere, M. J., Leeks, S., van Dishoeck, E., Wright, C., Lim, T., Cox, P., & Pérez-Martínez, S. 1999, in: *The Universe as seen by ISO*, ESA SP-427, P. Cox & M. Kessler (Ed.), p. 565
- Cesarsky, C. J., Abergel, A., Agnèse, P., Altieri, B., Auguères, J. L., Aussel, H., Biviano, A., Blommaert, J. et al. 1996, A&A, 315, L32
- Chang, C. A. & Martin, P. G. 1991, ApJ, 378, 202
- Chengalur, J. N., Braun, R. & Burton, W. B. 1997, A&A, 318, L35
- Chernoff, D., Hollenbach, D., & McKee, C. 1982, ApJ, 259, L97
- Chièze, J.-P., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. 1998, MNRAS, 295, 672
- Chrysostomou, A., Hough, J., Burton, M. G., & Tamura, M. 1994, MNRAS, 268, 325
- Chrysostomou, A., Burton, M. G., Axon, D. J., Brand, P. W. J. L., Hough, J. H., Bland-Hawthorn, J., & Geballe, T. R. 1997, MNRAS, 289, 605
- Clegg, P. E., Ade, P. A. R., Armand, C., Baluteau, J.-P., Barlow, M. J., Buckley, M. A., Berges, J.-C., Burgdorf, M. et al. 1996, A&A, 315, L38
- P. Cox & M. Kessler (Ed.), Konferenzband von *The Universe as seen by ISO* ESA proc. SP-427
- Conwell, E. M. 1952, Proc. IRE, 40, 1327
- Dalgarno, A., Black, J. H. & Weisheit, J. C. 1973, ApJ, 14, L77
- Davis, C. J. & Smith, M. D. 1996, A&A, 310, 961
- Davis, G. R., Sidher, S. D., Fulton, T. R., Orton, G. S., Swinyard, B. M., Burgdorf, M. J. & Griffin, M. J. 2000, in: *ISO beyond the Peaks: The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy*
- de Graauw, Th., Haser, L. N., Beintema, D. A., Roelfsema, P. R., van Agthoven, H., Barl, L., Bauer, O. H., Bekenkamp, H. E. G. et al. 1996, A&A, 315, L49
- Dougados, C., Léna, P., Ridgway, S., Christou, J., & Probst, R. 1993 ApJ, 406, 112

- Draine, B. T. 1980, ApJ, 241, 1021
- Draine, B. T. & Roberge, W. G. 1982, ApJ, 259, L91
- Draine, B. T., Roberge, W., & Dalgarno, A. 1983, ApJ, 264, 485
- Draine, B. T. & Lee, H. 1984, 285, 89
- Draine, B. T. 1989, in: *Proc. of 22nd ESLAB Symposium Infrared Spectroscopy in Astronomy*, p. 93
- Draine, B. T. & McKee, C. F. 1993, Ann. Rev. Astron. Astroph., 31, 373
- Draine, B. T. & Bertoldi, F. 1996, ApJ, 468, 269
- Draine, B. T. & Bertoldi, F. 2000, in: *H₂ in Space*, F. Combes & G. Pineau des Forêts (Ed.)
- Dring, A. R., Linsky, J. L., Murthy, J., et al. 1997, ApJ, 488, 760
- Encrenaz, Th., de Graauw, Th., Schaidt, S., et al. 1996, A&A, 315, L397
- Essenwanger, P. & Gush, H. P. 1984, Can. J. Phys., 62, 1680
- Everett, M. E., DePoy, D. L., & Pogge, R. W. 1995, AJ, 110, 1295
- Feuchtgruber, H., Lellouch, E., Bézard, B., Encrenaz, Th., de Graauw, Th. & Davis, G. R. 1999, A&A, 341, L17
- Flower, D. & Pineau des Forêts, G. 1999, MNRAS 308, 271
- Fuente, A., Martin-Pintado, J. Rodriguez-Fernandez, N. J., de Vicente, P., & Kunze, D. 1999, ApJ, 518, L45
- Garden, R. 1986, PhD Diss., Univ. Edinburgh
- Gautier, T. N., Fink, U., Treffers, R. R., & Larson, H. P. 1976, ApJ, 207, L129
- Geballe, T. R. & Garden, R. 1987, ApJ, 317, L107
- Geis, N. 1991, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Geis, N., Poglitsch, A., Raab, W., Rosenthal, D., Kettenring, G., Henning, T. & Beeman, J. in: *Infrared Astronomical Instrumentation*, SPIE proc., Fowler, A. M. (Ed.) 1998, p. 973
- Geiss, J. & Gloeckner, G. 1998, Space Sci. Rev., 84, 239
- Genzel, R. & Stutzki, J. 1989, ARA&A, 27,41
- Genzel, R., *Physics and Chemistry of Molecular Clouds*, in: *Galactic Interstellar Medium*, W. B. Burton, B. G. Elmengreen und R. Genzel, Springer Verlag, Berlin (1992)
- Goetz, J. A., Pipher, J. L., Forrest, W. J., Watson, D. M., Raines, S. N., Woodward, C. E., Greenhouse, M. A., Smith, H. A., Hughes, V. A., & Fischer, J. 1998 ApJ, 504, 359
- Gould, R. J. & Salpeter, E. E. 1963, ApJ, 138, 393

