

Erste Beobachtungen  
mit dem abstimmbaren  
Infrarot-Heterodynsystem THIS

Inaugural-Dissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität zu Köln

vorgelegt von

**Daniel Wirtz**

aus Finnentrop

Köln, 2005

Berichtersteller:

Prof. Dr. R. Schieder

Prof. Dr. A. Eckart

Tag der mündlichen Prüfung: 9. Februar 2005

*für Karin*



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abstract / Kurzzusammenfassung</b>	<b>vii</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>1</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>13</b>
2.1 Das Heterodynprinzip . . . . .	13
2.2 Die Nachweisempfindlichkeit . . . . .	16
2.2.1 NEP und Systemtemperatur . . . . .	16
2.2.2 Die Messung der Systemtemperatur . . . . .	20
2.3 Die Messung kalibrierter Spektren . . . . .	20
2.3.1 Ankoppelverluste und atmosphärische Einflüsse . . . . .	21
<b>3 Das Empfangssystem THIS</b>	<b>25</b>
3.1 Überblick . . . . .	25
3.2 Der Empfänger . . . . .	27
3.2.1 Der Strahlengang . . . . .	27
3.2.2 Der Diplexer . . . . .	30
3.2.3 Die Frequenzstabilisierung . . . . .	32
3.2.4 Die Auswirkung von Rückkopplung auf das Signal . . . . .	33
3.2.5 Die Guide-Optik . . . . .	34
3.3 Die Signalanalyse und die Steuerelektronik . . . . .	39
3.3.1 Der Detektor und der gekühlte HEMT-Verstärker . . . . .	39
3.3.2 Die Zwischenfrequenz-Verarbeitung . . . . .	40
<b>4 Quanten-Kaskadenlaser</b>	<b>43</b>
4.1 Überblick . . . . .	43
4.2 Aufbau eines QC-Lasers . . . . .	44
4.3 Bipolarer (Bleisalz-)Laser vs. unipolarer (QC-)Laser . . . . .	45

4.4	Verschiedene QC-Laser Designs . . . . .	48
4.5	Zusammenfassung wichtiger Entwicklungsschritte von QC-Lasern . . . . .	51
4.6	Charakterisierung von QC-Lasern . . . . .	55
4.6.1	Thermische und elektrische Eigenschaften . . . . .	55
4.6.2	Betriebsparameter von QC-Lasern in Abhängigkeit von der Zahl der Kaskaden . . . . .	57
<b>5</b>	<b>Labormessungen zur Charakterisierung von THIS</b>	<b>59</b>
5.1	Direkte Messung der Linienbreite eines QC-Lasers . . . . .	59
5.1.1	QCL und optische Rückkopplung . . . . .	61
5.2	Die Frequenzstabilität des Gesamtsystems . . . . .	64
5.3	Allan-Varianz-Messungen . . . . .	67
5.4	Die Systemempfindlichkeit . . . . .	70
5.4.1	Zusammenfassung: THIS . . . . .	72
5.4.2	Vergleich von Heterodyn- und Direkt-Detektion . . . . .	74
<b>6</b>	<b>Messungen am Teleskop</b>	<b>79</b>
6.1	Ankoppelverluste und atmosphärische Transmission bei $1088\text{ cm}^{-1}$ . . . . .	80
6.2	Wasser- und Silizium-Oxid-Absorptionen in Sonnenflecken	84
6.3	Ankoppelverluste und atmosphärische Transmission bei $1038\text{ cm}^{-1}$ . . . . .	90
6.4	Schwache Hintergrundquellen . . . . .	92
6.4.1	Der Mond . . . . .	92
6.4.2	Merkur . . . . .	94
6.4.3	$\alpha$ Orionis . . . . .	95
6.5	CO <sub>2</sub> Emission aus den Atmosphären von Venus und Mars	99
6.5.1	Venus . . . . .	99
6.5.2	Mars . . . . .	102
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>105</b>
<b>A</b>	<b>Betrachtungen zur Systemempfindlichkeit</b>	<b>109</b>
A.1	Direkt-Detektion . . . . .	109
A.2	Heterodyn-Detektion . . . . .	114

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Das IR-Heterodyn Instrument THIS . . . . .	5
2.1	Das Heterodynprinzip . . . . .	14
2.2	Verlauf des Quantenlimits und der NEP über der Wellenlänge . . . . .	18
3.1	Der Empfänger am Teleskop . . . . .	26
3.2	Die Steuerelektronik . . . . .	26
3.3	Die Optik zur Teleskopankopplung . . . . .	28
3.4	Der Empfänger . . . . .	28
3.5	Der Strahlengang im Empfänger . . . . .	29
3.6	Strahlverlauf am Diplexer . . . . .	31
3.7	Transmission und Reflexion am Diplexer . . . . .	32
3.8	Die Guide-Optik . . . . .	36
3.9	Schema der Guide-Optik . . . . .	36
3.10	Teleskopausleuchtung mit einem Gauß'schen Strahl . . . . .	38
3.11	Schema der Zwischenfrequenz-Verarbeitung . . . . .	41
4.1	Schematische Ansicht eines QC-Lasers . . . . .	44
4.2	Schema eines bipolaren Lasers . . . . .	46
4.3	Schema eines unipolaren Lasers . . . . .	46
4.4	Energie-Bandmodell eines QC-Lasers mit 'vertikalem' Übergang . . . . .	47
4.5	Energie-Bandmodell eines QC-Lasers mit 'diagonalem' Übergang . . . . .	49
4.6	Energie-Bandmodell eines 'Superlattice'-QC-Lasers . . . . .	50
4.7	Wellenlängen und Betriebstemperaturen von QC-Lasern . . . . .	52
4.8	DFB-QCL (complex-coupled) . . . . .	54
4.9	DFB-QCL (index-coupled) . . . . .	54

5.1	TDL/QCL 'Beat'-Messung . . . . .	60
5.2	Multimode-Spektrum eines QC-Lasers . . . . .	62
5.3	Optische Rückkopplung: Littrow-Anordnung . . . . .	63
5.4	QCL mit externem Gitter . . . . .	64
5.5	Methanol Absorptionslinie bei $1038.17056\text{ cm}^{-1}$ . . . . .	65
5.6	Frequenzstabilität des Lokaloszillators: Linienposition . . . . .	66
5.7	Frequenzstabilität des Lokaloszillators: Linienbreite . . . . .	67
5.8	Systemstabilität: Allan-Varianz Messung . . . . .	68
5.9	Spektrometer-Baseline . . . . .	69
5.10	Systemempfindlichkeit: Y-Faktor und Systemtemperatur . . . . .	70
5.11	Systemempfindlichkeit: Vergleich von QC- und $\text{CO}_2$ -Laser . . . . .	71
5.12	Vergleich: TEXES-Heterodynsystem . . . . .	78
6.1	Teleskopankopplung und atmosphärische Transmission bei $1088\text{ cm}^{-1}$ . . . . .	81
6.2	Mit dem KOPRA-Algorithmus berechnete Transmission . . . . .	83
6.3	Photo der Sonne mit dem beobachteten Sonnenfleck . . . . .	85
6.4	$\text{H}_2\text{O}$ -Absorption im Sonnenfleck . . . . .	86
6.5	$\nu_1=5\leftarrow 4$ , P(56) $^{28}\text{SiO}$ -Absorption im Sonnenfleck . . . . .	87
6.6	$\nu_1=6\leftarrow 5$ , P(50) $^{28}\text{SiO}$ 6-5 P(50)-Absorption im Sonnenfleck . . . . .	88
6.7	Teleskopankopplung und atmosphärische Transmission bei $1038\text{ cm}^{-1}$ . . . . .	91
6.8	Stratosphärische Ozon-Absorption bei $1036.8316\text{ cm}^{-1}$ ge- gen den Mond als Hintergrundquelle . . . . .	93
6.9	Stratosphärische Ozon-Absorption bei $1038.8316\text{ cm}^{-1}$ ge- gen Merkur als Hintergrundquelle . . . . .	95
6.10	Abschätzung der Größe eines Sterns . . . . .	96
6.11	Stratosphärische Ozon-Absorption bei $1037.931\text{ cm}^{-1}$ ge- gen $\alpha$ Orionis als Hintergrundquelle . . . . .	97
6.12	Nicht-thermische $\text{CO}_2$ -Emission R(36) aus der beleuchte- ten Venus-Atmosphäre bei $1087.9\text{ cm}^{-1}$ . . . . .	100
6.13	Nicht-thermische $\text{CO}_2$ -Emission aus der beleuchteten Mars-Atmosphäre $1037.4341\text{ cm}^{-1}$ P(30). . . . .	103
6.14	Transmission der Erdatmosphäre für die gegebene Beob- achtungsgeometrie . . . . .	103
6.15	Modellspektrum der Marsatmosphäre . . . . .	103
7.1	Schema eines optisch gepumpten Bleisalzlasers . . . . .	106
7.2	Erstes Ergebnis mit einem QWIP als Mischer . . . . .	107



# Tabellenverzeichnis

5.1	Zusammenfassung der Messergebnisse zur Charakterisierung von THIS im Betrieb mit QC-Lasern . . . . .	72
5.2	Vergleich der Empfindlichkeit von THIS mit HIPWAC und der theoretischen Nachweisgrenze . . . . .	73
5.3	Berechnete Werte für die Nachweisgrenze von TEXES . . .	75
5.4	Prognostizierte Empfindlichkeit für EXES . . . . .	77
6.1	'Skydip' bei $1088\text{ cm}^{-1}$ : Parameter für die gemessene Zenith-Transmission und die Ankoppeleffizienz von THIS an das Teleskop . . . . .	82
6.2	Vergleich von gemessenem und berechnetem RMS-Rauschen . . . . .	87
6.3	Anregungstemperaturen des molekularen Materials in Sonnenflecken . . . . .	88
6.4	'Skydip' bei $1038\text{ cm}^{-1}$ : Parameter für die gemessene Zenith-Transmission und die Ankoppeleffizienz von THIS an das Teleskop . . . . .	91



# Abstract

The ongoing technical development of the Cologne Tuneable Heterodyne Infrared Spectrometer THIS as well as the planning, preparation and execution of various observing runs at different telescopes is the topic of this thesis. One goal was the gathering of valuable spectroscopic data in order to demonstrate the competitiveness of the system as a whole. The second goal was further preparation of THIS for future observing runs aboard the Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy SOFIA and possible interferometric applications.

This thesis deals with two main technical aspects. With the very successful implementation of quantum cascade lasers as local oscillators the sensitivity of THIS reached the quality of CO<sub>2</sub>-laser pumped systems for the first time. In the lab as well as during telescope operation system noise temperatures well below 4000 K were reached. Combined with the frequency-stability and radiometric behavior (see chapter 5 and also [Son02]) a competitive *tuneable* IR-heterodyne receiver for astronomical applications is available for the first time.

An optical guide-system for telescope use was also implemented in the receiver. This also includes a scanner mirror for beam-switching. The newly developed optical unit turned out to be necessary since an appropriate optical control of the field of view which is fundamental for proper guiding is not available at most telescopes. Moreover only few telescopes are equipped with a wobbling secondary mirror which allows beam-switching on the sky. Thus the new guide-system allows THIS to be used on all kinds of telescopes and provides much more independency.

In collaboration with the Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik (IAF) in Freiburg newly developed Quantum Well Infrared Photodetectors (QWIPs) were successfully tested for the first time in our heterodyne system. The system noise temperatures reached were still a factor of 10 off the quantum-limit but improvements are on the way and QWIPs promise to offer several GHz of instantaneous bandwidth with is highly desirable especially for atmospheric applications.

The technical advances have been tested outside the lab during observing runs at the 1 m-telescope at Hoher List observatory<sup>1</sup> and two times two weeks runs at the McMath-Pierce Solar Telescope<sup>2</sup> at Kitt Peak near Tucson/Arizona. First of all the mechanical stability of the system could be reproduced at Hoher List observatory because the receiver was

---

<sup>1</sup>This observatory near Daun/Eifel is run by the University of Bonn

<sup>2</sup>THIS was operated at the 90 cm west-auxiliary telescope in 2002 and the 1.5 m main-dish in 2003.

mounted to the Cassegrain-focus of the telescope: down to elevation angles of  $15^\circ$  the system operated with stable LO-frequency. During this run the atmospheric transmission was studied (Sky-Dips were carried out) and stratospheric trace gas absorptions were detected.

After this preparation a non-terrestrial signal was detected with THIS for the first time. A weak non-thermal  $\text{CO}_2$ -emission from the illuminated Venus-atmosphere was recorded. Moreover molecular absorptions from sunspots were detected during this run and the fully resolved lineshapes allowed the determination of excitation temperatures of the material. In this context a theoretical analysis of the calibration of measured spectra was carried out and applied to the data gained.

In 2003 the effort focussed on measuring high-resolution spectra of ozone-absorptions at different points in the Martian atmosphere. In collaboration with the NASA Goddard Space Flight Center GSFC in Greenbelt/Maryland these data are currently reduced and used for studying atmospheric-chemistry phenomena on Mars. As a byproduct, the weak non-LTE emission-core of the  $\text{CO}_2$ -P(30)-laser-line was also detected. Further high-resolution measurements of this kind using THIS might help exploiting the natural laser mechanism in both Martian and Venusian atmospheres for gaining insight into atmospheric variability. Moreover the excellent performance of the instrument and the good coupling to the telescope could be demonstrated by measuring stratospheric ozone-absorptions against a star as a weak background source.

Since both Kitt Peak runs were very promising follow-up runs of THIS are planned in collaboration with the NASA GSFC. Interesting targets will be molecular absorption- and emission-lines in planetary atmospheres that can not be detected using fixed-frequency  $\text{CO}_2$ -lasers as LO. This includes non-LTE phenomena as well as the determination of abundances of hydrocarbons like  $\text{C}_2\text{H}_4$  or  $\text{C}_2\text{H}_6$ .

## Kurzzusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die technische Weiterentwicklung des durchstimmbaren Infrarot-Heterodynsystems THIS (Tuneable Heterodyne Infrared Spectrometer) sowie die Planung, Vorbereitung und Durchführung diverser Beobachtungseinsätze des Instruments an unterschiedlichen Teleskopen.

Auf technischer Seite konnte der sehr erfolgreiche Einsatz von Quanten-Kaskadenlasern als Lokaloszillatoren, die Empfindlichkeit des Systems erstmals auf das Niveau von  $\text{CO}_2$ -Laser gepumpten Instrumenten bringen.

Frequenzstabilität und radiometrisches Verhalten des Instruments konnten für Beobachtungszeiträume von einigen Stunden nachgewiesen werden. Weiterhin wurde ein in den Empfänger integriertes, optisches Guide-System für den Einsatz an Teleskopen entwickelt und aufgebaut. Die neu entwickelte Optik macht THIS durch die Verwendung einer integrierten optischen Kamera sowie eines Scannerspiegels zur Auswahl von Beobachtungspositionen am Himmel weitgehend unabhängig vom Teleskoptyp und damit vielseitig einsetzbar.

Die technischen Neuerungen und die mechanische Stabilität des neuen Aufbaus wurden u. a. während Messperioden am Observatorium Hoher List bei Daun/Eifel sowie am McMath-Pierce Solar Telescope auf dem Kitt Peak nahe Tucson/Arizona erstmalig außerhalb des Labors genutzt und getestet. Es konnten Molekül-Absorptionen aus Sonnenflecken aufgenommen und aus den vollständig aufgelösten Linienprofilen die Anregungstemperaturen des Materials bestimmt werden. In diesem Zusammenhang wurde eine theoretische Analyse der Kalibration von am Teleskop gewonnenen Spektren durchgeführt und auf die gemessenen Daten angewandt. Weiterhin konnten erstmals mit THIS nicht-terrestrische Signale in Form von schwachen, nicht-thermischen CO<sub>2</sub>-Emissionen aus der von der Sonne beleuchteten Venus- und Mars-Atmosphäre detektiert werden. Die exzellente Empfindlichkeit des Instruments konnte zusätzlich durch die Beobachtung von stratosphärischem Ozon gegen einen Stern als Hintergrundquelle demonstriert werden.

Weitere Beobachtungseinsätze von THIS sind in Zusammenarbeit mit dem GSFC der NASA in Vorbereitung. Beobachtungsziele sind interessante molekulare Absorptions- und Emissionslinien in Planetenatmosphären, die nicht mit Gaslaser-Instrumenten beobachtbar sind. Dazu zählt die hochaufgelöste Vermessung der bereits erwähnten CO<sub>2</sub>-Laseremissionen oder die Bestimmung von Häufigkeiten von leichten Kohlenwasserstoffen wie C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> oder C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>.



# Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die technische Weiterentwicklung des durchstimmbaren Infrarot-Heterodynsystems THIS (Tuneable Heterodyne Infrared Spectrometer) sowie die Planung, Vorbereitung und Durchführung diverser Beobachtungseinsätze des Instruments an unterschiedlichen Teleskopen. Neben der Gewinnung spektroskopischer Daten dient dies der Vorbereitung von THIS auf den Einsatz an Bord des Stratosphärenflugzeugs SOFIA (Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy) und eventueller Einsätze des Heterodynsystems in interferometrischen Untersuchungen. Letzteres macht den Aufbau von mindestens zwei identischen Systemen notwendig.

Auf technischer Seite ermöglichte es der sehr erfolgreiche Einsatz von Quanten-Kaskadenlasern als Lokaloszillatoren, die Empfindlichkeit des Systems erstmals auf das Niveau von CO<sub>2</sub>-Laser-gepumpten Instrumenten zu bringen. Im Labor sowie am Teleskop wurden Systemtemperaturen von weniger als 4000 K erreicht. Zusammen mit der in Kapitel 5 und in [Son02] demonstrierten Frequenzstabilität sowie dem radiometrischen Verhalten des Instruments ist damit erstmalig ein durchstimmbarer Infrarot-Heterodynempfänger für astrophysikalische Anwendungen konkurrenzfähig.

Als zweite Neuerung wurde ein in den Empfänger integriertes, optisches Guide-System für den Einsatz an Teleskopen inkl. eines Scannerspiegels zum Beam-Switching entwickelt. Eine solche optische Einheit stellte sich als unbedingt erforderlich heraus, da an vielen Teleskopen keine optische Kamera verfügbar ist, die ein für Messungen mit THIS angepasstes Bild bereitstellt und so ein exaktes Nachfahren auf eine Quelle erlaubt. Weiterhin sind nur wenige Teleskope mit einem beweglichen Subreflektor ausgestattet, der es ermöglicht, zwischen Signalquelle und Referenzposition am Himmel umzuschalten. Die neu entwickelte Optik macht THIS somit weitgehend unabhängig vom Teleskoptyp und vielseitig einsetzbar.

Weiterhin konnten in Zusammenarbeit mit dem Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik (IAF) in Freiburg im Rahmen dieser Arbeit erstmals QWIP-Detektoren (für Quantum Well Infrared Photodetector) in unserem Heterodyn-Empfangssystem eingesetzt werden. Die ad hoc erreichbaren Systemtemperaturen lagen etwa um einen Faktor 10 über dem Quantenlimit. Speziell für den Heterodynbetrieb ausgelegte QWIP-Detektoren werden bereits untersucht. Insbesondere für atmosphärische Untersuchungen interessant ist die erwartete große instantane Bandbreite von einigen GHz.

Die technischen Neuerungen wurden während Messperioden am 1m-Teleskop des Observatoriums Hoher List bei Daun/Eifel<sup>3</sup> sowie bei zwei jeweils 2-wöchigen Aufenthalten am McMath-Pierce Solar Telescope<sup>4</sup> am Kitt Peak in der Nähe von Tucson/Arizona erstmalig außerhalb des Labors genutzt und getestet. Zunächst konnte am Hohen List die mechanische Stabilität des neuen Aufbaus bestätigt werden, da der Empfänger am Cassegrain-Fokus des Teleskops betrieben wurde: selbst bei Neigungswinkeln von unter 15° Elevation funktionierte das System frequenzstabil. Es konnten dabei Untersuchungen zur atmosphärischen Transmission (Sky-Dips) unternommen und stratosphärische Spurengas-Absorptionen aufgenommen werden.