- Griffin, M. J., Naylor, D. A., Davis, G. R., Ade, P. A. R., Oldham, P. G., Swinyard, B. M., Gautier, D. et al. 1996, *A&A*, 315, L389
- Haas, M. R., Hollenbach, D., & Erickson, E. F. 1991, *ApJ*, 374, 555
- Habing, H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Neth.*, 19, 421
- Haegel, N. M. & Haller, E. E. 1986, *Inf. Phys.*, 26, 247
- Haegel, N. M., Newton, C., Simoes, J. C. & White, A. M. 1996, in: *Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation*, ESA SP-388, p. 15
- Haegel, N. M., Simoes, J. C., White, A. M. & Beeman, J. W. 1999, *App. Opt.*, 38, 1910
- Haegel, N. M. 2000, *Estimate of Transient Times for PACS Ge:Ga Photoconductors*, PACS-ME-TN-011
- Hall, J. J. 1962, *Phys. Rev.*, 128, 68
- Hartigan, P., Raymond, J., & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 316, 323
- Harwit, M., Neufeld, D. A., Melnick, G. J., & Kaufman, M. J. 1998, *ApJ*, 497, L105
- Hellmich, F. P., van Dishoeck, E. F. & Jansen, D. J. 1996, *A&A*, 313, 657
- Herrmann, F., Madden, S. C., Nikola, T., Poglitsch, A., Timmermann, R., Geis, N., Townes, C. H., & Stacey, G. 1997, *ApJ*, 481, 343
- Herzberg, G. 1950, *Molecular Spectra and Molecular Structure, vol. 1: Spectra of diatomic molecules*, Van Nostrand Reinhold, New York
- Hollenbach, D. & Shull, M. 1977, *ApJ*, 216, 419
- Hollenbach, D. & McKee, C. F. 1989, *ApJ*, 342, 306
- Hollenbach, D. J., Chernoff, D. F. & McKee, C. F. 1989, in: *Proc. 22nd Eslab Symposium on Infrared Spectroscopy in Astronomy*, ESA SP-290, p. 245
- Hollenbach, D. & Tielens, A. G. G. M 1999, *Rev. Mod. Phys.*, 71, 173
- Hensel, J. C. & Feher, G. 1963, *Phys. Rev.*, 129, 1041
- Jacq, T., Walmsley, C. M. & Mauersberger, R. 1993, *A&A*, 271, 276
- Jacq, T., Baudry, A., Walmsley, C. M. & Caselli, P. 1999, *A&A*, 347, 957
- Jenkins, E. B., Tripp, T. M., Wozniack, P. R., Sofia, U. J. & Sonneborn, G. 1999, *ApJ*, 520, 182
- Jones, A. P., Madden, S. C., Colgan, S., Geis, N., Haas, M., Maloney, P., Nikola, T. & Poglitsch, A. 1997, in: *Extragalactic Astronomy in the Infrared*, T. Thuan und G. Mamon (Eds.), p. 101
- Jura, M. 1975, *ApJ*, 197, 575
- Kaufman, M. J. & Neufeld, D. 1996, *ApJ*, 456, 611
- Kazanskii, A. G., Richards, P. L. & Haller, E. E. 1977, *App. Phys. Lett.*, 31, 496

- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., Clavel, J., Drechsel, G., Estaria, P., Faelker, J., Riedinger, J. R., Robson, A., Taylor, B. G. & Ximenénez de Ferrán, S. 1996, *A&A*, 315, L27
- Kleinmann, D. E. & Low, F. J. 1967, *ApJ*, 149, L1
- Krabbe, A., Titz, R. & Röser, H.-P. 1999, *Sterne und Weltraum*, 1052
- Kwan, J. & Scoville, N. 1976, *ApJ*, 210, L39
- Kwan, J. 1977, *ApJ*, 216, 713
- Launay, J. M., Le Dourneuf, M., & Zeippen, C. J. 1991, *A&A*, 252, 842
- Le Boulrot, J., Pineau des Fôrets, G., Roueff, E., Dalgarno, A., & Gredel, R. 1995, 449, 178
- Le Boulrot, J., Pineau des Fôrets, G., & Flower, D. R. 1999, *MNRAS*, 305, 802
- Leech, K. for de Graauw, Th., van den Ancker, M., Bauer, O. H., Beintema, D. A., Boxhoorn, D., Drapatz, S., Feuchtgruber, H., Haser, L. et al. 2000, *ISO Handbook*, Vol. VI
- Lellouch, E., Feuchtgruber, H., de Graauw, Th., Encrenaz, Th., Bézard, B., Griffin, M. J. 1997, in: *First ISO Workshop on Analytical Spectroscopy*, ESA SP-419, p. 131
- Lemke, D., Klaas, U., Abolins, J., Ábrahám, P., Acosta-Pulido, J., Bogun, S., Castaneda, H., Cornwall, L. et al. 1996, *A&A*, 315, L64
- Linsky, J. L., Brown, A., Gayley, K., et al. 1993, *ApJ*, 402, 694
- Linsky, J. L., Diplas, A., Wood, B. E., et al. 1995, *ApJ*, 451, 335
- Linsky, J. L. 1998, *Space Sci. Rev.*, 84, 285
- London, R., McCray, R. & Chu, S.-I. 1977, *ApJ*, 217, 442
- Looney, L. W., Geis, N., Genzel, R., Park, W. K., Poglitsch, A., Raab, W., Rosenthal, D. & Urban, A. 2000, in: *The International Symposium on Astronomical Telescopes and Instrumentation*, SPIE proc.
- Lugten, J. B. 1987, Dissertation, University of California, Berkeley
- Lutz, D., Feuchtgruber, H., Genzel, R., Kunze, D., Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Wright, C. M., Egami, E. et al. 1996, *A&A*, 315, L269
- Madden, S. C., Geis, N., Genzel, R., Herrmann, F., Jackson, J., Poglitsch, A., Stacey, G. J. & Townes, C. H. 1997, in: *The Far Infrared and Submillimetre Universe*, p. 111
- Martin-Pintado, J., Bachiller, R., & Fuente, A. 1992, *A&A*, 254, 315
- McCullough, R. P. 1992, *ApJ*, 390, 213
- McCrea, W. H. & McNally, D. 1960, *MNRAS*, 121, 238
- Menten, K. M. & Reid, M. J. 1995, *ApJ*, 445, L157
- Moorhouse, A., Brand, P., Geballe, T., & Burton, M. 1990, *MNRAS*, 242, 88
- Mullan, D. J. & Linsky, J. L. 1999, *ApJ*, 511, 502