Nach den vorbereitenden Einsätzen am Hohen List war es 2002 am Kitt Peak erstmals möglich, mit THIS ein nicht-terrestrisches Signal in Form einer schwachen, nicht-thermischen CO<sub>2</sub>-Emission aus der von der Sonne beleuchteten Venus-Atmosphäre zu detektieren. Weiterhin konnten Molekül-Absorptionen aus Sonnenflecken aufgenommen und aus den vollständig aufgelösten Linienprofilen die Anregungstemperaturen des Materials bestimmt werden. In diesem Zusammenhang wurde eine theoretische Analyse der Kalibration von am Teleskop gewonnenen Spektren durchgeführt und auf die gemessenen Daten angewandt.

2003 schließlich wurden Ozon-Absorptionslinien an verschiedenen Punkten in der Mars-Atmosphäre detektiert. In Zusammenarbeit mit dem Goddard Space Flight Center der NASA in Greenbelt/Maryland werden diese Daten momentan analysiert und anschließend in Untersuchungen der atmosphärischen Variabilität der Marsatmosphäre eingehen. Als Nebenprodukt dieser Mars-Beobachtungen konnte wiederum eine schwache CO<sub>2</sub> Laseremission beobachtet werden. Weitere Untersuchungen dieser Art mit THIS könnten das Phänomen der natürlichen Laseremission auf Mars und Venus zur weiteren Erkundung der atmosphärischen Chemie beider Planeten nutzen. Die exzellente Empfindlichkeit des Instruments und die gute Kopplung an das Teleskop konnte durch die Beobachtung von stratosphärischem Ozon gegen einen Stern als Hintergrundquelle demonstriert werden.

Da beide Einsätze am Kitt Peak sehr vielversprechend verliefen, sind weitere Beobachtungseinsätze von THIS in Zusammenarbeit mit dem GSFC der NASA in Vorbereitung. Beobachtungsziele sind interessante molekulare Absorptions- und Emissionslinien in Planetenatmosphären, die nicht mit Gaslaser-Instrumenten beobachtbar sind. Dazu zählt die hochaufgelöste Vermessung der bereits erwähnten CO<sub>2</sub>-Laseremissionen oder die Bestimmung von Häufigkeiten leichter Kohlenwasserstoffe wie C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> oder C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>.

---

<sup>3</sup>betrieben durch die Universitätssternwarte Bonn

<sup>4</sup>Im November/Dezember 2002 wurde THIS am 90 cm West-Auxiliary Teleskop betrieben, im November/Dezember 2003 am 1.5 m Hauptspiegel.



# Kapitel 1

*Eure Photonen sind ja wie Vorschlaghämmer verglichen mit unseren...*

Dr. Urs Graf über den Unterschied zwischen Infrarot- und  
Radio-Frequenzen

## Einleitung

Den Grundstein für die systematische Suche nach Molekülen im Weltraum legte Jansky 1931 mit der zufälligen Entdeckung von Radiowellen, die nicht irdischen Ursprungs waren. Mit Hilfe der Radiotechnik, deren Entwicklung durch den 2. Weltkrieg erheblich beschleunigt wurde, begannen Astronomen in den 50er Jahren den Himmel systematisch im Bereich der Radiofrequenzen zu erkunden und nach reinen Rotationsübergängen von astrophysikalisch relevanten Molekülen zu suchen. Dazu wurde die Mikrowellentechnik bis zu Frequenzen jenseits von 1 THz weiterentwickelt. Bisher wurden mehr als 120 mehratomige Spezies interstellar einwandfrei nachgewiesen, zu deren Identifizierung sich die Astronomen der für jedes Molekül charakteristischen Absorptionen und Emissionen bedienen.

Besonders dicht liegen die Vibrations-Rotations-Übergänge sehr vieler interessanter Moleküle in der 'Fingerprint'-Region im mittleren Infrarot. Dazu kommen die energetisch niedrigsten Übergänge von Molekülen, die kein permanentes Dipolmoment haben und daher nicht im mm- oder submm-Bereich beobachtet werden können. Dazu zählen z.B.  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2$  und weitere. Verwunderlich ist daher die Tatsache, dass dieser Frequenzbereich astronomisch erst in jüngerer Vergangenheit systematisch erschlossen wurde. Dies hat mehrere Gründe. Zunächst weist die Erdatmosphäre nur in den Bereichen zwischen 3 und 5 bzw. 8 und 13  $\mu\text{m}$  Wellenlänge größere Bereiche mit hoher Transmission auf. Beobachtungen bei Wellenlängen jenseits von etwa 15  $\mu\text{m}$  lassen sich teilweise noch von terrestrischen Standorten mit idealen atmosphärischen Bedingungen durchführen, bei einem Großteil der Wellenlängen zwischen 15 und 30  $\mu\text{m}$  ist die Erdatmosphäre allerdings undurchsichtig.

Weiterhin grenzt der Infrarotbereich einerseits an den optischen Teil des elektromagnetischen Spektrums und andererseits an den Bereich der Radiowellen. Zu deren Erkundung werden jeweils sehr unterschiedliche Techniken eingesetzt, was zu einer weiteren Vernachlässigung des technisch schwierig zu beherrschenden Infrarotbereichs führte. Gitterspektrographen, Fabry-Perot- oder Fourier-Transform-Spektrometer stellen den Großteil der verwendeten Instrumentierung im mittleren IR. Die praktisch realisierbare Auflösungsgrenze liegt bei etwa  $R=10^5$ , wobei dazu Gitter von ca. 1 m Länge bzw. Weglängenunterschiede im Spektrometer von etwa 1 m notwendig sind. In einem transportablen Empfangssystem für den Einsatz an einem Teleskop ist dies bereits kaum realisierbar. Zudem sinkt die Effizienz eines solchen Instruments mit zunehmendem Auflösungsvermögen, da die eintreffende Intensität direkt in sehr schmale Frequenzintervalle zerlegt werden muss.

Vielfach ist aber die Vermessung molekularer Übergänge mit höchster Frequenzauflösung notwendig, um aus der spektral vollständig aufgelösten Form der Linienprofile Rückschlüsse auf physikalische Parameter wie Druck, Temperatur, Säulendichte und Dynamik im beobachteten Gebiet ziehen zu können. Als Ausweg bietet sich hier die aus der Radioastronomie bekannte Methode der Heterodyn-Spektroskopie an. Im Heterodynepfänger wird das zu untersuchende Frequenzband mit der nahezu monochromatischen Strahlung des Lokaloszillators (LO) auf einem geeigneten Mischer überlagert. Durch das Mischen der Signale entstehen unter anderem die Differenzfrequenzen zwischen Eingangssignal und LO, welche typischerweise im niedrigen GHz-Bereich liegen. Dieses Differenzfrequenzband enthält dann die gesamte spektrale Information der zu spektroskopierenden IR-Strahlung, kann aber nach dem Mischprozess mittels herkömmlicher Hochfrequenztechnik weiterverarbeitet und insbesondere verstärkt werden. Da die spektrale Analyse des Signals erst nach dem Mischprozess erfolgt, sind höchste Frequenzauflösungen realisierbar. Insbesondere ist die erreichbare Auflösung unabhängig vom Signalnachweis.

Für Untersuchungen der oberen Erdatmosphäre oder anderer planetarer Atmosphären beispielsweise liegen Linienbreiten im Bereich von 100 MHz. In kaltem Material geringer Dichte, wie dem interstellaren Gas, sind (Doppler-)Linienbreiten von nur noch wenigen 10 MHz zu erwarten. Nur ein Heterodyninstrument kann im mittleren IR die zur vollständigen spektralen Auflösung solcher Linienprofile notwendige Frequenzauflösung von etwa  $R=10^7$  bereitstellen. Dieser Wert entspricht bei einer Frequenz von 30 THz (bzw. einer Wellenlänge von  $10 \mu\text{m}$ ) einer Frequenzauflösung von 3 MHz. Die Liniendimension eines Interferometers mit dieser Frequenzauflösung beträgt bereits 100 m und ist völlig unpraktikabel.

Mit dem Quantenlimit  $T_{ql}$ , welches das Eigenrauschen eines idealen Heterodynsystems bezeichnet, existiert allerdings eine fundamentale Nachweisgrenze. Bei  $10 \mu\text{m}$  Wellenlänge ist  $T_{ql} = h \cdot \nu / k_B = 1440 \text{ K}$ .



Abbildung 1.1: Das IR-Heterodyn Instrument THIS auf der Beobachtungsplattform des 1.5 m McMath-Pierce Sonnenteleskops des National Solar Observatory am Kitt Peak nahe Tucson/Arizona.

Die Systemtemperaturen guter IR-Heterodynsysteme liegen etwa um einen Faktor 2 bis 3 über dem Quantenlimit. Zudem gilt im mittleren IR die Rayleigh-Jeans-Näherung der Planck'schen Strahlungskurve nicht mehr und die Temperaturen von Signalquellen müssen zu 'Brightness'-Temperaturen bei der jeweiligen Wellenlänge umgerechnet werden. Dies hat zur Folge, dass nur relativ warme Quellen als Beobachtungsziele in Frage kommen<sup>1</sup>.

Heterodynsysteme können trotz dieser Einschränkungen aufgrund ihres hohen Auflösungsvermögens im mittleren IR sehr wertvolle Daten liefern, die anderweitig nicht zu erhalten sind. Zudem ist es möglich, Heterodynsysteme sehr kompakt und transportabel aufzubauen, um den Einsatz am Teleskop zu ermöglichen.

### Lokalszillatoren: Vom CO<sub>2</sub>- zum Quanten-Kaskaden-Laser

In den 70er Jahren des letzten Jahrhunderts wurden die ersten Infrarot-Heterodynsysteme entwickelt. Als Lokalszillator nutzten verschiedene

<sup>1</sup>Bei 10  $\mu\text{m}$  Wellenlänge beträgt die 'Brightness'-Temperatur eines schwarzen Körpers mit  $T = 300\text{ K}$  nur noch  $T_{BR} = 12\text{ K}$ .

Gruppen weltweit CO<sub>2</sub>-Laser. Mit solchen Instrumenten konnten z.B. Beobachtungen in Planetenatmosphären oder warmen Gaswolken um Sterne durchgeführt werden [Bet81] [BJMS76] [KM83] [KMH<sup>+</sup>77] [KEMR89] [Gol88]. Aufgrund der geringen Bandbreite der zur Verfügung stehenden Detektoren decken die nutzbaren LO-Frequenzen, selbst bei Verwendung aller Isotopomere des verwendeten Lasergases CO<sub>2</sub>, nur etwa 15% des Frequenzbereiches zwischen 9 und 12  $\mu\text{m}$  ab [KM83].

Zur Erweiterung des zugänglichen Frequenzbereichs wurde daher versucht, durchstimmbare Bleisalz-Diodenlaser (TDL für Tuneable Diode Laser) als Lokalszillator einzusetzen. Diese Interband-Laser sind mit Wellenlängen von 3 bis etwa 30  $\mu\text{m}$  verfügbar und lassen sich über den Laserstrom und die Betriebstemperatur in der Frequenz abstimmen. Die Verwendung solcher Laser bringt aber erhebliche technische Probleme mit sich:

- Die Ausgangsleistung dieser Laser liegt im 'single-mode'-Betrieb typischerweise im Bereich von 100  $\mu\text{W}$ . Daher ist eine einfache Überlagerung von Signal- und LO-Strahl mittels Strahlteiler (wie in CO<sub>2</sub>-Laser-Systemen üblich) nicht oder nur mit erheblichen Einbußen in der Systemempfindlichkeit möglich.
- TDL reagieren ohne weitere Vorkehrungen extrem empfindlich auf jede Art von optischer Rückkopplung. Dies hat zur Folge, dass ein Betrieb mit stabiler Frequenz bzw. Amplitude kaum zu gewährleisten ist.
- In vielen Fällen ist es notwendig, die Laser auf Temperaturen unterhalb von 77 K zu kühlen. Dies macht die Verwendung eines geschlossenen Helium-Kreislaufs mit Kaltkopf notwendig. Letzterer verursacht aber, trotz Schockisolierung, erhebliche Probleme durch die verbleibenden Vibrationen. Aufgrund dieser Probleme wurden fast alle Projekte zur Entwicklung von IR-Heterodynsystemen auf Basis von Diodenlasern für astrophysikalische Anwendungen eingestellt. Lediglich das Kölner Instrument THIS und zwei Projekte mit Zielrichtung Atmosphärenphysik [FOTO90] [DCT<sup>+</sup>96] haben überdauert.

Wie schon in [Sch97], [SKH<sup>+</sup>98] und [Son02] gezeigt wurde, konnte mit der Einführung eines Diplexers, in Form eines konfokalen Fabry-Perot-Interferometers, eine hinreichend effiziente Überlagerung von Signal- und LO-Strahl erreicht werden, so dass Diodenlaser als LO eingesetzt werden konnten. Der Einsatz von bei 77 K arbeitenden Diodenlasern machte zudem den geschlossenen Helium-Kühlkreislauf überflüssig, so dass Heterodynbetrieb mit Bleisalzlasern als LO in dieser Konfiguration möglich wurde. Allerdings lagen die erzielten Systemtemperaturen erheblich über den mit CO<sub>2</sub>-Lasern erreichten Werten, was auf die viel zu geringe Laserleistung am Mischer zurückzuführen ist. Dies ändert sich erst jetzt durch die im Rahmen dieser Arbeit erstmals eingesetzten Quanten-Kaskaden Laser (QCL für Quantum-Cascade Laser) mit ihren hohen Ausgangsleistungen von einigen 10 mW im cw-Betrieb.

Ein Großteil der in Kapitel 6 vorgestellten Beobachtungen wurde durch diese Steigerung der Empfindlichkeit erst ermöglicht. In Kapitel 4 wird die Funktionsweise, verschiedene QC-Laser Konzepte sowie die (für den Betrieb wichtigen) elektrischen, thermischen und optischen Eigenschaften dieser Laser beschrieben. In Kapitel 5 werden erste Untersuchungen zur Linienbreite und zur Beeinflussung der Laser mittels eines externen Gitters vorgestellt.

Bislang konnten im mittleren Infrarot gepulste QC-Laser mit Wellenlängen im Bereich von 3.5 bis 27  $\mu\text{m}$  realisiert werden. Im Bereich von 3.6 bis etwa 19  $\mu\text{m}$  sind ebenfalls cw-Laser demonstriert worden, was die prinzipielle Durchstimbarkeit von THIS sichert. Weiterhin konnte Lasertätigkeit mit QC-Strukturen auch zwischen 66 und 158  $\mu\text{m}$  demonstriert werden. Damit werden diese Laser auch für den Einsatz in Empfängern im Bereich einiger THz interessant und THIS kann für solche Entwicklungen als Modellsystem dienen. Die Einsatzfähigkeit von THIS ist in Abbildung 1.1 demonstriert. Zu sehen ist das System im Einsatz am McMath-Pierce Solar Telescope, Kitt Peak, Arizona/USA.

### Die Detektorfrage

Neben geeigneten Lokaloszillatoren gibt insbesondere der verwendete Detektor aufgrund seiner (Quanten-)Effizienz die erreichbare Empfindlichkeit des Gesamtsystems vor. Sein Aufbau und die materialspezifische Lebensdauer der erzeugten Elektron-Loch-Paare legen die verfügbare instantane Bandbreite fest. Letztere wird typischerweise durch die physikalische Größe des Detektors weiter eingeschränkt, denn diese gibt über die Kapazität und den Widerstand eine entsprechend längere Zeitkonstante vor. Bislang werden im mittleren IR ausschließlich speziell für den Heterodyneinsatz optimierte Quecksilber-Cadmium-Tellurid (MCT für Mercury-Cadmium-Telluride) Detektoren als Mischer eingesetzt. Solche Detektoren weisen Quanteneffizienzen von bis zu 80 % auf und erlauben aufgrund ihrer Größe die Nutzung von Zwischenfrequenzen bis zu 3 GHz (3 dB-Punkt bei etwa 2 GHz) [Spe77]. Die Verwendung von im Detektorchip eingearbeiteten Resonator-Strukturen erlaubt weiterhin die Steigerung der Empfindlichkeit dieser Mischer auf Kosten der spektralen Bandbreite. Für Wellenlängen weit jenseits von 12  $\mu\text{m}$  lassen sich MCTs nur mit erheblichem Aufwand, z.B. durch Kühlung auf einige 10 Kelvin einsetzen.

Seit einiger Zeit bieten nun neue technische Entwicklungen Anlaß zur Hoffnung: Hot-Electron-Bolometer (HEB), die bereits im mm- und submm-Bereich im Einsatz sind, könnten auch bis zu Wellenlängen von 10  $\mu\text{m}$  arbeiten. Aufgrund ihrer Funktionsweise ist die Quanteneffizienz hoch und die nutzbare Bandbreite groß. In unserem Institut laufen bereits Untersuchungen zur Herstellung solcher HEBs auf infrarotdurchlässigen Materialien.

QWIPs sind aus gut bekannten Materialsystemen, wie z.B. GaAs/GaInAs, per Molekularstrahl Epitaxie (MBE für Molecular Beam Epitaxy) hergestellte, geschichtete Kristalle. Geeignete Wahl der Schichtdicken während

des Kristallwachstums resultiert in einer Potentialstruktur, bestehend aus Potentialbarrieren und Potentialmulden. Die durch das Wachstum exakt definierbare Tiefe der Mulden legt dabei den von einer solchen Struktur bevorzugt absorbierten Energiebereich fest. Zusätzlich angebrachte Reflexionsgitter gewährleisten hohe Absorptivitäten im Kristall. Da die Extraktion der von absorbierten Photonen erzeugten Elektronen durch einen schnellen Tunnelprozeß geschieht, ist die zugehörige Zeitkonstante extrem klein und damit die verwendbare Zwischenfrequenz-Bandbreite groß. Durch geeignete Dotierung des Materials und geschickte Einkopplung der nachzuweisenden Strahlung lässt sich voraussichtlich auch die Quanteneffizienz deutlich erhöhen.

Erste Tests zum Heterodyneinsatz von QWIPs wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und lieferten vielversprechende Ergebnisse. In Zukunft wird deshalb die Optimierung von QWIPs für den Heterodynbetrieb vorangetrieben. Es sollen dabei insbesondere Wellenlängen jenseits von  $10\ \mu\text{m}$  erschlossen werden. Die eingehende Untersuchung der verfügbaren Bandbreite und der erreichbaren Detektivität dieser Detektoren wird dabei von zentraler Bedeutung sein.

### **Beobachtungen und Beobachtungs-Plattformen**

Ein wichtiges Anwendungsgebiet, für das ein hochauflösendes Heterodyneinstrument im mittleren Infrarot ein geeignetes Werkzeug darstellt, ist die Analyse von Spurengasen in der Erdatmosphäre. Von besonderem Interesse sind dabei alle chemischen Verbindungen, die mit dem Abbau von Ozon in der Stratosphäre zusammenhängen. Neben leichten Brom- und Chlor-Verbindungen, die aufgrund ihrer geringen Häufigkeit nur schwache Absorptionssignale liefern, ist auch die Gewinnung von hochaufgelösten Linienprofilen von diversen Stickoxiden sowie  $\text{CO}_2$  und Ozon interessant, da hieraus durch Inversionsrechnung Höhenverteilungen der jeweiligen Moleküle bestimmt werden können. Am Beispiel von Ozon ist dies mit THIS in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum Karlsruhe bereits durchgeführt worden. Ergebnisse hierzu finden sich in [Son02] und [WSS01]. Für atmosphärische Untersuchungen dieser Art kann in den meisten Fällen auf ein Teleskop verzichtet werden, da die Sonne als ausgedehnte Hintergrundquelle benutzt wird.

Mit Teleskopen der 1 m-Klasse lassen sich bereits die nahen Planeten wie z.B. Mars und Venus räumlich auflösen, so dass auch Beobachtungen an verschiedenen Stellen in deren Atmosphären durchgeführt werden können. Zusätzlich bieten Teleskope dieser Größe die Möglichkeit, hinreichend große Sonnenflecken räumlich aufzulösen und Spektroskopie an robusten Molekülen wie  $\text{H}_2\text{O}$  oder  $\text{SiO}$  in den Flecken zu betreiben. Beides ist mit THIS im Rahmen dieser Arbeit am McMath-Pierce Sonnenteleskop durchgeführt worden (siehe Kapitel 6). Für beide Untersuchungen wurden zwei zentrale Aspekte deutlich:

- Die frei wählbare LO-Frequenz erlaubt die Beobachtung von molekularen Übergängen, die von Instrumenten mit Festfrequenz- (z.B. CO<sub>2</sub>-) Lasern nicht erreicht werden können. Zusätzlich entfällt für THIS die massive Einschränkung der möglichen Beobachtungszeiträume für eine Quelle mit gegebener Dopplerverschiebung: liegt das nachzuweisende Signal nicht mehr innerhalb der (schmalen) Bandbreite des Instruments, ist es mit Festfrequenz-LO nicht zu mehr zu beobachten, mit THIS hingegen sehr wohl.<sup>2</sup>
- Die enorm hohe Frequenzauflösung erlaubt z.B. die Bestimmung von Anregungstemperaturen des Materials in Sonnenflecken aus den vollständig aufgelösten Linienprofilen der Moleküle. Ebenso sind nur wenige 10 MHz breite Absorptionen in sehr kaltem Material ausschließlich mit hinreichend hoher Frequenzauflösung detektierbar. Dies kann THIS bereitstellen.

Zur Beobachtung kleinerer Objekte, wie z.B. Monde von Planeten, ist zur Erreichung eines hinreichend hohen, räumlichen Ausflösungsvermögens die Verwendung eines Teleskops mit einigen Metern Spiegeldurchmesser notwendig. Ein aktuelles Forschungsgebiet ist z.B. die Untersuchung des Saturnmondes Titan, da vermutet wird, dass seine Atmosphäre derjenigen der Erde in einem Zustand vor einigen Milliarden Jahren sehr ähnlich ist. Eine bodengestützte Bestimmung der Zusammensetzung der Atmosphäre und der Windgeschwindigkeiten auf Titan dienen dabei der Unterstützung und Ergänzung der Saturn-Mission Cassini-Huygens, die das Saturn-System bereits erreicht hat. Während der Orbiter Cassini Saturn umrundet und nahe Vorbeiflüge an seinen Monden durchführt, wird die Sonde Huygens im Januar 2005 auf Titan abgesetzt. Zur Bestimmung der optimalen Flugbahn der Sonde ist die Kenntnis von Windrichtung und -geschwindigkeit in der Atmosphäre von immenser Wichtigkeit. Insbesondere die Windrichtung kann vom Boden aus nur durch höchstauflöste Spektroskopie gewonnen werden. Die erforderliche Frequenzauflösung zur Bestimmung der Windrichtung aus der Dopplerverschiebung geeigneter Spektrallinien kann nur ein Heterodynsystem bereitstellen.<sup>3</sup> Solche bodengestützten Messungen der Titanatmosphäre sind z.B. von Theodor Kostiuk et al. mit dem CO<sub>2</sub>-Laser Instrument HIPWAC (für Heterodyne Instrument for Planetary Wind And Composition) an der 3 m InfraRed Telescope Facility (IRTF) und dem 8 m Subaru-Teleskop auf Hawaii durchgeführt worden [KFL<sup>+</sup>01].

Ein durchstimmbares Instrument wie THIS kann zu solchen Fragestellungen wertvolle Informationen beisteuern, da mit THIS eine weitaus größere

<sup>2</sup>Bei 10  $\mu\text{m}$  Wellenlänge bewirkt eine Relativgeschwindigkeit von 10 km/s (typischer Wert für das Erde-Venus System) eine Frequenzverschiebung der Linie um 1 GHz. Vielfach schränkt dies die Zeiträume für mögliche Beobachtungen mit Festfrequenz-Instrumenten wegen der relativ kleinen ZF-Bandbreite von HgCdTe Detektoren empfindlich ein.

<sup>3</sup>Wenn die Windgeschwindigkeit bei einer Beobachtungswellenlänge von 10  $\mu\text{m}$  mit einer Genauigkeit von 10 m/s bestimmt werden soll, ist eine Frequenzauflösung von 1 MHz notwendig

Anzahl an Moleküllinien beobachtbar ist. Da im Empfänger kein wellenlängenselektives Element benutzt, sondern ausschließlich Spiegeloptik verwendet wird, beschränkt sich ein Wechsel der Beobachtungswellenlänge auf den Austausch von Laser und Detektor. Insbesondere Wellenlängen jenseits der mit CO<sub>2</sub>-Laser noch erreichbaren 12  $\mu\text{m}$  sind daher sehr attraktiv und werden ein weites Betätigungsfeld für höchstauflösende Heterodynbeobachtungen erschließen.

Der nächste Schritt führt somit zu den größten verfügbaren Teleskopen der 10 m-Klasse (siehe dazu auch die Vorstellung eines potentiellen Nachfolgeinstruments von THIS als 'next generation instrument' für das VLT/VLTI (Very Large Telescope / Interferometer) der ESO (European Southern Observatory) [SWES02]). Damit lassen sich helle, extrasolare Quellen erschließen, die sich u.a. als Hintergrund-Quellen für die Spektroskopie des kalten, InterStellaren Mediums (ISM) eignen. Besonders interessant wäre eine direkte Messung der beiden energetisch niedrigsten, reinen Rotations-Quadrupolübergänge des kalten, interstellaren, molekularen Wasserstoffs S<sub>0</sub>(0) und S<sub>0</sub>(1) bei 28 und 17  $\mu\text{m}$ . H<sub>2</sub> kann bislang im wenige 10 K kalten ISM nicht direkt nachgewiesen werden, da die Anregung der beteiligten Niveaus zur Emission Temperaturen von mindestens einigen 100 K erforderlich wären. Dementsprechend können diese Linien nur in Absorption gegen heiße Hintergrundquellen beobachtet werden.

Gleichzeitig ist dazu eine hinreichend hohe Frequenzauflösung erforderlich, um die Linien nicht durch Frequenzverschmierung zu verlieren. Die (Doppler-)Breite (FWHM) der H<sub>2</sub>-Absorption bei 17  $\mu\text{m}$  Wellenlänge beispielsweise beträgt nur 28, 63 bzw. 88 MHz bei Gastemperaturen von 10, 50 bzw. 100 K! Lediglich höhere Rotations-Vibrations-Übergänge aus ausgewählten warmen Quellen konnten bislang detektiert werden. Direkte Messungen der H<sub>2</sub>-Säulendichten im kalten ISM würden eine erhebliche Unsicherheit in Modellen für das ISM und damit der Sternentstehung ausräumen.

Für ein derartiges Vorhaben ist aber nicht ausschließlich die Größe des verwendeten Teleskops entscheidend, sondern auch die atmosphärische Transparenz im Bereich der entsprechenden Wellenlängen. Wie z.B. in [Son02] gezeigt, könnte je nach Wellenlänge selbst ein sehr guter terrestrischer Standort (wie z.B. Hawaii oder die Atacama-Wüste in Chile) keine ausreichende atmosphärische Transmission besitzen. Für diesen Fall ist der Einsatz des Instruments auf dem stratosphärischen Observatorium SOFIA denkbar. Mit einem Teleskopdurchmesser von 2.7 m und einer Beobachtungsflughöhe von 14 km erschließt SOFIA vom Boden nicht beobachtbare Wellenlängenbereiche.

Heterodynenempfänger bieten sich darüber hinaus für den Einsatz in interferometrischen Untersuchungen an. Dabei werden beispielsweise zwei gleichartige Empfänger an zwei Teleskopen bekannter Entfernung betrieben. Geeignete Verarbeitung der Ausgangssignale der Empfänger erlaubt dann



die Simulation eines Teleskops dessen Durchmesser dem Abstand der Einzelteleskope entspricht. Somit kann neben der spektralen Information, die aus der hohen Frequenzauflösung der Einzelempfänger gewonnen wird, eine enorme räumliche Auflösung realisiert werden. Dabei sind zwei Aspekte zu beachten. Zunächst muss sichergestellt werden, dass die relative Phasenlage der einzelnen Lokaloszillatoren während der Beobachtung konstant ist. Das bedeutet, dass Strahlung eines 'Master'-Lasers auf den zweiten 'Slave'-LO übertragen werden muss, um die relative Phasenlage abzugleichen und zu stabilisieren. Wenn dies gewährleistet ist, kommt ein enormer Vorteil von Heterodyninstrumenten zum tragen: Die Korrelation der Ausgangssignale der Empfänger, aus der das Interferogramm gewonnen wird, erfolgt im niedrigen GHz-Bereich und ist somit unproblematisch. Neben einem bereits existierenden IR-Heterodyn-Interferometer auf Basis von drei CO<sub>2</sub>-Laser-Heterodyninstrumenten [HBD<sup>+</sup>00] könnte mit QC-Lasern eventuell auch ein in der Frequenz durchstimmbares Interferometer aufgebaut werden.



# Kapitel 2

*Es hat ja auch niemand gesagt, dass es einfach werden würde...*

regelmäßige persönliche Mitteilung Prof. Dr. R. Schieder

## Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst kurz die Funktionsweise eines Heterodynempfängers dargestellt. Im Anschluss daran werden die in früheren Arbeiten (siehe [Sch97] und [Son02]) bereits begonnenen Überlegungen zur Nachweisempfindlichkeit eines Heterodynsystems aufgegriffen und ergänzt. Eine ausführliche Herleitung der ein Empfangssystem charakterisierenden Parameter 'noise-equivalent power' (NEP) und Systemtemperatur im Vergleich von Direkt-Detektion und Heterodynenempfang findet sich im Anhang. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels beschäftigt sich mit der Messung kalibrierter Spektren und der Untersuchung sowohl atmosphärischer Einflüsse als auch der Ankoppleffizienz von THIS an ein Teleskop.

### 2.1 Das Heterodynprinzip

Das Heterodynprinzip lässt sich einfach am Beispiel zweier ebener, linear polarisierter Wellen darstellen: Die nachzuweisende Signalwelle (Feldstärke  $E_{sig}$ ) wird mit der Strahlung eines monochromatischen Lokaloszillators (Feldstärke  $E_{lo}$ ) in geeigneter Weise überlagert und von einem Detektor der Fläche  $A$  nachgewiesen. Die Quanteneffizienz  $\eta_q$  des Mischers bezeichnet dabei das Verhältnis der Zahl von einfallenden zur Zahl der nachgewiesenen Photonen. Die Frequenzen der einfallenden Wellen seien mit  $\nu_{lo} = \omega_{lo}/2\pi$  für den Lokaloszillator sowie  $\nu_{sig} = \omega_{sig}/2\pi$  für das Signal bezeichnet. In einem Heterodynsystem gilt weiterhin, dass die auf den Detektor auftreffende Leistung des Lokaloszillators  $P_{lo}$  um ein Vielfaches größer ist als die Signalleistung  $P_{sig}$ . Damit erzeugt das Mischen von LO-Strahlung mit Frequenzkomponenten aus dem Signalband im

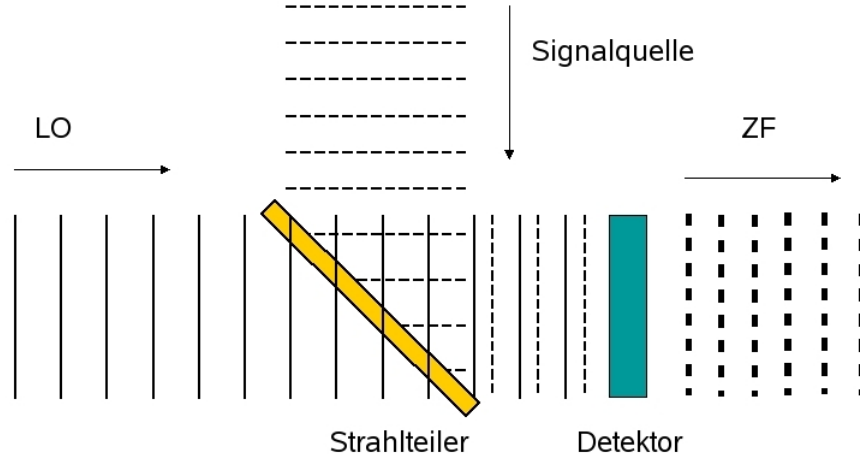


Abbildung 2.1: In einem Heterodynempfänger wird die Strahlung eines monochromatischen Lokalszillators (LO) mit der Strahlung der Signalquelle überlagert. Das kombinierte Signal wird dann von einem geeigneten Detektor nachgewiesen. Dabei wird vom Detektor das Zwischenfrequenz-Signal (ZF) erzeugt, das unter anderem auch eine Komponente enthält, die mit der Differenzfrequenz der beiden Eingangssignale schwingt.

resultierenden Zwischenfrequenzband eine um ein Vielfaches höhere Intensität als das Mischen verschiedener Frequenzen, die aus dem Signalband stammen. Letzteres kann somit vernachlässigt werden. Damit ergibt die Überlagerung beider Wellen am Detektor das resultierende Feld

$$E_{det} = E_{lo} e^{i(\omega_{lo} \cdot t + \varphi_{lo})} + E_{sig} e^{i(\omega_{sig} \cdot t + \varphi_{sig})} \quad (2.1)$$

Im Infraroten werden als Mischer schnelle Halbleiter-Detektoren mit quadratischer Kennlinie eingesetzt, d.h. es werden nicht die elektrischen Felder direkt, sondern die einfallende Leistung  $P$  als Photostrom nachgewiesen. Die auftreffende Leistung ist proportional zum Quadrat der Feldstärken:

$$\begin{aligned} P_{det}(t) &\sim EE^* = |E|^2 \\ &\sim [E_{lo} e^{i(\omega_{lo} \cdot t + \varphi_{lo})} + E_{sig} e^{i(\omega_{sig} \cdot t + \varphi_{sig})}] \\ &\quad \times [E_{lo}^* e^{-i(\omega_{lo} \cdot t + \varphi_{lo})} + E_{sig}^* e^{-i(\omega_{sig} \cdot t + \varphi_{sig})}] \\ &\sim [E_{sig} + E_{lo} e^{i(\Delta\omega \cdot t + \Delta\varphi)}] [E_{sig}^* + E_{lo}^* e^{-i(\Delta\omega \cdot t + \Delta\varphi)}] \\ &\sim |E_{lo}|^2 + |E_{sig}|^2 + 2|E_{lo}||E_{sig}| \cos(\Delta\omega \cdot t + \Delta\varphi) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Unter Verwendung von

$$\begin{aligned} I_{det} &= \eta_q e_0 P_{det} / h\nu \\ \Delta\omega &= \omega_{sig} - \omega_{lo} \end{aligned} \quad (2.3)$$

erhält man schließlich:

$$I_{det}(t) = I_{lo} + I_{sig} + 2\eta_{het} \sqrt{I_{lo} I_{sig}} \cos(\Delta\omega \cdot t + \Delta\varphi) \quad (2.4)$$

Dabei bezeichnet:

$P_{det}$	die auf den Detektor treffende Leistung
$E_{lo}$	die Feldstärke des LO
$E_{sig}$	die Feldstärke der Signalwelle
$E$	$= E_{lo} + E_{sig}$ , das überlagerte Feld am Detektor
$I_{lo}$	den Photostrom, der durch den LO allein erzeugt würde
$I_{sig}$	den Photostrom, der durch das Signal allein erzeugt würde
$I_{det}$	den gesamten Photostrom
$e_0$	die Elementarladung
$\eta_q$	die Quanteneffizienz des Detektors
$\eta_{het}$	$= \eta_q \cdot \eta_{mix}$ die Heterodyneffizienz (berücksichtigt die Quanteneffizienz des Detektors und die Verluste beim Überlagern von Signal und LO)
$\Delta\omega$	$= \omega_{sig} - \omega_{lo}$ , die Differenz- oder Zwischenfrequenz
$\Delta\varphi$	die konstante Phasenverschiebung zwischen LO und Signal

Die von  $\omega_{lo}$ ,  $\omega_{sig}$  und der Summenfrequenz  $\omega_{lo} + \omega_{sig}$  abhängigen Terme erzeugen lediglich einen Gleichstromanteil  $I_{dc} = I_{lo} + I_{sig}$ . Dies rührt daher, dass die Ladungsträger im Detektor schnellen Änderungen der Feldstärke nicht folgen können und der Detektor somit über viele Perioden dieser Schwingung mittelt: Während die Differenzfrequenz  $\Delta\omega$  im niedrigen GHz-Bereich liegt, schwingen die Infrarotsignale (LO und Signal) in der Größenordnung einiger 10 THz.

Der dritte Term in Gl. 2.4 beschreibt schließlich das nutzbare Heterodynsignal, welches nur von der Differenzfrequenz der Wellen abhängt.  $\eta_{het}$  bezeichnet das Produkt aus der Quanteneffizienz des Mischers und der 'Coupling'-Effizienz. Letztere beschreibt die Güte der Überlagerung von LO und Signalstrahl. An dieser Stelle zeigt sich, dass aufgrund der Symmetrie des Kosinus-Terms in Gl. 2.4 eine Unterscheidung zwischen  $\omega_{lo} - \omega_{sig}$  und  $\omega_{sig} - \omega_{lo}$  nicht möglich ist. Somit fallen im Spektrum Frequenzen mit gleichem Abstand zur LO-Frequenz zusammen.<sup>1</sup> Die in der Strahlung der Signalquelle enthaltene Frequenzinformation bleibt also im Mischsignal erhalten.

<sup>1</sup>Die Beiträge  $\omega_{lo} - \omega_{sig}$  und  $\omega_{sig} - \omega_{lo}$  werden als unteres und oberes Seitenband bezeichnet. Da das Ausfiltern eines der Seitenbänder bei infrarot Wellenlängen technisch nicht möglich ist, ist jeder IR-Heterodynempfänger zwangsläufig ein Doppelseitenband-Instrument (DSB), im Gegensatz zu Heterodyninstrumenten im Radiobereich. Bei Frequenzen von einigen 100 GHz können die Seitenbänder durch geeignete Filter vor der spektralen Analyse getrennt werden.

## 2.2 Die Nachweisempfindlichkeit

### 2.2.1 NEP und Systemtemperatur

Zur Charakterisierung eines astronomischen Empfängers stehen mehrere äquivalente Größen zur Verfügung. Detektiert das System Leistungen, ist zunächst die 'noise-equivalent power' (NEP) interessant. Diese Größe gibt die kleinste, gerade noch vom Rauschen unterscheidbare Leistung an, die das Empfangssystem in einem gegebenen Zeitintervall bezogen auf eine Nachweisbandbreite von 1 Hz detektieren kann. Dabei legt man eine Gesamtintegrationszeit von 1 s zugrunde, je 0,5 s für die Messung der Quelle bzw. der Referenzposition. Die Verwendung der NEP zur System-Charakterisierung hat allerdings den gewichtigen Nachteil, dass sie sich definitionsgemäß auf die spektrale Auflösung des Gesamtsystems bezieht. Gerade in Heterodynsystemen ist diese aber keine Systemeigenschaft im eigentlichen Sinne, da die Frequenzerlegung erst nach dem Detektionsprozeß erfolgt.

Als frequenzunabhängige Größe zur System-Charakterisierung wurde in der Radioastronomie die System- oder Rauschtemperatur eingeführt. Die NEP kann in diese überführt werden. Als Vielfaches des Quantenlimits, das gegeben ist durch  $T_{ql} = h \cdot \nu / k_b$ , kann die Systemempfindlichkeit im Vergleich mit einem idealen Empfangssystem angegeben werden. Die von der Frequenz unabhängige Systemtemperatur erlaubt dann einen direkten Vergleich verschiedener Empfänger.

Eine ausführliche Erläuterung der Ableitung der NEP für ein Direkt-Detektionssystem sowie für ein Heterodynsystem findet sich im Anhang. Die NEP eines Heterodynsystems kann man schreiben als:

$$NEP = \frac{2 \cdot h\nu_{lo}}{(\eta_l + \eta_u)} \cdot \sqrt{\frac{\delta_{res}}{q}} \cdot \left[ 1 + n_b(\nu_u)\eta_u + n_b(\nu_l)\eta_l + \frac{1}{g_m} \cdot \frac{(2e_0 \langle i_m \rangle R_m + k_b T_a)}{h\nu_{lo}} \right] \quad (2.5)$$

In Gl. 2.6 geht ein, dass der Dunkelstrom am Detektor vernachlässigt werden kann<sup>2</sup>. Diese Bedingung ist bei hinreichender Verstärkung des Signals vor dem Nachweis erfüllt. Die Terme auf der rechten Seite von Gl. 2.6 beschreiben der Reihe nach den Beitrag der spontanen Emission, des Strahlungshintergrundes in jeweils einem Seitenband, des durch den LO erzeugten Schrotrauschens und schließlich des ersten ZF-Verstärkers. Typischerweise kann im mittleren IR der Strahlungshintergrund (der zweite und dritte Term in der Klammer) weggelassen werden (siehe Abschätzung zum Einfluss von thermischer Emission weiter unten).