- Nadeau, D. & Geballe, T. 1979, ApJ, 230, L169
- Neufeld, D. A., Melnick, G. J. & Harwit, M. 1998, ApJ, 506, L75
- Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., Aumann, H. H., Baud, B., Beichmann, Beintema, D. A., C. A., Boggess, N. et al., 1984, ApJ, 278, L1
- Nikola, T., Genzel, R., Herrmann, F., Madden, S. C., Poglitsch, A., Geis, N., Townes, C. H. & Stacey, G. J. 1998, ApJ, 504, 749
- O'Brien, I. & Drury, L. 1996, MNRAS, 280, 550
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae*, Mill. Valley: University Science Book
- Parmar, P. S., Lacy, J. H., & Achtermann, J. M. 1994, ApJ, 430, 786
- Pegourie, B. & Papoular, R. 1985, 142, 451
- Pikusm, G. E. & Bir, G. L. 1961, Soviet. Phys.-Solid. State, 1, 1502
- Piskunov, N., Wood, B. E. & Linsky, J. L. 1997, ApJ, 474, 315
- Poglitsch, A., Beeman, J. W., Geis, N., Genzel, R., Haggerty, M., Haller, E. E., Jackson, J., Rumitz, M., Stacey, G. J. & Townes, C. H 1991, Int. J. Inf. Mill. Wav., 12, 859
- Poglitsch, A., Krabbe, A., Madden, S. C., Nikola, T., Geis, N., Johansson, L. E. B., Stacey, G. & Sternberg, A. 1995, ApJ, 454, 293
- Poglitsch, A., Waelkens, C. & Geis, N. in: *The International Symposium on Optical Science, Engineering and Instrumentation*, SPIE proc., Fowler, A. M. (eds.) 1999, p. 221
- Price, P. J. 1961, Phys. Rev., 124, 713
- Raab, W., Geis, N., Looney, L., Poglitsch, A., Rosenthal, D., Urban, A., Henning, T. & Beeman, J. W. in: *The International Symposium on Optical Science, Engineering and Instrumentation*, SPIE proc., Fowler, A. M. (Ed.) 1999, p. 973
- Reeves, H., Audouze, J., Fowler, W. A. & Schramm, D. N. 1973, ApJ, 179, 979
- Rieke, G. H., Low, F. J. & Kleinmann, D. E. 1973, ApJ, 186, L7
- Rieke, G. H. 1996, *Detection of Light: From the Ultraviolet to the Submillimeter*, Cambridge University Press, Cambridge
- Rosenthal, D., Bertoldi, F. & Drapatz, S. 2000a, A&A, 356, 705
- Rosenthal, D., Bertoldi, F. & Draine, B. T 2000b, in Vorbereitung
- Rubin, R. H., Simpson, J. P., Haas, M. R., & Erickson, E. F. 1991, ApJ, 374, 564
- Sanders, D. B. & Mirabel, I. F. 1996, ARA&A, 34, 725
- Schaeidt, S. G., Morris, P. W., Salama, A., Vandenbussche, B., Beintema, D. A., Boxhoorn, D. R., Feuchtgruber, H., Heras, A. M. et al. 1996, A&A, 315, L55

- Schäfer, J. 1990, A&AS, 85, 1101
- Schultz, A. S. B., Colgan, S. W. J., Erickson, E. F., Kaufman, M. J., Hollenbach, D. J., O'Dell, C. R., Young, E. T. & Chen, H. 1999, ApJ, 511, 282
- Sonneborn, B., Jenkins, E. B., Tripp, T., Wozniak, P., Vidal-Madjar, A., Ferlet, R. & Sofia, U. J. 1999, Astrophys. Space Science, 265, 55
- Smith, A. M. 1973, ApJ, 179, L11
- Smith, M., Brand, P., & Moorhouse, A. 1991, MNRAS, 248, 730
- Smith, M. 1991, MNRAS, 253, 175
- Smith, M. S., Kawano, L. H. & Malaney, R. A. 1993, ApJS, 85, 219
- Songaila, A., Cowie, L. L., Hogan, C. J., et al. 1994 Nature, 368, 599
- Spitzer, L., Drake, J. F., Jenkins, E. B., Morton, D. C., Rogerson, J. B. & York, D. G. 1973, ApJ, 181, L116
- Spitzer, L. 1976, Quat. J. Roy. Astron. Soc., 17, 97
- Stacey, G. J., Beeman, J. W., Haller, E. E., Geis, N., Poglitsch, A., & Rumitz, M. 1992, Int. J. Infrared Millimeter Waves, 13, 1689
- Stacey, G. J., Gull, G. E., Hayward, T. L., Latvakoski, H., & Peng, L. 1995, in: *Airborne Astronomy Symposium on the Galactic Ecosystem*, ASP conf. ser., Vol. 73, M. R. Haas, J. A. Davidson & E. F. Erickson, p. 215
- Sternberg, A. 1989, in: *Proc. 22nd Eslab Symposium on Infrared Spectroscopy in Astronomy*, ESA SP-290, p. 269
- Sternberg, A. & Dalgarno, A. 1989, ApJ, 338, 197
- Sternberg, A. 1990, ApJ, 361, 121
- Sternberg, A. & Neufeld, D. A. 1999, ApJ, 516, 371
- Stone, J. M., Xu, J., & Mundy, L. G. 1995, Nature, 377, 315
- Storey, P. & Hummer, D. 1995, MNRAS, 272, 4
- Takahashi, J., Masuda, K. & Nagaoka, M. 1999, ApJ, 520, 724
- Tedds, J., Brand, P. & Burton, M. 1999, MNRAS, 307, 337
- Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. 1985a, ApJ, 291, 722
- Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. 1985b, ApJ, 291, 747
- Tielens, A. G. G. M. & Allamandola, L. J. 1987, in: *Interstellar Processes*, D. Hollenbach & H. Thronson (Ed.), p. 397
- Timmermann, R., Bertoldi, F., Wright, C., Drapatz, S., Draine, B. T., Haser, L. & Sternberg, A. 1996, A&A, 315, L281