<sup>2</sup>An dieser Stelle ist der letztlich die ZF-Photonen nachweisende Detektor gemeint, also z.B. das CCD im Akusto-Optischen Spektrometer.

Hierbei bezeichnet:

$h$	das Planck'sche Wirkungsquantum
$\nu_{lo}$	die Frequenz des Lokalsozillators
$\delta_{res}$	die Auflösungsbandbreite des verwendeten Spektrometers
$n_b$	die Besetzungszahldichte der Hintergrundphotonen bei gegebener Frequenz
$\nu_{u,l}$	die Frequenzen im unteren (l: lower) und oberen (u: upper) Seitenband
$\eta_{u,l}$	die Quanteneffizienz in den beiden Seitenbändern
$g_m$	die (Leistungs-) Verstärkung des Mixers ('gain')
$e_0$	die Elementarladung
$\langle i_m \rangle$	den durch den Mischer fließenden Strom
$R_m$	den Ohm'schen Widerstand des Mixers
$k_b$	die Boltzmann-Konstante
$T_a$	die Rauschtemperatur des ersten ZF-Verstärkers

Man kann zeigen (siehe Anhang), dass die System- oder Rauschtemperatur  $T_{sys}$ , deren Messung im folgenden Kapitel vorgestellt wird, wie folgt mit der NEP verknüpft ist:

$$T_{sys} = \frac{NEP}{2 \cdot k_b} \cdot \sqrt{\frac{q}{\delta_{res}}} \quad (2.6)$$

Vernachlässigt man den Strahlungshintergrund, den Einfluss des Verstärkers sowie den Einfluss des Schrot-Rauschens im Detektor, folgt als minimal mögliche (theoretische) System-Rauschtemperatur für einen DSB-Empfänger unter Annahme, dass beide Seitenbänder gleiche Empfindlichkeit aufweisen ( $\eta_u = \eta_l = 0.5$ ):

$$T_{min} = \frac{h \cdot \nu}{2k_b} \quad (2.7)$$

Das sogenannte Quantenlimit wird hingegen definiert als:

$$T_{ql} = \frac{h \cdot \nu}{k_b} = \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot k_b} \quad (2.8)$$

$T_{min}$  beschreibt den Rauschbeitrag eines idealen Systems und stellt somit den theoretischen Bestwert für (DSB-) Heterodynsysteme dar. Der Verlauf des als Bezugsgröße verwendeten Quantenlimits  $T_{ql}$  ist in Abbildung 2.2 für den Bereich von 9 bis 17  $\mu\text{m}$  Wellenlänge dargestellt. Für eine Wellenlänge von 10  $\mu\text{m}$  bzw. eine Frequenz von 30 THz erhält man:

$$T_{ql}(10 \mu\text{m}) = 1440 \text{ K} \quad (2.9)$$

Setzt man dies als Systemtemperatur in Gl. 2.6 ein und benutzt typische Werte für einen Heterodynempfänger ( $q=1.5$ ;  $\delta_{res}=1 \text{ MHz}$ ) ergibt sich ein Wert für die NEP von  $3.2 \cdot 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Mit THIS erreichbare Werte liegen etwa um einen Faktor zwei bis drei darüber.

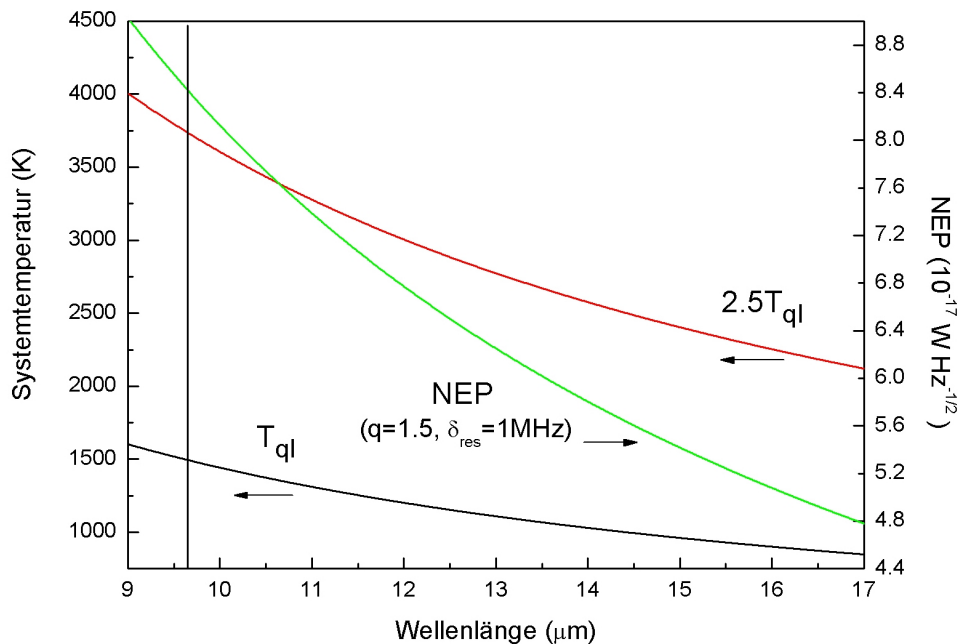


Abbildung 2.2: Verlauf des Quantenlimits für den Wellenlängenbereich zwischen 9 und 17  $\mu\text{m}$  (schwarz). Gute Empfänger erreichen Systemtemperaturen von  $2.5 \cdot T_{ql}$  (rot). Für diesen Fall ist die ebenfalls eingezeichnete NEP (mit  $q=1.5$  und  $\delta_{res}=1\text{MHz}$ ) aus der Systemtemperatur berechnet (grün). Weiterhin ist der momentan verfügbare Wellenlängenbereich um 9.6  $\mu\text{m}$  markiert.

Man kann zeigen, dass im mittleren IR das vom Strom durch den Mischer erzeugte Schrotrauschen den größten Beitrag zur Systemtemperatur bzw. der NEP darstellt. Die Stärke des Einflusses des Schrotrauschens wird allerdings bestimmt durch den Leistungs-‘gain’ im Mischer und dieser wiederum ist proportional zur LO-Leistung auf dem Mischer. Gl. 2.6 liefert nun eine anschauliche Erklärung für die deutlich schlechteren NEP-Werte bzw. Systemtemperaturen von THIS bei Verwendung von Bleisalz-Diodenlasern als LO. Verglichen mit den optischen Ausgangsleistungen von einigen Milliwatt von QC-Lasern liefern gute TDLs höchstens einige 100  $\mu\text{W}$  Leistung, so dass der Anteil des durch diese Leistung erzeugten Photostroms am Gesamtstrom durch den Mischer im Vergleich zum Einsatz von QC- (oder  $\text{CO}_2$ -) Lasern deutlich kleiner ist. Somit sinkt der Leistungs-‘gain’  $g_M$  (vgl. Gl. 2.6), der Wert für die NEP verschlechtert sich, die Systemtemperatur steigt und der Einfluss des ersten Verstärkers nimmt zu.

Die Verwendung von auf 77 K gekühlten rauscharmen HEMT-Verstärkern konnte den Einfluss fehlender LO-Leistung zwar nicht kompensieren, wohl aber mindern. QC-Laser stellen nun optische Leistungen zur Verfügung, die einen größeren Mischer-‘gain’ zur Folge haben und in Kombination mit den weiterhin eingesetzten gekühlten HEMT-Verstärkern ( $T_A < 100\text{K}$ ) Systemtemperaturen im Bereich von  $\text{CO}_2$ -Laser gepumpten Instrumenten zulassen.



Heterodynempfänger, die jeweils eine Mode des Strahlungsfeldes in einer Polarisationsrichtung nachweisen, sind also im mittleren IR generell durch das Schrotrauschen im Mischer limitiert. Es lässt sich leicht zeigen, dass der Strahlungshintergrund keine signifikante Rolle spielen kann. Dazu betrachten wir das Strahlungsfeld des (störenden) Hintergrundes genauer. Wenn man davon ausgeht, dass alle Hintergrundphotonen durch thermische Emission von Oberflächen der Temperatur  $T$  im Strahlengang des Empfängers bzw. Teleskops erzeugt werden, kann man diesen Oberflächen eine Emissivität  $\epsilon$  zuordnen. Dann lässt sich die Besetzungszahl-Dichte  $n_b$  berechnen:

$$n_b = \frac{\epsilon}{e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1} \quad (2.10)$$

Für eine Emissivität von 10% ( $\epsilon=0.1$ ), einer Wellenlänge von  $10\ \mu\text{m}$  und  $T=300\ \text{K}$  erhält man 0.0008 Photonen pro Mode und Hz. Für THIS ( $T_{sys}=3500\ \text{K}$ ,  $q=1.5$ ,  $\delta_{res}=1\ \text{MHz}$ ) ergibt sich eine NEP von  $7.8 \cdot 10^{-17}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Dieser Leistung entsprechen allerdings schon einige tausend Photonen:

$$n = \frac{7.8 \cdot 10^{-17}\ \text{W}_s}{h \cdot \nu} \approx 4000 \quad (2.11)$$

Der Vergleich dieser Zahlen zeigt, dass die Terme in Gl. 2.6, die den Strahlungshintergrund beschreiben, vernachlässigt werden können.

Neben der Systemtemperatur und der NEP existieren noch weitere Größen, die zur Charakterisierung von astronomischen Empfangssystemen benutzt werden können. Für den Einsatz an einem Teleskop bietet sich als Maß die spektrale Flussdichte einer Quelle an, die ein dem Rauschen vergleichbares Signal erzeugt. Diese 'Noise Equivalent Flux Density' (NEFD) in  $\text{Jy}/\sqrt{\text{Hz}}$  kann über die NEP definiert werden als

$$NEFD = \frac{NEP}{A \cdot \delta_{res}} \quad (2.12)$$

Dies gilt unter der Annahme, dass jeweils eine Signal- und Referenzmessung am Himmel durchgeführt wird auf die jeweils die Hälfte der Beobachtungszeit entfällt. Weiterhin wird zur Gewinnung eines Spektrums der Quotient aus solchen Differenzmessungen gebildet (siehe dazu Kapitel 2.3).  $A$  bezeichnet dabei die geometrische Kollektorfläche des Teleskops und  $\delta_{res}$  die Nachweisbandbreite. Setzt man nun die Definition der Systemtemperatur ein erhält man:

$$NEFD = \frac{2 \cdot k_b T_{sys}}{A \sqrt{B_{fl}}} \quad (2.13)$$

Dies entspricht aber der Radiometerformel, die das in einem Zeitintervall  $t$  bei gegebener Fluktuationsbandbreite  $B_{fl}$  und Systemtemperatur  $T_{sys}$  gerade noch nachweisbare Temperaturintervall  $\Delta T$  beschreibt

$$\Delta T = \frac{T_{sys}}{\sqrt{B_{fl} \cdot t}} \quad (2.14)$$

angewandt für eine Integrationszeit von einer Sekunde und einem Quadratmeter Teleskop-Sammelfläche.

### 2.2.2 Die Messung der Systemtemperatur

Für die Bestimmung der Empfindlichkeit des Gesamtsystems in Form einer System-Rauschtemperatur aber auch für die exakte Kalibration von Messungen (siehe Kapitel 5) ist es zunächst notwendig, die Strahlungstemperaturen  $J_H(\nu, T_H)$  und  $J_C(\nu, T_C)$  der Kalibrationsstrahler H und C für die jeweilige Frequenz  $\nu$  aus den physikalischen Temperaturen  $T_H$  und  $T_C$  zu bestimmen. Dies kann unter Benutzung des Planck-Gesetzes erfolgen (siehe z.B. [Kra86]):

$$J(\nu, T)^{Planck} = \frac{h\nu}{k_b} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1} \quad (2.15)$$

Vollständiger ist dagegen die von Callen und Welton abgeleitete Formel, die auch die Nullpunktenergie des Strahlungsfeldes berücksichtigt [CW51] [KFP97]. Sie wird im Folgenden ausschließlich zur Berechnung von Strahlungstemperaturen benutzt:

$$J(\nu, T)^{C\&W} = \frac{h\nu}{k_b} \left[ \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_b T}} - 1} + \frac{1}{2} \right] \quad (2.16)$$

Die Gesamtempfindlichkeit eines Empfangssystems lässt sich dann durch die Y-Faktor-Methode bestimmen:

$$Y := \frac{T_{sys} + J_H(\nu, T_H)^{C\&W}}{T_{sys} + J_C(\nu, T_C)^{C\&W}} \quad (2.17)$$

Zu jeder Messung einer Temperatur trägt das System mit seiner Systemtemperatur  $T_{sys}$  bei. Die Verwendung von zwei Signalquellen bekannter Temperatur erlaubt unter Verwendung von Gl. 2.17 die Bestimmung der Systemtemperatur:

$$T_{sys} = \frac{J_H - Y \cdot J_C}{Y - 1} \quad (2.18)$$

Hier und im Folgenden wird bei Verwendung von Strahlungstemperaturen der explizite Hinweis auf die Verwendung der Callen und Welton-Gleichung, die Frequenzabhängigkeit und die zugrundeliegende physikalische Temperatur aus Gründen der Übersichtlichkeit fortgelassen. Die Ergebnisse zur Bestimmung der Rauschtemperaturen von THIS und ein Vergleich mit dem theoretischen Limit bzw. anderen verfügbaren Infrarot-Heterodyninstrumenten findet sich in Kapitel 5.4.

## 2.3 Die Messung kalibrierter Spektren

Mit THIS gemessene Spektren werden im allgemeinen durch eine Kombination von mit dem Akusto-Optischen Spektrometer (AOS) aufgenommenen Zählraten für Signal  $S$ , Referenz  $R$ , Schwarzkörperstrahler  $H$  und Raumtemperaturabsorber  $C$  dargestellt und durch den Faktor  $(J_H - J_C)$  mit einer Temperaturkalibration versehen, die auf den bekannten Temperaturen der Kalibrationsstrahler beruht:

$$\Delta J^D = \frac{S_i - R_i}{H_i - C_i} \cdot (J_H - J_C) \quad (2.19)$$

$\Delta J^D$  bezeichnet also die nachgewiesene Strahlungstemperatur-Differenz zwischen Signal- und Referenzquelle inklusive aller Verluste. Der Index steht für den jeweiligen Frequenzkanal und wird im Folgenden aus Gründen der Übersichtlichkeit weggelassen. Die Bildung von Differenzen von Zählraten sorgt zunächst dafür, dass der für jeden Kanal unterschiedlich große Einfluß des Dunkelstroms, der in jeder Messung enthalten ist, herausfällt. Die Quotientenbildung beseitigt das von der Frequenz abhängige Verstärkungsprofil des Systems. Generell wird bei der Berechnung eines Spektrums nach Gl. 2.19 vorausgesetzt, dass die vom AOS aufgenommenen Zählraten proportional zur detektierten Leistung der jeweiligen Quelle und damit letztlich zu deren Strahlungstemperatur sind. Dies gilt insbesondere für die Kalibrationsstrahler: Die jeweils eingesetzte, abbildende Optik zwischen Emitteroberfläche und Detektor ist so gewählt, dass das Sichtfeld des Detektors durch die jeweilige Quelle ausgefüllt ist.

Unter oben genannter Voraussetzung kann man von AOS-Zählraten zu den effektiven, vom nachgewiesenen Strahlungstemperaturen der jeweiligen Quellen  $J_x^D$  übergehen, in denen noch alle Signalverluste enthalten sind:

$$\Delta J^D = \frac{J_S^D - J_R^D}{J_H^D - J_C^D} \cdot (J_H - J_C) \quad (2.20)$$

Zu den Verlusten zählt beispielsweise unvollständige Reflexion des Signals an Spiegeln innerhalb der Empfängeroptik. Wenn Signal- und Referenzquelle durch ein Teleskop aufgenommen werden, beeinträchtigen diese effektiven Strahlungstemperaturen zusätzlich die Ankoppelverluste des Systems an das Teleskop und die zunächst unbekanntenen Einflüsse der Erdatmosphäre. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, dass im Falle von nicht vollständiger Ausfüllung des Teleskopstrahls durch die Quelle die effektiv nachgewiesene Temperatur weiter reduziert wird ('Beam-Filling').

### 2.3.1 Ankoppelverluste und atmosphärische Einflüsse

Zur Bestimmung der atmosphärischen Transmission sowie der Ankoppelverluste des Empfängers an das Teleskop ist zunächst eine Aufschlüsselung der *detektierten* Strahlungstemperaturen der Signal- und Referenzposition notwendig. Die durch ein Teleskop mit THIS nachgewiesenen Strahlungstemperaturen lassen sich schreiben als:

$$J_{S,R}^D = J_{S,R} \cdot L_r(S, R) \cdot L_c \cdot e^{-\frac{\tau}{\sin(\alpha)}} \quad (2.21)$$

mit

- $J_{S,R}$ : Strahlungstemperaturen der Signal- bzw. Referenz-Quelle
- $L_r(S, R)$ : Verluste für Signal und Referenz in der Empfängeroptik
- $L_c$ : Ankoppeffizienz des Empfängers an das Teleskop
- $e^{-\frac{\tau}{\sin(\alpha)}}$ : von der Opazität  $\tau$  und dem Beobachtungswinkel  $\alpha$  abhängige atmosphärische Absorption

Für die nachgewiesenen Strahlungstemperaturen der Kalibrationsstrahler gilt entsprechend:

$$J_{H,C}^D = J_{H,C} \cdot L_r(H, C) \quad (2.22)$$

Zur Gewinnung einer aussagekräftigen Temperaturkalibration sollte der Faktor  $L_r(H, C)$  über der Frequenz konstant und unabhängig von der jeweiligen Quelle sein. Dies ist gleichbedeutend mit der Aussage, dass die Wege der Signale der Kalibrationsstrahler durch die Optik und die Größe der Verluste gleich sein müssen. Bei guter Justierung der Optik ist diese Annahme gerechtfertigt<sup>3</sup>.

Zur Berücksichtigung eventueller Abweichungen in den  $L_r$  ist es daher sinnvoll, das System z.B. mittels einer astronomischen Quelle bekannter Temperatur zu eichen (siehe dazu die Messungen in den Kapiteln 6.3 und 6.1), wenn die Möglichkeit dazu besteht. Aufgrund ihrer großen Strahlungsleistung ist z.B. die Sonne im mittleren IR als Kalibrationsquelle gut geeignet, allerdings nicht mit allen Teleskopen nutzbar! Eine solche Eichung erlaubt es dann, alle Unsicherheiten zu eliminieren. Der mit der Eichung einhergehende Fehler ist allerdings typischerweise so groß, dass eine Bestimmung von  $L_r$  daraus nicht möglich ist.

Durch Einsetzen von Gl. 2.21 und Gl. 2.22 in Gl. 2.20 fällt der Faktor  $L_r$  im Idealfall heraus. Unterschiede zwischen den  $L_r$  für Signal- und Kalibrationspositionen werden bei der hier beschriebenen Art der Darstellung eines Spektrums also letztlich durch die Messung der Teleskopankopplung erfasst. Schließlich können die Ankoppelverluste und die atmosphärische Absorption unter Verwendung von z.B. der Sonne als Hintergrund- (Signal-)quelle und einer Position am (kalten) Himmel als Referenz bestimmt werden mittels:

$$\begin{aligned} \Delta J^D &= \frac{(J_S - J_R)}{(J_H - J_C)} \cdot (J_H - J_C) \cdot L_C \cdot e^{\frac{-\tau}{\sin(\alpha)}} \\ &= \kappa \cdot e^{\frac{-\tau}{\sin(\alpha)}} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Gl. 2.23 liefert direkt die nachgewiesene Strahlungstemperatur-Differenz zwischen der Signal- und der Referenzposition und  $\kappa$  deren Maximalwert für die gegebene Konfiguration von Empfänger und Teleskop. Dabei wird verwendet, dass die Winkel, unter denen Signal und Referenz aufgenommen werden, gleich sind. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da der Winkelabstand immer kleiner als eine Bogenminute ist. Im Idealfall befinden sich die beiden Beobachtungspositionen am Himmel bei gleichem Elevationswinkel. Diese Vorgehensweise bewirkt, dass das Signal von beiden Positionen die gleiche atmosphärische Luftmasse durchläuft. Je nach verwendetem Teleskop dreht sich allerdings das Sichtfeld am Himmel während der Beobachtungszeit

<sup>3</sup>Die Kalibrationsstrahler sind im Empfänger direkt nebeneinander angeordnet und beide Signalwege verlaufen über die gleichen Spiegel. Es kann daher angenommen werden, dass die  $L_r$  nahezu identisch sind. Mit dem gleichen Argument gilt dies für die Signal- und Referenzposition.

(so z.B. am Sonnenteleskop auf dem Kitt Peak). Dieses für die Radioastronomie durchaus relevante Problem spielt im mittleren IR nahezu keine Rolle. Neben der im IR sehr niedrigen Strahlungstemperatur der Atmosphäre ist Sichtfeld eines Heterodynempfängers an einem Teleskop (im Vergleich zu Radioteleskopen) mit einigen Bogensekunden relativ klein. Beides führt dazu, dass atmosphärische Emission (insbesondere auf der Referenzposition) nicht sichtbar ist.

Alle atmosphärischen Einflüsse werden in Gl. 2.23 durch die Exponentialfunktion erfaßt, so dass  $\kappa$  ein direktes Maß für die Ankoppeleffizienz darstellt. Dieser Wert kann dann verglichen werden mit der theoretisch zu erwartenden 'Main-Beam-Efficiency' eines Teleskops für die Einkopplung von Strahlung einer ausgedehnten Quelle. Bei optimaler Ausleuchtung des Teleskops mit einem Gauß'schen Strahl (edge-Taper von 10.9 dB, keine zentrale Blockung durch einen Subreflektor) ergibt sich eine 'Main-Beam-Efficiency' von ca. 88 %. Für die Beobachtung von Punktquellen gilt hingegen die sogenannte 'Aperture-Efficiency'. Für gleiche Bedingungen ('Edge-Taper' von 10.9 dB, keine zentrale Blockung durch einen Subreflektor) kann die Einkopplung der Leistung vom Teleskop in den Empfänger mit maximal 81.5% erfolgen, siehe dazu z.B. Kapitel 3.2.5 und [Gol98]). Die für die Beobachtungen von THIS am McMath-Pierce Teleskop gewonnenen Ergebnisse finden sich in Kapitel 6.1 und 6.3.



# Kapitel 3

*Herr Kollege, sie sehen hier das beste durchstimmbare und transportable Infrarot-Heterodynspektrometer der Welt!*

Dr. Guido Sonnabend zu allen möglichen (und unmöglichen!)  
Gelegenheiten über THIS

## Das Empfangssystem THIS

In diesem Kapitel wird das Kölner Infrarot-Heterodyn System THIS im Detail vorgestellt. Alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Weiterentwicklungen entstanden auf der Grundlage des von Guido Sonnabend aufgebauten und in [Son02] beschriebenen transportablen Systems. Dieses wiederum ging aus dem von Markus Harter [Har92] und Frank Schmülling [Sch97] entwickelten, nicht transportablen Laborspektrometer hervor.

### 3.1 Überblick

Das System THIS besteht aus zwei Komponenten: Der optische Empfänger enthält die zur Überlagerung der nachzuweisenden Strahlung notwendige Optik, den Lokaloszillator, den Detektor und die ersten Glieder der Verstärkerkette, die sich an den Zwischenfrequenz-Ausgang des Detektors anschließt. Weiterhin beinhaltet er die Guide-Optik mit der optischen Kamera und die Scanner-Einheit zum Ansteuern der verschiedenen Signalquellen (siehe Kapitel 3.2 und Abbildungen 3.3, 3.4 und 3.5). In Abbildung 3.1 ist der Empfänger montiert am Cassegrain-Fokus des 1 m-Teleskops am Observatorium Hoher List zu sehen.

Die komplette Zwischenfrequenz-Aufbereitung (siehe Kapitel 3.3), die Steuerelektronik (inkl. Personal-Computer) und das Akusto-Optische Spektrometer (AOS), das zur Analyse der HF eingesetzt wird, befindet sich in zwei 19"-Racks, die für den Transport des Systems im Flugzeug zum Kitt Peak erstmals eingesetzt wurden (siehe Abbildungen 3.1).

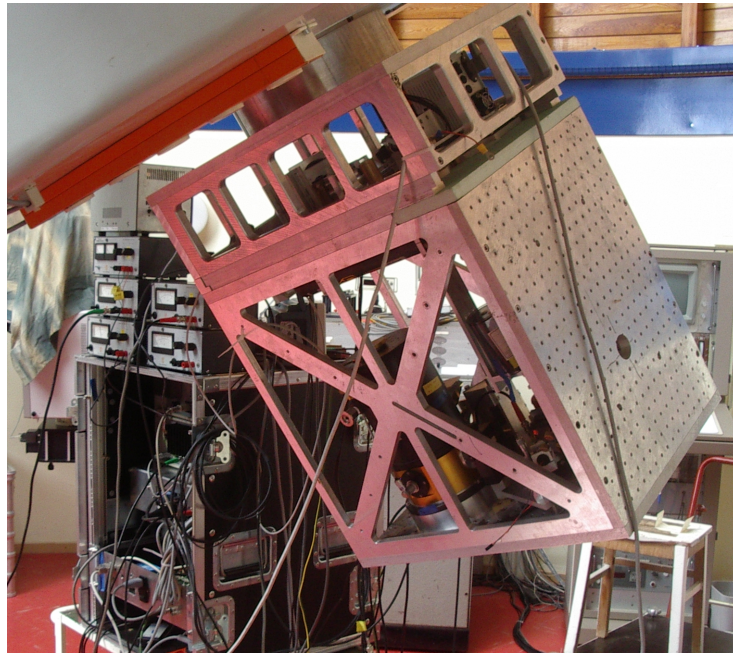


Abbildung 3.1: Der Empfänger montiert am Cassegrain-Fokus des 1 m-Telekops am Observatorium Hoher List / Eifel im Juni 2004.

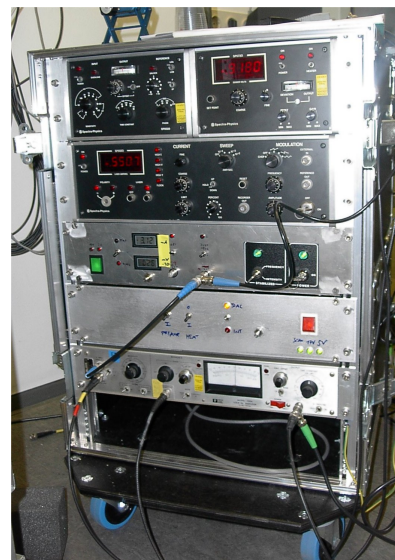
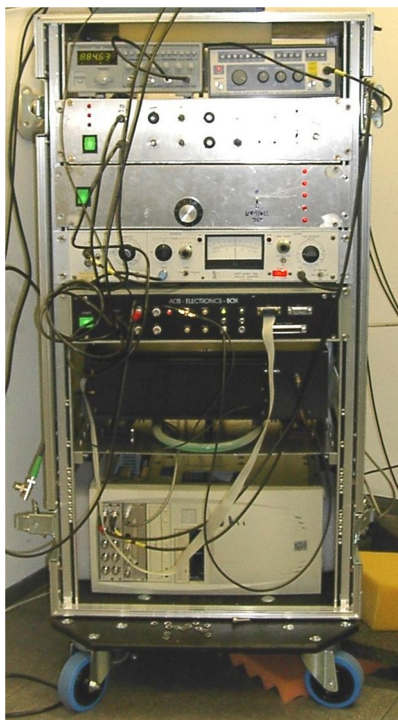


Abbildung 3.2: Rack 1 (links) enthält die Zwischenfrequenz-Aufbereitung, das AOS und den PC. Rack 2 (rechts) beinhaltet die Laser-Steuerung, die Detektor-Elektronik sowie die Steuerung des Scanner-Motors.



## 3.2 Der Empfänger

In Abbildung 3.4 ist eine maßstabsgetreue Darstellung des Empfängers zu sehen. Der äußere Rahmen besteht aus kaltgewalztem Aluminium, welches besonders formstabil ist. Der Würfel hat Außenmaße von  $80 \times 60 \times 42 \text{ cm}^3$  sowie ein Gewicht von etwa 80 kg. Die mechanische Stabilität des vorliegenden Aufbaus erlaubt auch den Betrieb des Instruments an einem Cassegrain-Fokus, an dem der Empfänger und Teile der Elektronik am Teleskop hängend mitbewegt werden. Abbildung 3.3 zeigt eine Aufsicht auf den Empfänger und die Ankoppeloptik zum Teleskop.

### 3.2.1 Der Strahlengang

In Abbildung 3.5 ist der schematisierte Strahlengang im Empfänger zu sehen, welcher der nachfolgenden, detaillierteren Beschreibung des Systems zugrunde liegt. Eine weitere Orientierungsmöglichkeit bietet das 3D-Modell des Empfängers in Abbildung 3.4 und der Ankoppeloptik inklusive optischer Kamera und Scannerspiegel in Abbildung 3.3.

Ein Stickstoff-Dewar der Firma Mutek (in Abb. 3.4 im Vordergrund in schwarz zu sehen), enthält in einem der vier verfügbaren Ausgangs-Ports den QCL.<sup>1</sup> Im benachbarten Port befindet sich der Detektor [Spe77], an dessen Ausgang direkt der HEMT-Verstärker angeschlossen ist. [VM90] Beide Ports sind mit ZnSe-Fenstern mit einer breitbandigen Antireflexbeschichtung (Transmission  $>95\%$  zwischen 8 und  $14 \mu\text{m}$  Wellenlänge) verschossen. Mit einer Füllung von etwa 1.5 Litern flüssigen Stickstoffs ( $\text{LN}_2$ ) erreicht der Dewar im Betrieb mit QC-Lasern je nach Betriebsstrom und Einsatz der Heizung des Kühlfingers eine Standzeit zwischen 5 und 8 h.

Der Ausgangsstrahl des QCL wird zunächst durch einen Off-Axis-Parabolspiegel (OAP) mit 3 cm Brennweite fokussiert und quasi-parallel weitergeleitet.<sup>2</sup> Mittels einer in drei Dimensionen verschiebbaren Auskoppeloptik wird der Strahl dann ortsfest auf die zentrale Optikplatte gelenkt, die in Bild 3.4 rechts zu sehen ist. Hier sind die wesentlichen optischen Komponenten zur Strahlüberlagerung und -anpassung montiert: Mittels eines OAPs (46 cm Brennweite) wird der LO-Strahl zunächst auf den Diplexer, einen konfokal aufgebauten Fabry-Perot-Ringresonator, fokussiert<sup>3</sup>.

<sup>1</sup>Da dieses Dewar ursprünglich für den Betrieb von Bleisalz-Diodenlasern ausgelegt war, musste es zum Einsatz von QC-Lasern erheblich modifiziert werden. Die von einem QCL erzeugte thermische Last von einigen Watt lässt sich nur mittels eines massiven Kupfer-Kühlfingers zuverlässig abtransportieren, der im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde.

<sup>2</sup>Die Berechnung der Strahlgrößen erfolgte unter Verwendung von Gauß'scher Optik, siehe dazu auch [Son02]. Quasi-Parallelität meint hier einen Gauß'schen Strahl mit sehr kleinem Divergenzwinkel. Ein solcher Strahl ändert seine Abmessungen über die im Empfänger relevanten Distanzen von maximal einigen 10 cm kaum und kann daher als ebene Welle angesehen werden.

<sup>3</sup>Eine detaillierte Beschreibung des Diplexers und der wichtigsten Eigenschaften findet sich im folgenden Kapitel sowie in [Sch97] und [Son02].

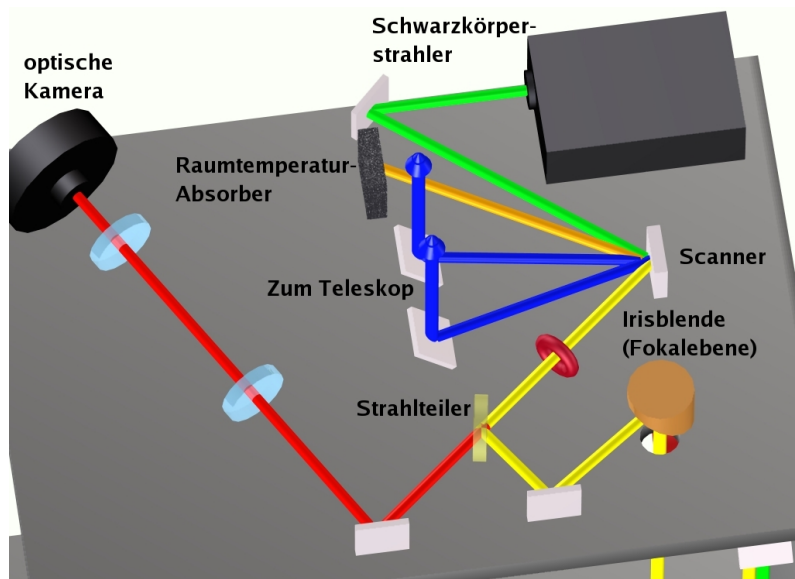


Abbildung 3.3: Maßstabsgetreue Darstellung der zur Ankopplung an ein Teleskop notwendigen Optik. Dargestellt ist die Aufsicht auf den Empfänger. Weitere Erläuterungen finden sich im Text.

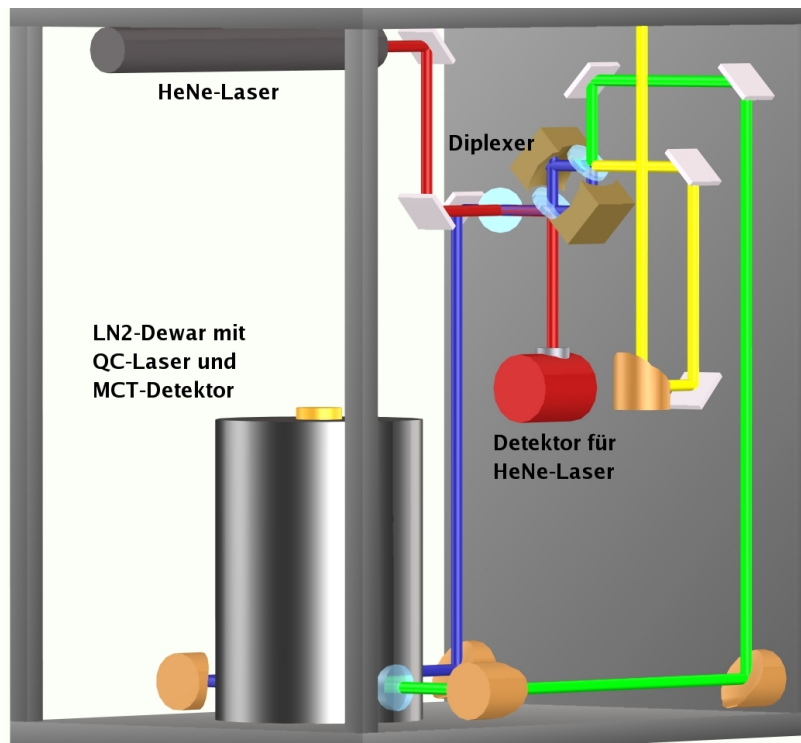


Abbildung 3.4: Maßstabsgetreue Darstellung des Empfängermoduls. Die Außenmaße sind  $80 \times 60 \times 42 \text{ cm}^3$  bei einem Gewicht von ca. 80 kg. Die verschiedenen Teile des Stahlgangs sind farblich markiert und im schematischen Strahlengang (Abb. 3.5) dargestellt.

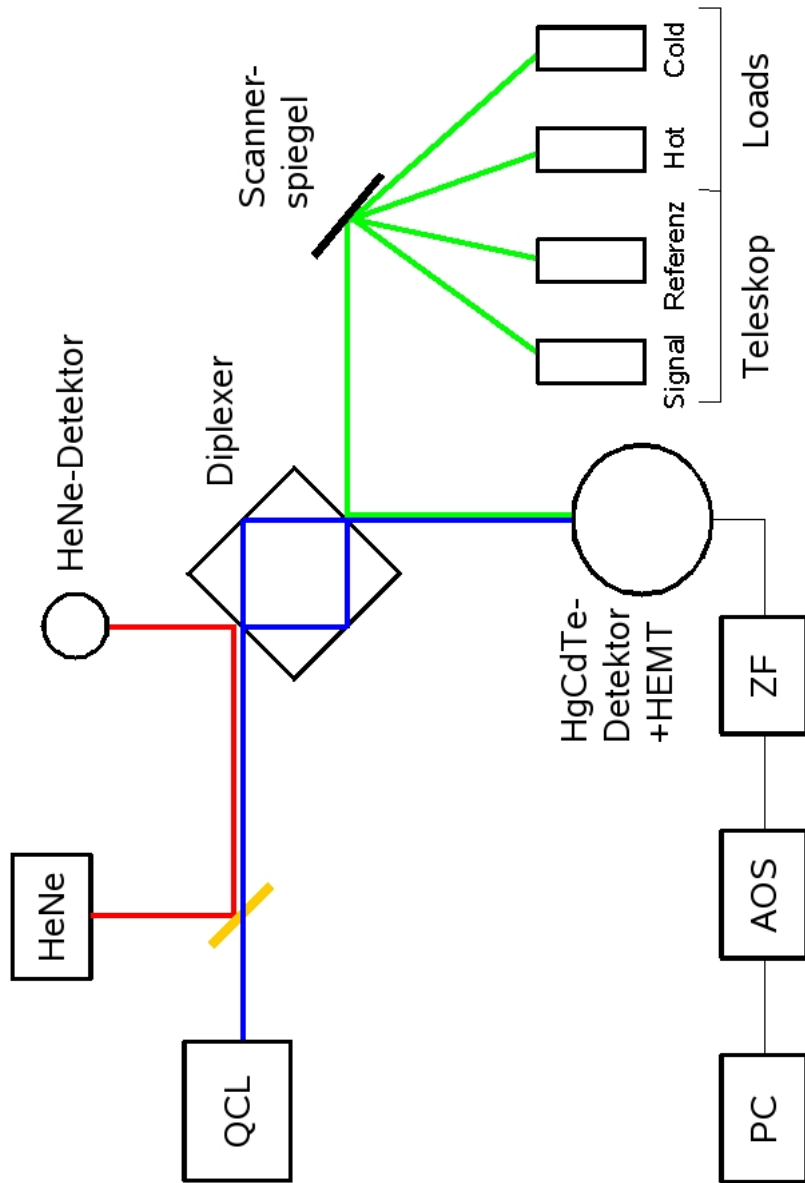


Abbildung 3.5: Schematischer Strahlengang im Empfänger.

Der Diplexer ist in der Mitte der zentralen Platte angebracht und dient der Überlagerung von Signalstrahl und LO. Das kombinierte Signal wird hinter dem Diplexer mit einem weiteren OAP (wiederum 46 cm Brennweite) parallelisiert. Eine ZnSe-Linse mit Antireflex-Beschichtung und 4 cm Brennweite fokussiert das kombinierte Signal dann auf den Detektor.

Weiterhin sind unter der Deckplatte hängend zwei Helium-Neon-Laser montiert. Während ein Laser zur Längenstabilisierung des Fabry-Perot-Diplexers benutzt wird (zur besseren Übersichtlichkeit ist nur dieser Laser in Abbildung 3.4 eingezeichnet)<sup>4</sup>, dient der zweite als Referenz-Laser zur Justierung der Optik, insbesondere bei der Ankopplung des Empfängers an ein Teleskop.

In dieser Arbeit neu entwickelt wurde die Guide-Optik, die sich auf der Deckplatte befindet. Siehe dazu Kapitel 3.2.5. Die Strahlung vom Teleskop oder den Kalibrationsstrahlern wird von oben kommend in den Empfänger eingekoppelt und am Diplexer mit dem LO überlagert. Diese Anordnung hat sich als sinnvoll herausgestellt, da viele Teleskope lediglich über einen Cassegrain-Fokus verfügen, und der Empfänger somit am Teleskop hängend mitbewegt wird (siehe Abbildung 3.1). In einer früheren Version des Instruments, damals entwickelt für den Betrieb am italienischen TIRGO-Teleskop, war eine Einkopplung des Teleskop-Beams durch ein Loch in der zentralen Optikplatte vorgesehen (siehe dazu [Son02]).

### 3.2.2 Der Diplexer

Zur Strahlüberlagerung in einem Infrarot-Heterodynsystem bieten sich zunächst die konventionell verfügbaren Strahlteiler aus Materialien wie z.B. ZnSe an. Durch geeignete Beschichtung ist es möglich, hohe Reflektivitäten zu erreichen und so weit mehr als 90% des Nutzsignals mit der Strahlung des LOs zu überlagern. Durchstimmbare Halbleiterlaser können dann nicht benutzt werden, da die zur Verfügung stehenden Ausgangsleistungen für diese Art der Überlagerung nicht ausreichen<sup>5</sup>.