- Timmermann, R. 1996, ApJ, 456, 631
- Timmermann, R. 1998, ApJ, 498, 246
- Tosi, M. 1998, Space Sci. Rev., 84, 207
- Tosi, M., Steigman, G., Matteucci, F. & Chiappini, C. 1998, ApJ, 498, 226
- Treffers, R. R., Fink, U., Larson, H. P. & Gautier, T. N. 1976, ApJ, 209, 793
- Turner, J., Kirby-Docken, K. & Dalgarno, A. 1977, ApJS, 35, 28
- Turner, B. E. 1990, ApJ, 362, L29
- Tytler, D., Fan, X. M. & Burles, S. 1996, Nature, 381, 207
- Ulivi, L., De Natale, P. & Inguscio, M. 1991, ApJ, 378, L29
- Urban, A. 1999, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München
- Valentijn, E. A., Feuchtgruber, H., Kester, D. J. M., Roelfsema, P. R., Barr, P., Bauer, O. H., Beintema, D. A., Boxhorn, D. R. et al. 1996, A&A, 315, L60
- van Dishoeck, E. F., Helmich, F. P., Schutte, W. A., et al. 1998, in: *Star Formation with ISO*, ASP vol. 132, J. Yun & R. Liseau (Ed.), p. 54
- Verstraete, L., Puget, J. L., Falgarone, E., Drapatz, S., Wright, C., & Timmermann, R. 1996, 315, L337
- Vigroux, L., Mirabel, F., Altieri, B., Boulanger, F., Cesarsky, C., Cesarsky, D., Claret, A., Fransson, C., Gallais, P., Levine, D., Madden, S., Okumura, K. & Tran, D. 1996, A&A, 315, 93
- Volk, K. & Kwok, S. 1988, ApJ, 331, 435
- Walmsley, C. M., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 1999, A&A, 342, 542
- Wang, J.-Q., Richards, P. L., Beeman, J. W., Haegel, N. M., & Haller, E. E. 1986, Appl. Optics, 25, 4127
- Williams, D. A., Clary, D. C., Farebrother, A., Fisher, A., Gingell, J. M., Jackman, R., Mason, N., Meijer, A., et al. 2000, in: *H₂ in Space*, Combes, F. & Pineau des Forêts, G. (Ed.)
- Williams, R. L. 1967, Jour. Appl. Phys., 38, 4802
- Williams, R. L. 1969, Jour. Appl. Phys., 40, 184
- Wilson, T. L. & Rood, R. T. 1994, ARA&A, 32, 191
- Wolniewicz, L., Simbotim, I., & Dalgarno, A. 1998, ApJS, 115, 293
- Wortman, J. J. & Evans, R. A. 1965, J. Appl. Phys., 36, 153
- Wright, E. L. & Morton, D. C. 1979, ApJ, 227, 483
- Wright, C. M., van Dishoeck, E. F., Cox, P., Sidher, S. & Kessler, M. F. 1999, ApJ, 515, L29

Danksagung

Mein erster Dank gilt Prof. Reinhard Genzel, der es mir ermöglichte, in dieser hervorragenden Gruppe zu arbeiten und der stets ein offenes Ohr bei auftretenden Schwierigkeiten hatte.