Daher wurde im Rahmen dieses Projektes der Diplexer entwickelt, der diese Einschränkung aufhebt (siehe [Sch97] und [SKH<sup>+</sup>98]). Durch geschickte Ausnutzung der Fabry-Perot-Wirkung des aus zwei elliptischen Spiegeln und zwei Strahlteilern aufgebauten Ringresonators (siehe Abbildung 3.6 für eine schematische Darstellung des Aufbaus) lässt sich, je nach Auswahl der Strahlteiler, ein erheblicher Teil des LO-Signals mit weit mehr als 90% des Nutzsignals

<sup>4</sup>Bei diesem Modell handelt es sich um einen frequenzstabilisierten HeNe-Laser der Firma Spectra Physics der eine Frequenzstabilität von  $\nu/\Delta\nu=10^8$  in 8 Stunden aufweist [Phy].

<sup>5</sup>Strahlteiler mit hohen Reflektivitäten können nicht verwendet werden, da in diesem Fall die am Detektor ankommende Leistung des Lasers nicht mehr ausreichend ist, um einen effizienten Mischprozeß zu ermöglichen. Niedrige Reflektivitäten scheiden ebenso aus, da dann ein Großteil des zu detektierenden Signals verworfen wird.

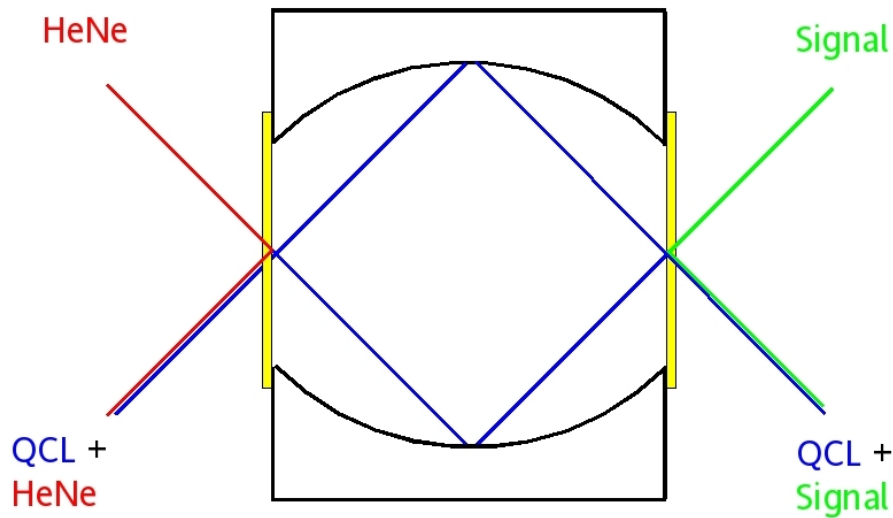


Abbildung 3.6: Schematischer Strahlverlauf am Diplexer. Oben und unten sind die Parabolspiegel angedeutet von denen einer auf eine Piezo-Keramik montiert ist Die Strahlteiler sind gelb dargestellt. Die Strahlung des LO (blau) wird transmittiert während der Signalstrahl (grün) reflektiert wird. Zur Längenstabilisierung wird zusätzlich die Strahlung eines frequenzstabilen Helium-Neon-Lasers (rot) eingekoppelt und in Reflexion detektiert.

überlagern, siehe Abbildung 3.7. Die Geometrie des Diplexers (Spiegelbrennweite: 30 mm, Spiegelabstand: 60 mm) erzeugt nach der Airy-Funktion, welche die Intensitätsverteilung eines solchen Resonators beschreibt, Transmissionsmaxima in 1.25 GHz Abstand. Im hier vorliegenden konfokalen Fall ist jede zweite Transmissionsfrequenz unterdrückt, wenn die Einkopplung exakt in der Mittelebene des Resonators stattfindet. Bei richtiger Justierung erhöht sich damit der nutzbare freie Spektralbereich (FSR) auf 2.5 GHz.

Stimmt die Frequenz des LO mit einer Transmissionsfrequenz des Diplexers überein, steht ab ca. 250 MHz ober- und unterhalb der LO-Frequenz das reflektierte Nutzsignal zur Verfügung. Zur Zeit werden Strahlteiler mit einem Reflexionskoeffizienten von 92 % verwendet. Damit erhält man eine Maximal-Transmission von etwa 40 % und mehr als 98 % des Nutzsignals werden reflektiert. Werden Strahlteiler mit höherer Reflektivität verwendet, sinkt die Maximal-Transmission, dafür steigt die Finesse (also das Verhältnis von FSR zur Breite der Transmissions-Peaks) während sich die Reflexionseigenschaften nur unwesentlich ändern (siehe dazu auch [Sch97]).

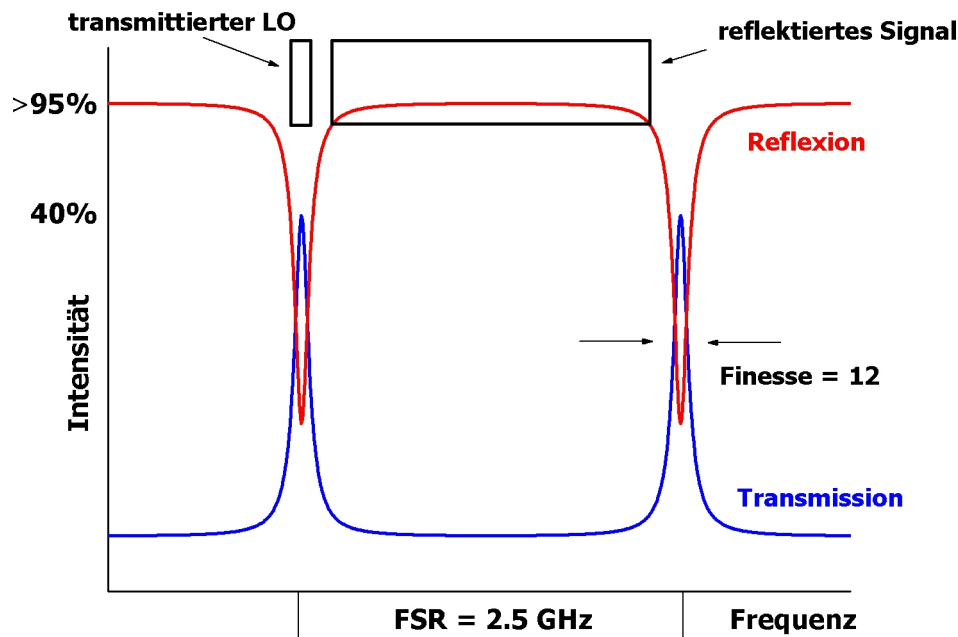


Abbildung 3.7: Schematische Transmission und Reflexion am Diplexer. Die Reflexionskoeffizienten der Strahlteiler sowie die Verluste im Material bestimmen die maximale Reflexion bzw. Transmission des Fabry-Perots.

### 3.2.3 Die Frequenzstabilisierung

Die aktive Stabilisierung der LO-Frequenz ist, wie im Folgenden beschrieben, mittels zweier Regelkreise realisiert.

- Einer der elliptischen Diplexerspiegel ist auf einen Piezokristall montiert, welcher mit einer Frequenz von  $f_{mod} \approx 850$  Hz moduliert wird. Dies hat eine Amplitudenmodulation des in Reflexion detektierten Signals des frequenzstabilen Helium-Neon-Lasers zur Folge. Diese Signaländerungen werden mit einem Photodetektor nachgewiesen. Ein Lock-In-Verstärker erzeugt daraus ein Fehlersignal welches mittels eines Proportional-Integral-Reglers (PI-Regler) an die Steuerung des Piezos weitergegeben wird. Durch diese Rückkopplungsschleife wird die Länge eines Umlaufs im Resonator auf ein Reflexionsmaximum des HeNe-Lasers stabilisiert und somit konstant gehalten. Damit liegen aber die in Abbildung 3.7 dargestellten Resonanzfrequenzen für den Infrarotlaser ebenfalls fest.
- Die beschriebene Längenmodulation des Diplexers bewirkt weiterhin eine Amplitudenmodulation der LO-Transmission. Dabei kann der zur Längenstabilisierung des Diplexers notwendige Modulationshub so klein gewählt werden, dass diese Amplitudenmodulation sehr klein ausfällt (siehe dazu [Sch97])<sup>6</sup>. Der durch den Diplexer transmittierte

<sup>6</sup>Die Wellenlänge des HeNe-Lasers ist mit 632 nm etwa 16 mal kürzer als die des Infrarotlasers bei 10  $\mu$ m Wellenlänge.

LO erzeugt am Infrarotdetektor, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, ein Gleichstromsignal. Die Amplitudenmodulation der LO-Transmission hat nun eine Modulation dieses Gleichstromsignals zur Folge und wiederum kann mittels eines Lock-In-Verstärkers daraus ein Fehlersignal gewonnen werden. Das von einem PI-Regler aufbereitete Signal wird auf den externen Steuereingang des QC-Laser Steuergerätes gegeben. Da sich über den fließenden Strom die Laserfrequenz sehr genau einstellen lässt, wird die IR-Frequenz des LO mittels Stromänderung auf ein Transmissionsmaximum des Diplexers und damit letztlich auf den HeNe-Laser stabilisiert. Mehrstündige Messungen von molekularen Absorptionslinien im Labor und am Teleskop zeigen, dass die Stabilität innerhalb einiger MHz liegt (siehe dazu die Ergebnisse in Kapitel 5.2).

### 3.2.4 Die Auswirkung von Rückkopplung auf das Signal

Bereits in [Wir00] und [Son02] wurde damit begonnen, den zur Gewinnung eines Spektrums mit THIS durchzuführenden Messprozess systematisch zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurde auf die verwendete Messmethode die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung angewandt und die optimale Verteilung einer gegebenen Messzeit auf die verschiedenen Quellen (Signal, Referenz, Hot, Cold) mit gegebenen Temperaturen berechnet. Mittels Allan-Varianz-Messungen konnten daraus absolute Integrationszeiten pro Quelle gewonnen werden, die dann minimales Rauschen auf dem resultierenden Spektrum zur Folge haben.

Während dieser Analyse des Messverfahrens wurde festgestellt, dass in fast allen gemessenen Spektren, bei denen Bleisalz-Diodenlaser als LO zum Einsatz kamen, bei kleinen Zwischenfrequenzen erhebliche Schwankungen auftraten, die sich auch nach langen Integrationszeiten nicht herausmittelten, also nicht statistischer Natur waren. Als problematisch stellte sich schließlich die verwendete Frequenzstabilisierung dieser Laser heraus. Der LO wurde dabei so justiert, dass von der Detektoroberfläche ein Teil der Laserstrahlung reflektiert und durch den Diplexer zurück in den Laser gekoppelt wurde. Dadurch entstand zwischen Laserfacette und Detektoroberfläche ein Resonator, der aufgrund seiner Länge von etwa 2 m gut dazu geeignet war, den Laser mit seinem nur einige  $100\ \mu\text{m}$  langen Resonator zu beeinflussen. Zu diesem Zweck wurde in diesen langen Resonator ein drehbares  $\text{BaF}_2$ -Fenster eingebracht, das die optische Weglänge in diesem Resonator beeinflusst. Ein detaillierter Überblick über den Aufbau und die Frequenzstabilisierung findet sich in [Wir00].

Der Aufbau dieses Resonators hatte nun aber zur Folge, dass bei Frequenzen nah an der LO-Frequenz, bei denen der Diplexer das Signal teilweise noch transmittiert, statt es zum großen Teil zu reflektieren (siehe Abbildung 3.7), das zu detektierende Signal in den Laser zurückgekoppelt werden konnte. Zur massiven Störung des Spektrums reichte dies bereits aus, während jenseits

von 500 MHz Zwischenfrequenz (im Bereich der maximalen Reflektivität des Diplexers) keinerlei Störungen zu beobachten waren. Dieses Phänomen konnte mittels Untersuchungen an submm-Empfängern, in denen ähnliche Probleme auftraten, letztlich erklärt werden.

Damit ergibt sich auch für zukünftige Versuche, QC-Laser oder optisch gepumpte Bleisalzlaser mittels Rückkopplung als LO nutzbar zu machen die Vorgabe, den Laser unabhängig vom Detektor zunächst unter Verwendung eines Gitters in den single-mode Betrieb zu zwingen und in der Frequenz zu stabilisieren. Da die Erzeugung eines Resonators zwischen Laser und Detektor unweigerlich die beschriebene Problematik nach sich zieht, ist diese (wenn auch elegante) Methode der Frequenzstabilisierung mittels Rückkopplung vom Detektor für THIS nicht anwendbar.

### 3.2.5 Die Guide-Optik

#### Übersicht

Bereits während der ersten Teleskopeinsätze von THIS wurde deutlich, dass eine vom jeweiligen Teleskop und der dort verfügbaren Ausrüstung unabhängige Kontrolle des Sichtfeldes des Empfängers unumgänglich ist. Dies leistet eine im Empfänger untergebrachte optische Kamera:

- Bereits im Labor ist die Vorjustierung der gesamten Teleskop-Anpassungsoptik und insbesondere deren Überprüfung möglich.
- Nicht jedes Teleskop verfügt über eine optische Kamera, die zur Kontrolle der Position am Himmel unbedingt notwendig ist.
- Ist am Teleskop eine Kamera vorhanden, passt in den meisten Fällen der damit sichtbare Ausschnitt des Himmels nicht zur mit THIS geplanten Beobachtung und daher ist eine weitere Kontrollmöglichkeit notwendig.

Die im Folgenden beschriebene und in dieser Arbeit entwickelte Optik erlaubt nun eine exakte Anpassung des auf dem Kontrollmonitor sichtbaren Himmelsareals an die jeweilige Infrarot-Beobachtung und macht THIS weitgehend unabhängig von der an Teleskopen vorhandenen (oder nicht vorhandenen) Ausstattung.

Zentrales Element der neu entwickelten Guide-Optik ist der Scannerspiegel, siehe Abbildungen 3.8 und 3.9. Zum Einsatz kommt das Modell GT350 der Firma *General Scanning*. Der Vorteil des Scanners liegt darin, dass rechnergesteuert (mittels Digital-Analog-Konverter) praktisch jede gewünschte Position ausgewählt werden kann, so dass mehrere Positionen am Himmel und die Kalibrationsquellen mit nur einem Gerät angefahren werden können. Gleichzeitig sind Scanner relativ schnell, wodurch durch das Stellen des Spiegels auftretende Totzeit kaum noch ins Gewicht fällt.



In der momentan verwendeten Konfiguration wird die Strahlung vom Teleskop (zwei Positionen für on/off-Messungen am Himmel), von einem Absorber auf Raumtemperatur oder von einem geeichten Schwarzkörper-Strahler eingekoppelt. Der Schwarzkörper ist ein in der Temperatur regelbarer Emitter der Firma *Omega*. Die strahlende Fläche ist gerußt und weist eine Reflektivität von etwa 95 % auf. Die Maximaltemperatur beträgt 400 ° Celsius und ist laut NIST-Zertifikat auf 1 K stabil.<sup>7</sup> Dies ist für eine exakte Kalibration von Spektren essentiell.

Vom Scanner-Spiegel wird die Strahlung der jeweiligen Quelle unter einem Winkel von 45 ° auf einen dichroischen Spiegel reflektiert.<sup>8</sup> Dieser reflektiert die Infrarot-Strahlung der jeweils ausgewählten Quelle in den Empfänger und transmittiert einen Großteil des optischen Lichts auf die Guide-Kamera. Hierbei handelt es sich um das Modell ST-V der Firma *SBIG*. Mit zwei Glaslinsen wird ein Bild des Teleskopfokus (bzw. der Irisblende, siehe Abbildungen 3.8 und 3.9) auf dem Kamera-Chip (640×480 Bildpunkte VGA auf 4×6 mm Fläche, monochrom) erzeugt. Das somit durch das Teleskop sichtbare Feld am Himmel wird bestimmt durch den Bildmaßstab des Teleskops im Fokus und der durch die erwähnten Linsen gegebenen Abbildung.

Zwischen der ersten Linse und dem dichroischen Spiegel wird über einen Folienstrahlteiler die Strahlung eines leistungsstarken Helium-Neon-Lasers in den Strahlengang eingekoppelt.<sup>9</sup> Dieser hat zwei Aufgaben: Wird der Laserstrahl vom Scannerspiegel in sich selbst zurück reflektiert, nimmt der am dichroischen Spiegel reflektierte Teil des Laserstrahls den Weg in den Empfänger. Damit ist eine erste (optische) Überprüfung des Infrarot-Strahlenganges möglich. Der Strahl des Helium-Neon-Lasers kann ebenso dazu benutzt werden, die Position des Schwarzkörperstrahlers und des Raumtemperatur-Absorbers einzurichten. Wird der Scannerspiegel auf die beiden Teleskop-Positionen eingestellt, bietet der Laser die Möglichkeit der optischen Kontrolle der Ankopplung des Empfängers an das Teleskop und einer ersten (wenn auch groben) Vorjustierung.<sup>10</sup> Insbesondere an Teleskopen, die aus Hauptspiegel und Subreflektor aufgebaut sind, wie z.B. das 1 m-Teleskop am Hohen List, und kurze Abstände zwischen den Teleskopspiegeln und dem Empfänger aufweisen, hat sich diese Methode bewährt.

---

<sup>7</sup>NIST: National Institut for Standards and Technology, Gaithersburg / Maryland, USA; NIST Time and Frequency Division, Boulder / Colorado, USA

<sup>8</sup>Hier kommt z.Z. noch ein hochreflektives ZnSe-Fenster für den Bereich um 10 µm Wellenlänge zum Einsatz.

<sup>9</sup>Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist dieser Laser und der zugehörige Strahlengang in den folgenden Abbildungen weggelassen worden.

<sup>10</sup>Gerade die Kontrolle der Ankopplung war am 1.5 m-Sonnenteleskop am Kitt Peak nicht gegeben, da der Weg vom Teleskopfokus bis zum Hauptspiegel mehr als 82 m betrug und somit bereits winzige Änderungen der Lage des Lasers erhebliche Positonsänderungen des Lichtpunktes am Hauptspiegel bewirkten. In diesem Fall wurde die Ankopplung ausschließlich über das Infrarot-Signal optimiert.

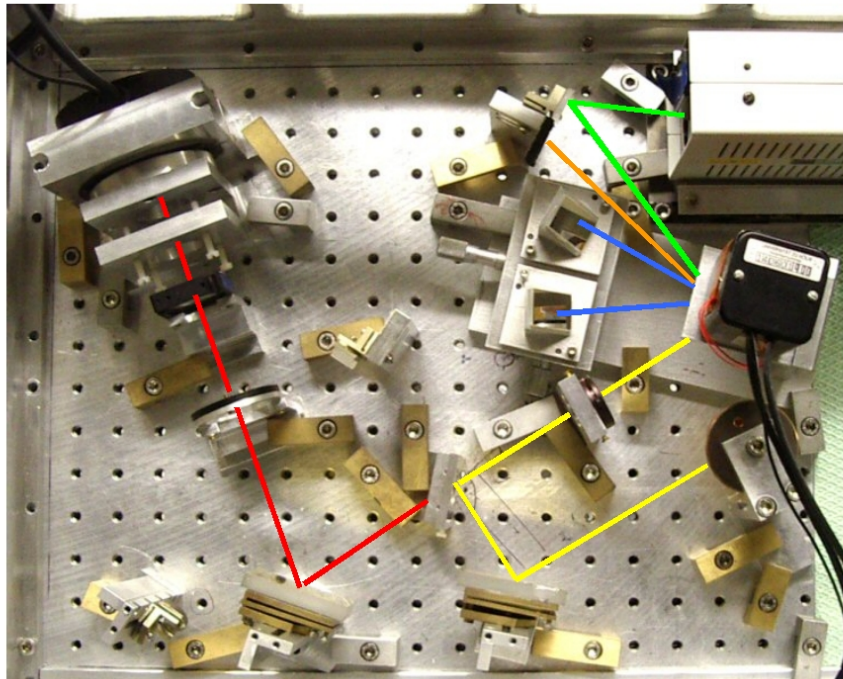


Abbildung 3.8: Aufsicht auf den Empfänger. Die obere Optikplatte enthält die optische Kamera, den Scannerspiegel, die Kalibrations-Loads, den Blackbody und die Auskoppelspiegel zum Teleskop.

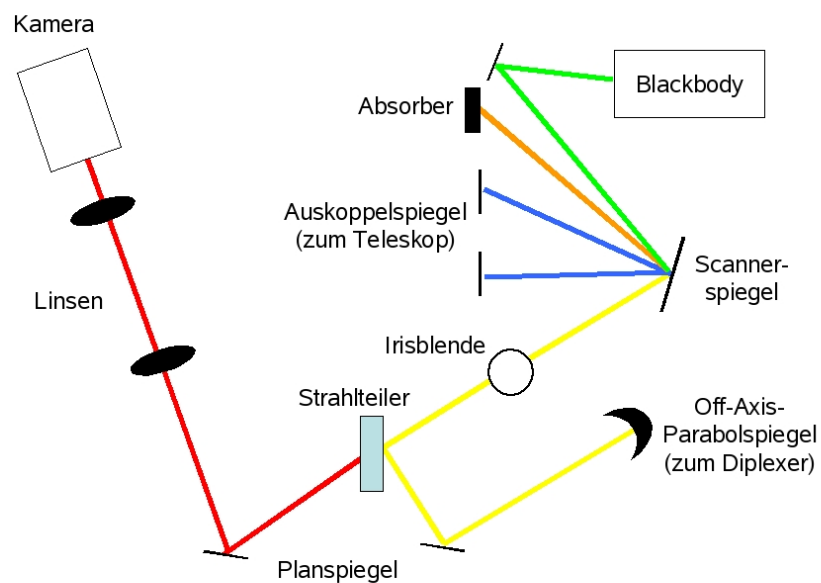


Abbildung 3.9: Schemazeichnung des Strahlengangs auf der oberen Optikplatte.

### Der Aufbau der Guide-Optik am Beispiel der Marsbeobachtungen mit dem 1.5 m Sonnenteleskop am Kitt Peak

Für die Mars-Beobachtungen am 1.5 m-Teleskop des McMath-Pierce Solar Observatory auf dem Kitt Peak wurde der im Folgenden beschriebene Aufbau gewählt.

Die Vorgaben waren:

- Der Bildmaßstab des Teleskops (optisches Bild) ist gegeben mit etwa 2.5 Bogensekunden (am Himmel) pro Millimeter in der Bildebene.
- Die Größe der Marsscheibe am Himmel im Beobachtungszeitraum (November / Dezember 2003) betrug 10-12 Bogensekunden.
- Nach der 'Taper'-Formel ergibt sich bei optimaler (Infrarot-) Ausleuchtung des Teleskops ('Edge-Taper'  $T_E$  von 10.9 dB, siehe [Gol98]) bei der Beobachtungswellenlänge  $\lambda$  eine Größe der Strahltaile  $\omega_0$  des Gauß'schen-Strahls zu

$$\omega_0 = 0.22 \cdot \sqrt{T_E} \cdot \frac{f}{D} \cdot \lambda \quad (3.1)$$

Hierbei bezeichnen  $f$  die effektive Brennweite des Teleskops und  $D$  den Durchmesser des Hauptspiegels. Für das genannte Beispiel ergibt sich

$$\omega_0 = 0.22 \cdot \sqrt{10.9} \cdot \frac{82.62 \text{ m}}{1.51 \text{ m}} \cdot 9.63 \mu\text{m} = 383 \mu\text{m} \quad (3.2)$$

Dieser so berechnete Strahl ist an die Empfängeroptik anzupassen. In Abbildung 3.10 ist die Intensitätsverteilung auf dem Hauptspiegel dargestellt. Eine Strahlintensität von 0 dB in der Mitte des Spiegels nimmt bei Ausleuchtung des Teleskops mit einem 'Edge-Taper' von 10.9 dB am Rand des Teleskops auf -10.9 dB ab.

- Für den Diplexer ist durch

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{d \cdot \lambda}{2 \cdot \pi}} = \sqrt{\frac{6 \cdot 10^4 \mu\text{m} \cdot 9.63 \mu\text{m}}{2 \cdot \pi}} = 303 \mu\text{m} \quad (3.3)$$

die Strahlgröße für optimale Einkopplung definiert. Dabei bezeichnet  $d$  den Abstand der Diplexerspiegel. Die zur Verfügung stehenden Off-Axis-Parabolspiegel (mit 300 und 250 mm Brennweite) erlaubten schließlich eine Transformation der 303  $\mu\text{m}$  auf 364  $\mu\text{m}$  statt der optimalen 383  $\mu\text{m}$ . Diese nicht optimale Ankopplung des Empfängers an das Teleskop äußert sich in einem effektiv niedrigeren Taper von 9.9 dB statt der optimalen 10.9 dB. Die maximal erreichbare 'Main-Beam-Efficiency' sinkt dadurch von 88 % auf 83.5 %, während sich die 'Aperture-Efficiency' von 81.5 % praktisch nicht ändert. Diese Werte sind schließlich bei der Messung der in Kapitel 2.3.1 beschriebenen Ankoppleffizienz  $L_c$  zu berücksichtigen.

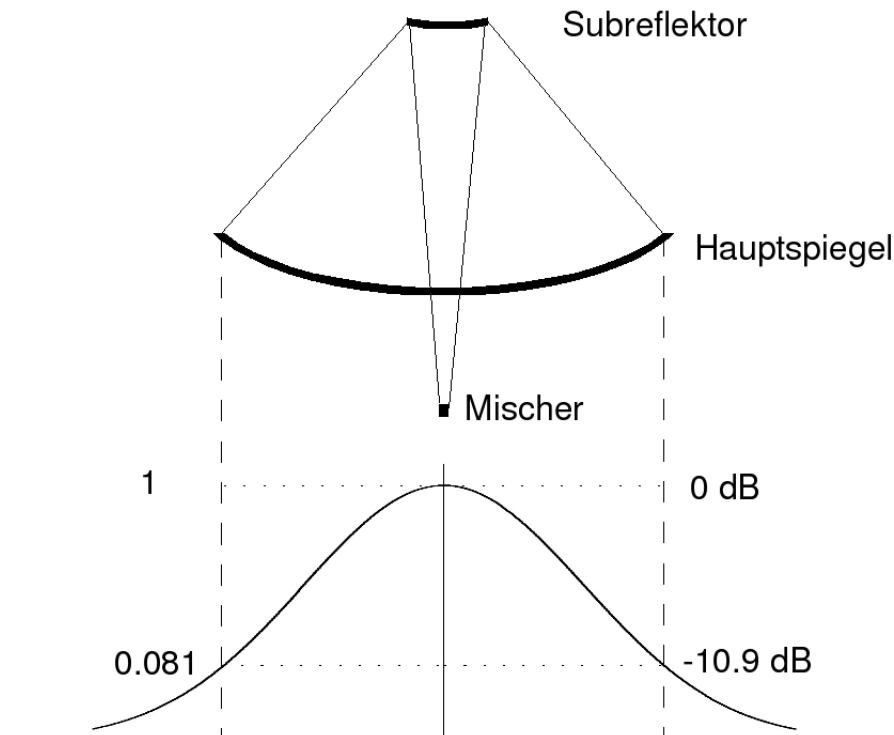


Abbildung 3.10: Teleskopausleuchtung mit einem Gauß'schen Strahl. Im oberen Teil ist das Teleskop bestehend aus Hauptspiegel und Subreflektor dargestellt. Der untere Teil zeigt in einer Dimension die Intensitätsverteilung am Hauptspiegel.

Die Anpassung der optimalen Strahlgrößen zur Ausleuchtung von Diplexer und Teleskop definiert über die Brennweiten der abbildenden OAPs die Position des Fokus bzw. der Irisblende. Damit ergibt sich auch die Position des dichroischen Spiegels und der für die übrige Optik verbleibende Platz auf der Deckenplatte des Empfängers (siehe Abbildung 3.8).

Die angesprochenen Messungen der Marsatmosphäre hatten zum Ziel, an verschiedenen Positionen in der Planetenatmosphäre nach Absorptionslinien von Ozon zu suchen. Die Abbildung des Fokus auf die Kamera musste demnach ein hinreichend großes Bild des Planeten auf dem Kontrollmonitor bereitstellen. Zum Beobachtungszeitpunkt betrug die Größe der Planetenscheibe am Himmel zwischen 10 und 12 Bogensekunden. Wir haben uns daher für eine 8:30-Abbildung des Kamerachips auf den Fokus entschieden: der Kamerachip mit  $4 \times 6$  mm Kantenlänge bildete somit  $15 \times 22.5$  mm des Fokus ab, was für den oben genannten Bildmaßstab ein Sichtfeld von  $37.5 \times 56.25$  Bogensekunden am Himmel ergibt. Am Teleskop stellte sich heraus, dass die so aufgebaute Optik einen guten Kompromiss darstellte zwischen einer möglichst großen Abbildung der Planetenscheibe und einem nicht zu kleinen Bildfeld, welches das Auffinden von Objekten, wie z.B den Planeten Mars oder

Merkur bzw. stellaren (Punkt-)Quellen erschwert. Letzteres war insbesondere deshalb von Bedeutung, da das benutzte Sonnenteleskop weder über eine fest eingebaute optische Kamera (mit großem Sichtfeld) verfügt noch eine sehr exakte Steuerung besitzt. Die Anpassung der Empfängeroptik wurde in gleicher Weise sowohl für das 90 cm West-Auxiliary Telescope des National Solar Observatory und das 1 m-Teleskop des Observatoriums Hoher List durchgeführt.

### 3.3 Die Signalanalyse und die Steuerelektronik

#### 3.3.1 Der Detektor und der gekühlte HEMT-Verstärker

Die Infrarotstrahlung wird im aktuellen Aufbau von einem HgCdTe-Photomischer nachgewiesen. Dieser Detektor wurde im Rahmen der intensivierten Zusammenarbeit mit der Gruppe um Theodor Kostiuik vom Goddard Space Flight Center der NASA in Greenbelt / Maryland, USA zur Verfügung gestellt. Im Vergleich mit den in früheren Arbeiten benutzten Mischern weist dieser Detektor eine deutlich höhere Quanteneffizienz von ca. 80 % (bei einer Wellenlänge von  $10.6 \mu\text{m}$  und Zwischenfrequenzen bis etwa 1 GHz) auf und fällt bei  $12.5 \mu\text{m}$  auf die Hälfte dieser Werte ab. Die Chipfläche beträgt ca.  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ . Mittels einer nur wenige Zentimeter langen elektrischen Verbindung ist der Detektor direkt an den rauscharmen HEMT-Verstärker angeschlossen, der Zwischenfrequenzen von 100 MHz bis 4 GHz zunächst um einen mittleren Wert von 22 dB verstärkt. Die verwendeten HEMT-Verstärker wurden in unserem Institut von Dr. Bernd Vowinkel entwickelt und aufgebaut [VM90].

Die Bandbreite der vom Detektor tatsächlich erzeugten Zwischenfrequenz ist zunächst von der (materialabhängigen) Lebensdauer der generierten Elektron-Loch-Paare gegeben und durch die Größe des Detektorchips und die damit verbundene Zeitkonstante  $\tau$  eingeschränkt, da die Photodiode selbst als RC-Glied wirkt.<sup>11</sup> Sinnvoll nutzbar ist für den erwähnten Mischer im Moment der Bereich bis etwa 2 GHz, wobei die Empfindlichkeit des Detektors mit zunehmender Zwischenfrequenz abnimmt (siehe dazu Abbildung 5.10). Die Anpassung auf das AOS wurde so gewählt, dass das Intervall von 300 MHz bis 1.7 GHz nachgewiesen wird. Die untere Grenze liegt bei etwa 300 MHz, weil der Diplexer Frequenzen nah an der LO-Frequenz zum Teil noch transmittiert (siehe dazu Abbildung 3.7) und dies zu erheblichen Schwankungen im Spektrum führt. Obwohl der Detektor in diesem Bereich am empfindlichsten reagiert, ist diese künstliche Begrenzung der Bandbreite notwendig für einen stabilen Betrieb. Zur weiteren Erläuterung dieses Sachverhalts siehe Kapitel 3.2.4.

<sup>11</sup>Die Zeitkonstante eines Halbleiterbauteils ergibt sich aus der Kapazität  $C$  und dem Widerstand  $R$  zu

$$\tau = R \cdot C \quad (3.4)$$

### 3.3.2 Die Zwischenfrequenz-Verarbeitung

Eine Übersicht über die folgenden Stufen der Zwischenfrequenz-Verarbeitung gibt Abbildung 3.11. Am Ausgang des HEMT-Verstärkers wird das Signalband zunächst in zwei weiteren Stufen verstärkt und gelangt mit einer Leistung von etwa -10 dBm auf einen 'Powersplitter', der einen kleinen Teil der Leistung (am Ausgang etwa -30 dBm) an einen Breitband-Kristalldetektor abführt. Nach erneuter Verstärkung weist dieser die zwischen 500 MHz und 2 GHz gemittelte Leistung nach und gibt eine dazu proportionale Gleichspannung aus. Dazu ist an dieser Stelle darauf zu achten, dass am Kristalldetektor der richtige Leistungspegel anliegt, damit dieser im linearen Bereich seiner Kennlinie arbeitet!

Der Großteil der Hochfrequenz-Leistung durchläuft zunächst einen regelbaren Dämpfer zur Pegelanpassung. Danach erfolgt die Überlagerung mit dem Signal eines 'Voltage-Controlled Oscillators' (VCO) der bei einer Frequenz von 3.1 GHz arbeitet. Die Frequenz des VCO kann mittels einer Steuerspannung um einige Prozent verändert werden, um das schließlich nachzuweisende Frequenzband auszuwählen. Wie schon beschrieben, werden in der momentan verwendeten Konfiguration Signal-Frequenzen zwischen etwa 300 und 1700 MHz vom AOS nachgewiesen. Um die Eignung von VCOs als LO zur Umsetzung des Frequenzband auf das AOS zu verifizieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit zunächst eine stabilisierte Spannungsquelle zur Bereitstellung der Steuerspannung aufgebaut. Unter Verwendung dieser Steuerspannung wurde mehrfach die Frequenzstabilität und Linienbreite vermessen. Es zeigte sich, dass sich die Ausgangsfrequenz weder im mehrstündigen Dauerbetrieb noch über den überwachten Zeitraum von etwa 4 Jahren um mehr als 1 MHz veränderte. Die Linienbreite lag über den gesamten Zeitraum nahezu konstant bei einigen 10 kHz und damit weit unterhalb der maximal erreichbaren Auflösung des Empfängers.

Das Signalband wird mit der Strahlung des VCO auf einem Mischer der Firma *Avantek* überlagert. Die Leistungspegel sind entsprechend angepasst: Während das Signal mit etwa -10 dBm eingekoppelt wird, liefert der VCO +7 dBm. Durch diese Signalüberlagerung verschiebt sich das ursprüngliche Frequenzband von 0-2 GHz auf 1.1-3.1 GHz. Dieses Band wird dann mit einem geeigneten Leistungspegel (ca. -20 dBm hinter dem Power-Verstärker) auf das AOS (2.1 GHz Mittenfrequenz) gegeben, welches schließlich Frequenzen zwischen 1.4 und 2.8 GHz in 2048 Kanälen nachweist. Zur Kalibration können über Hochfrequenzschalter ein Nullsignal (50  $\Omega$ -Abschlusswiderstand) oder ein Kammsignal ( $\delta$ -Linien im Abstand von 100 MHz) auf das AOS geschaltet werden. Die Funktionsweise des AOS ist in [Sch97] [Son02] und den Referenzen darin ausführlich erläutert.

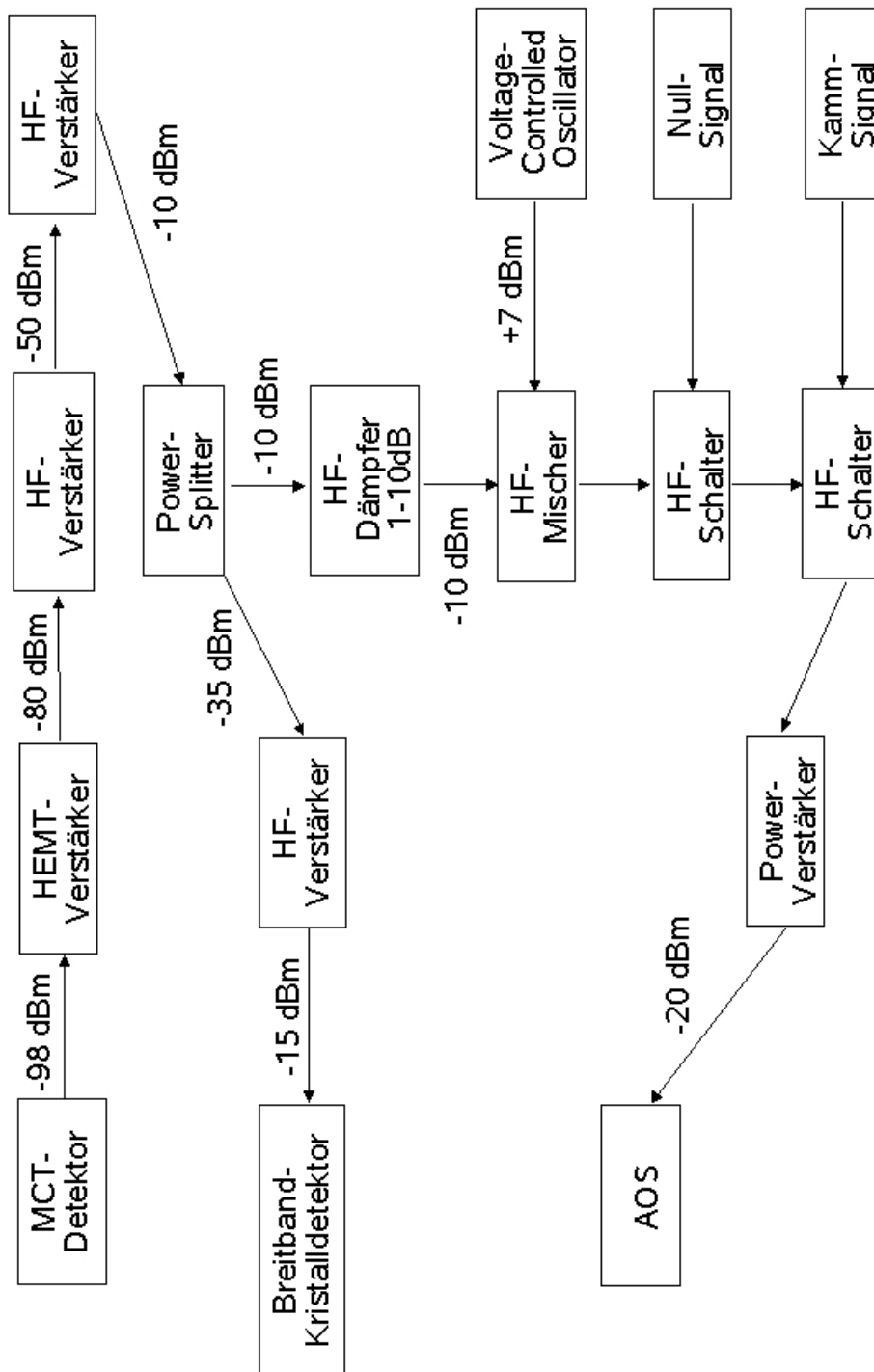


Abbildung 3.11: Blockschaltbild der Zwischenfrequenz-Verarbeitung. Angegeben sind die Leistungspegel zwischen den einzelnen Komponenten. Weitere Erläuterungen siehe Text.





# Kapitel 4

*Das kann gar nicht funktionieren, und ich sag ihnen auch warum...*

persönliche Mitteilungen zu QC-Lasern, Prof. Dr. R. Schieder

## Quanten-Kaskadenlaser

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der erstmalig erfolgreich in einem IR-Heterodynsystem eingesetzten Quanten-Kaskadenlaser (QCL für **Q**uantum-**C**ascade-**L**aser) dargestellt. Mittels dieser Laser konnte die Empfindlichkeit unseres durchstimmbaren Systems auf das Niveau von Gaslaser-IR-Heterodynsystemen gebracht werden. Dies erlaubt nun die Durchführung astronomischer Beobachtungen.