Desweiteren möchte ich Albrecht Poglitsch für die sehr gute und kompetente Betreuung dieser Arbeit danken. Durch seine humorvolle Art gelang es ihm, eine freundschaftliche und konstruktive Arbeitsatmosphäre zu schaffen.

Mein weiterer Dank gilt den übrigen – aktuellen oder ehemaligen – Mitgliedern des FIFI-Teams (in alphabetischer Reihenfolge): Norbert Geis, Oliver Kramer, Leslie Looney, Thomas Nikola, Won-Kee Park, Walfried Raab, Matthias Rumitz, Alexander Urban, Haitao Wang. Ohne das FIFI-Team wäre das Gelingen dieser Arbeit nicht möglich gewesen und hätte auch sehr viel weniger Spaß gemacht.

Jeff Beeman vom Lawrence Berkeley National Laboratory der University of California danke ich für die zuverlässige Lieferung von erstklassigen Ge:Ga-Photoleitern und die geduldige Beantwortung meiner Fragen zu den Detektoren. Nancy Haegel hat mir während ihrer Anwesenheit am MPE weitere Einblicke in die Natur der Ge:Ga-Detektoren vermittelt.

Dankbar bin ich Frank Bertoldi, Siegfried Drapatz und Ralf Timmermann für die gute Zusammenarbeit bei dem astrophysikalischen Teil der Arbeit. Chris Wright zeigte mir, wie man die ISO-Daten reduziert und war zusammen mit Ralf Timmermann maßgeblich an der Planung der ISO-Beobachtungen beteiligt.

Helmut Feuchtgruber, Dieter Lutz, Ekkehard Wieprecht und Erich Wiezorrek waren stets die ersten Adressen bei auftretenden IDL-Problemen. Bei manchem Problem mit dem PC oder der Workstation halfen mir Norbert Geis und Norbert Heinecke. Lowell Tacconi-Garman hatte stets ein offenes Ohr für Probleme bei der LaTeX-Erstellung dieser Arbeit.

Herr Heinz Dohnalek half maßgeblich bei der Konstruktion des Detektorarrays und des Drückmechanismus. In unzähligen Sitzungen zusammen mit ihm, Albrecht und Norbert wurde das Design des Detektorarrays immer mehr verfeinert und von Herrn Dohnalek in Konstruktionszeichnungen umgesetzt. Die FEM-Rechnungen von Herrn Günther Kettenring bildeten die Grundlage für die Konstruktion des Detektorgehäuses und der Druckstempel.

Stellvertretend für die anderen Mitglieder der mechanischen Werkstatt möchte ich mich bei Herrn Pfaller, Herrn Czempel und Herrn Feldmeier für die stets zügige und gewissenhafte Anfertigung von Komponenten des Detektorarrays bedanken. Insbesondere Herr Pfaller stand mir bei der Auswahl von Firmen für die mittels Funkenerosion herzustellenden Teile mit Rat und Tat zur Seite. Die Detektorgehäuse und Druckstempel bzw. Lichtleiter entstanden in den Werkstätten der Firmen HPN und Erodierservice GmbH.

Veronika, Ulli und Oliver bin ich für das erfolgreiche Finden von Tippfehlern dankbar.

Meine Tante Elke und Onkel Frank haben mir insbesondere in der ersten Zeit sehr geholfen, mich in München zurecht zu finden.

Abschließend danke ich meiner Frau Darina für ihr Verständnis und das aufmerksame Korrekturlesen des Manuskripts.

Lebenslauf

Geburtsdatum: 30. November 1967
Geburtsort: Berlin
Familienstand: verheiratet, 2 Kinder
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulbildung

1974 – 1980	Grundschule in den Rollbergen	Berlin
1980 – 1987	Humboldt-Gymnasium	Berlin
Juni 1987	Abitur	

Berufsbildung

1987 – 1989	Ausbildung zum Hotelfachmann	Berlin
-------------	---------------------------------	--------

Hochschulbildung

1989 – 1996	Studium der Physik an der Technischen Universität	Berlin
1995 – 1996	Diplomarbeit in Atomphysik: <i>„Untersuchung zur Zeitauflösung eines Elektron-Ion-Koinzidenzexperimentes“</i>	
Februar 1996	Physik-Diplom	
1996 – September 2000	Anfertigung der Dissertation am Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik	Garching
14. Februar 2001	Promotion an der Ludwig-Maximilians-Universität	München