### 4.1 Überblick

1971 wurde von Kazarinov und Suris, aufbauend auf einer Arbeit von Esaki und Tsu, erstmals das Konzept eines unipolaren Injektions-Halbleiterlasers vorgestellt, dessen an der Lasertätigkeit beteiligte Energieniveaus durch geeignetes Design der Halbleiter-Bandstruktur maßgeschneidert werden sollten [KS71, ET70]. Bis zur erstmaligen experimentellen Realisierung solcher QC-Laser bei den Bell-Labs dauerte es bis zum Jahr 1994 [FCS<sup>+</sup>94b]. Maßgeblich für diesen Durchbruch waren neu entwickelte Techniken des Kristallwachstums, wie die ebenfalls bei den Bell-Labs entwickelte Molekularstrahl-Epitaxie (MBE für **M**olekular **B**eam **E**pitaxy, siehe z.B. [CA75], [Pan80]) oder die metallorganische chemische Gasphasenabscheidung (MOCVD für **M**etallo-**O**rganic **C**hemical **V**apour **D**eposition, siehe z.B. [Man69], [Dup84]). Erst diese Techniken erlaubten die Herstellung geeigneter GaInAs/AlInAs-Schichtkristalle.

Seither ist eine rasante technische Weiterentwicklung dieser Laser zu beobachten. Ausführliche Übersichten über verschiedene Laserkonzepte, die Verwendung von unterschiedlichen Materialsystemen zur Realisierung von

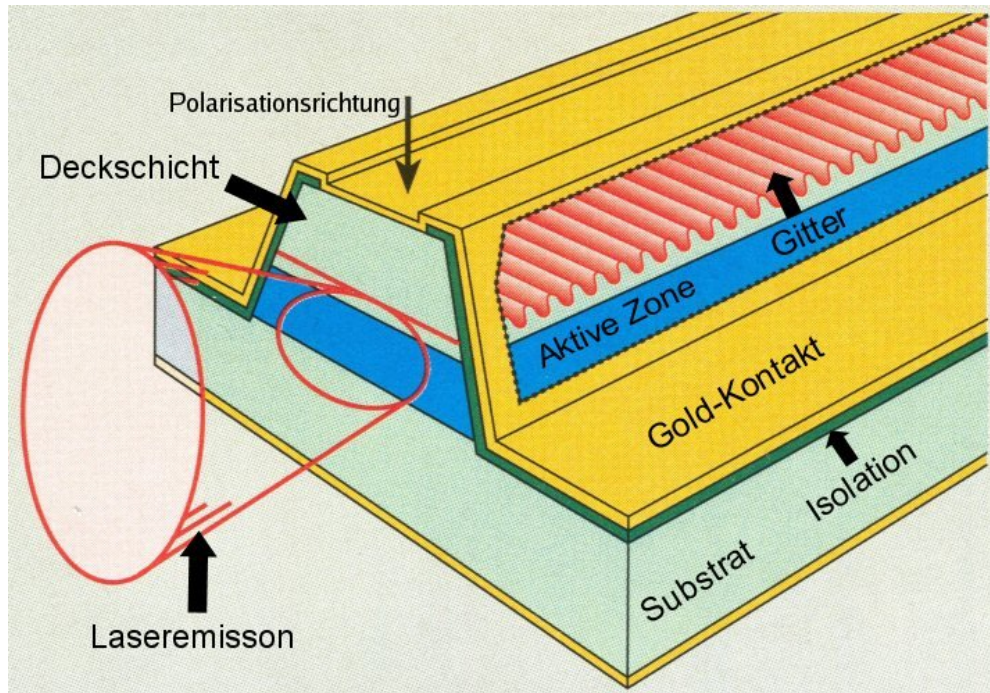


Abbildung 4.1: Seitliche Ansicht eines typischen 'ridge'-QC-Lasers (aus [CGSC99]). Zur Erläuterung der Abbildung siehe Text.

QC-Lasern sowie Anwendungen finden sich z.B. in folgenden Übersichts- und Review-Artikeln: [CFSC97] [CGSC99] [GCSC01] [CGSC02] [CPM<sup>+</sup>02] [FHB<sup>+</sup>02] [SPBO02].

## 4.2 Aufbau eines QC-Lasers

Abbildung 4.1 zeigt einen QC-Laser im typischen 'ridge-design'. Die aktive Zone (blau) ist zunächst in dünne Schichten Halbleitermaterial (schwarz) eingefasst. Je nach Beschaffenheit der aktiven Zone wird z.B. AlInAs oder GaAs dazu benutzt. Dieser Teil des Wellenleiters besitzt einen von der aktiven Region verschiedenen Brechungsindex, der dazu führt, dass die optische Mode zwischen diesen Schichten geführt wird. Der Wellenleiter wird komplettiert durch das Substrat auf der Unterseite und der Deckschicht auf der Oberseite (hellgrün). Das Substrat besteht aus InP (im Falle von GaInAs/AlInAs) bzw. hochdotiertem GaAs (im Falle von GaAs/AlGaAs), die obere Deckschicht entsprechend aus AlInAs bzw. GaAs. Diese relativ dicken Schichten haben die Aufgabe, die in der aktiven Region entstehende Wärme aufzunehmen und abzutransportieren. In Rot ist ein in den Wellenleiter eingearbeitetes Gitter zu sehen.

Nach dem Herausätzen des schmalen Laserstegs (Abbildung 4.1) wird über die obere Deckschicht, die Seiten des Stegs und das Substrat eine isolierende Schicht aufgebracht (in der Abbildung dunkelgrün dargestellt). Entlang der Mitte des Laserbarrens wird Letztere anschließend wieder geöffnet und der Metallkontakt aufgedampft (gelbe Schicht). Die Elektronen fließen nun von oben senkrecht zu den Schichten der aktiven Zone durch den Laser und erreichen schließlich durch das Substrat den metallischen Bodenkontakt. Die an beiden Enden des Resonators austretende Laserstrahlung ist in Richtung des Stromflusses, also senkrecht zum Substrat polarisiert (in Abbildung 4.1 durch einen Pfeil angedeutet).

### 4.3 Bipolarer (Bleisalz-)Laser vs. unipolarer (QC-)Laser

In Abbildungen 4.2 und 4.3 ist anhand von Ausschnitten aus den Energie-Banddiagrammen die Funktionsweise eines bipolaren und eines unipolaren Lasers gegenübergestellt. Dabei ist jeweils links die Energie über dem Abstand aufgetragen und jeweils rechts die Energie über der parallel zu den Halbleiterschichten verlaufenden Komponente des Wellenvektors aufgetragen. Im bipolaren Laser (z.B. Bleisalz-Diodenlaser) entsteht die Laseremission durch Rekombination von Elektronen aus dem Leitungsband mit Löchern aus dem Valenzband über die Bandlücke des Materials hinweg. Die Wellenlänge ist im Wesentlichen durch die Größe der Bandlücke und damit durch das Material vorgegeben. Zur Konstruktion von Lasern mit Wellenlängen von  $10\ \mu\text{m}$  oder länger muss man daher Materialien mit entsprechend kleiner Bandlücke, wie die wenig robusten und schwierig zu verarbeitenden Bleisalze (z.B. PbEuSe), verwenden.

Die aktive Zone eines solchen Lasers ist eingefasst zwischen einer n-dotierten Halbleiterschicht (Überschuß an Elektronen) und einer p-dotierten Halbleiterschicht (Überschuß an Löchern). Das Anlegen einer Spannung geeigneter Polarität bewirkt nun die Injektion beider Ladungsträger-Arten in die aktive Zone, in der dann die Rekombination stattfindet. Im mittleren Infrarot, bei Wellenlängen um  $10\ \mu\text{m}$ , können typische Bleisalzlaser im cw-Betrieb mit Kühlung durch flüssigen Stickstoff betrieben werden und einige  $100\ \mu\text{W}$  Leistung 'single-mode' emittieren.

Aus Abbildung 4.2 wird deutlich, dass jedes Elektron-Loch-Paar nur ein Laserphoton erzeugen kann. Damit erhält man als Ausgangsleistung eines so aufgebauten Lasers:

$$P = \frac{1}{2} \frac{\eta h \cdot \nu_L (I - I_{th})}{e_0} \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet  $\eta$  die Verluste im Laserresonator,  $\nu_L$  die Emissionsfrequenz,  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum,  $e_0$  die Elementarladung,  $I$  den Betriebsstrom des Lasers und  $I_{th}$  den Schwellstrom. Letzterer kennzeichnet die zur Überwindung der internen Verluste notwendige Stromstärke, ab der die

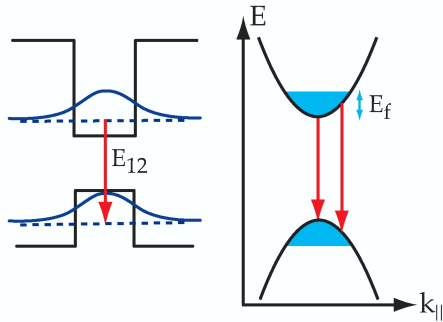


Abbildung 4.2: Schema eines bipolaren Lasers, z.B. Bleisalz-Diodenlaser (aus [Bla03]): Elektronen und Löcher rekombinieren über die Bandlücke des Lasermaterials hinweg und erzeugen so Laserphotonen. Die Wellenlänge ist im Wesentlichen durch die Größe der Bandlücke vorgegeben. Jedes Elektron-Loch-Paar kann dabei nur ein Photon erzeugen.

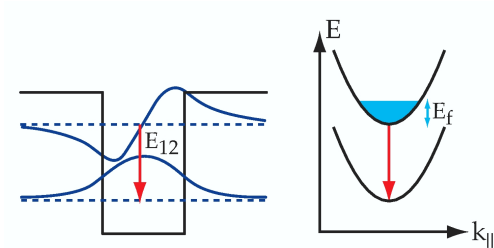


Abbildung 4.3: Schema eines unipolaren Lasers, z.B. Quanten-Kaskadenlaser (aus [Bla03]): Elektronen erzeugen beim Übergang zwischen zwei geeignet angelegten Energieniveaus im Leitungsband des Lasermaterials Photonen, verbleiben somit im Leitungsband und können für weitere Stufen 'recycled' werden.

Lasertätigkeit einsetzt. Aus Gl. 4.1 ist ersichtlich, dass die Ausgangsleistung für gleiche Bedingungen im Laser und gleichen Laserstrom zu längeren Wellenlängen hin abnimmt. Zusätzlich stellt man fest, dass die optischen Verluste zu längeren Wellenlängen hin zunehmen, was die mögliche Ausgangsleistung weiter mindert. Eine Übersicht über Bleisalz-Diodenlaser findet sich z.B. in [Tac95].

Im unipolaren Laser (Abbildung 4.3, z.B. QC-Laser) erzeugen nur die Elektronen Laserstrahlung. Anders als beim bipolaren Laser ist es hier möglich, die Elektronen nach der Emission eines Photons zu recyceln und so in einer weiteren aktiven Region zur Laseremission zu nutzen. Bei typischerweise 25-35 aktiven Regionen liegt die Ausgangsleistung eines solchen intraband-Lasers deutlich über der von vergleichbaren interband-Lasern.

Das Laserprinzip lässt sich am Energie-Bandmodell einer QC-Struktur verdeutlichen (siehe Abbildung 4.4). Ein QC-Laser besteht aus mehreren hundert jeweils wenige nm dicken Schichten eines Materialduos wie z.B. GaInAs/AlInAs oder GaAs/AlGaAs, die mittels MBE auf ein Substrat (typischerweise InP oder GaAs) abgeschieden und schließlich kontaktiert werden. Durch die unterschiedlichen Bandlücken der verwendeten Materialien entstehen im Leitungsband der resultierenden Struktur Potentialbarrieren und -mulden mit diskreten Energieniveaus, deren jeweilige Energie durch die Dicke der Schichten bestimmt wird. Die Tiefe der Potentialmulden hingegen hängt von der verwendeten Materialkombination ab. Die energetische Grenze

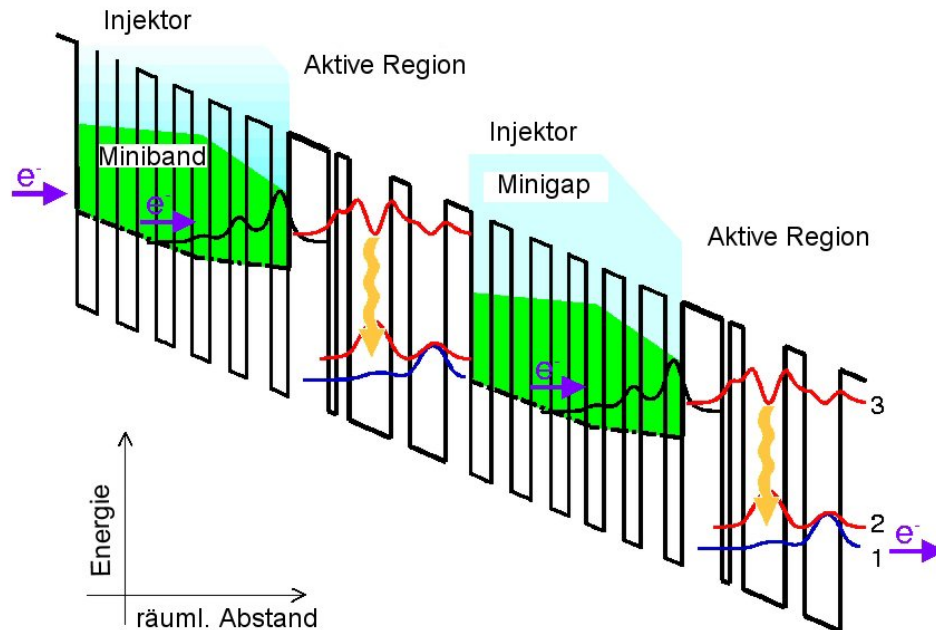


Abbildung 4.4: Ausschnitt aus dem Leitungsband eines ('three-quantum-well', 'vertical transition') QC-Lasers (aus [FCS<sup>+</sup>96]): Die dargestellten Potentialtöpfe und -barrieren entstehen durch Aufwachsen geeigneter Schichten eines Materialsystems wie z.B. GaInAs/AlInAs oder GaAs/AlGaAs. Für weitere Erläuterungen siehe Text.

des Leitungsbandes liegt für AlInAs z.B. um 520 meV höher als für GaInAs. Diese Energiedifferenz entspricht einer Frequenz von 126 THz bzw.  $2.4 \mu\text{m}$  Wellenlänge. Praktisch erlaubt dieses Materialsystem die Herstellung von Lasern mit Emissionswellenlängen bis zu etwa  $4 \mu\text{m}$ .

Das Anlegen einer Spannung der richtigen Polarität verbiegt nun das resultierende Energie-Banddiagramm so, dass eine Treppenstruktur entsteht. Ein geeignetes Design der Abfolge und Schichtdicken erlaubt es dann, die Wellenfunktionen (bzw. Aufenthaltswahrscheinlichkeiten) von Elektronen, die in dieses System injiziert werden, so auszulegen, dass Laseremission möglich wird. Die wichtigsten Designmerkmale werden im Folgenden mittels Abbildung 4.4 erläutert:

- Die mittleren Lebensdauern der an der Laseremission beteiligten Energieniveaus (die Quadrate der zugehörigen Wellenfunktionen sind eingezeichnet) müssen so gewählt werden, dass eine Besetzungszahlinversion entsteht. Typischerweise liegen die mittleren Lebensdauern bei einigen Pikosekunden für das obere Laserniveau (Zustand 3 in Abbildung 4.4) und einigen zehntel Pikosekunden für das untere Laserniveau (Zustand 2 in Abbildung 4.4). Die Laseremission ist als geschwungener Pfeil dar-

gestellt. Der energetische Abstand zwischen Zustand 2 und 1 ist dabei so gewählt, dass er nahe an der Energie eines optischen Phonons (34 meV in GaAs) liegt. Dies erlaubt eine sehr effiziente und schnelle Entleerung des unteren Niveaus und damit Besetzungszahlinversion.

- Für die Injektion von Elektronen in die aktive Region ist die Gesamtheit der Zustände in der Relaxations- oder Injektionszone zwischen zwei aktiven Regionen zuständig. In Abbildung 4.4 wird dieses quasi-Kontinuum als 'Miniband' (grün unterlegt) bezeichnet. Die gestrichelte Linie stellt die Unterkante des 'Minibandes' dar, der Grundzustand ist schwarz eingezeichnet. Wiederum ist es durch geeignetes Design der Zustände möglich, eine Art Trichter für die Elektronen zu erzeugen, der bewirkt, dass die Elektronen zunächst in den Grundzustand relaxieren und daraufhin sehr effizient mittels resonantem Tunneln in das obere Laserniveau (3) eingefüllt werden (Verengung des 'Minibandes' zur rechten Seite hin).
- In Hellblau dargestellt sind zusätzlich angelegte 'Minigaps'. Dies sind Zonen mit niedriger Zustandsdichte bzw. Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen. Sie sorgen dafür, dass einmal in das obere Laserniveau injizierte Elektronen nicht ins Kontinuum entweichen können und daher in den Laser-Übergang gezwungen werden.
- Die schmale Injektions-Barriere zwischen Injektor und aktiver Zone ist so beschaffen, dass die Elektronen resonant aus dem Miniband in die aktive Zone tunneln können. Dies verbessert das Auffüllen des oberen Laserniveaus weiter.

#### 4.4 Verschiedene QC-Laser Designs

Das in Abbildung 4.4 gezeigte Banddiagramm beschreibt einen sogenannten 'vertikalen' Laserübergang. Dies meint, dass das Laserphoton durch einen Übergang des Elektrons innerhalb eines Potentialtopfes erzeugt wird. Diese 'vertikale' Laservariante ist in unterschiedlichen Ausführungen mit zwei, drei (wie dargestellt) oder vier Potentialtöpfen realisiert worden und Grundlage für einen Großteil der bislang realisierten QC-Laser. Für eine Übersicht siehe z.B. [FHB<sup>+</sup>02] und Referenzen darin.

Im ursprünglich verwendeten 'diagonalen' Design (siehe Abbildung 4.5 und [FCS<sup>+</sup>94b]) erfolgt die Laseremission ebenfalls beim Übergang zwischen zwei diskreten Niveaus, allerdings tunnelt das Elektron dabei durch eine Potentialbarriere. Der zur Laseremission gehörige Tunnelprozess sorgt dabei für eine relativ lange Lebensdauer des oberen Laserniveaus (1) und zusammen mit der Entleerung des unteren Niveaus (1') durch Emission eines optischen Phonons für Besetzungsinversion.

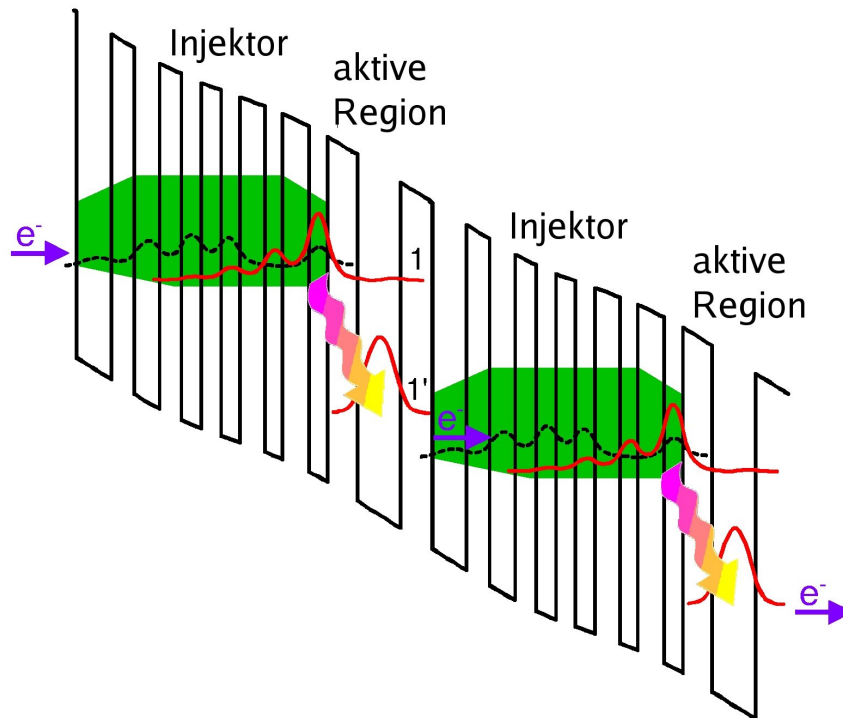


Abbildung 4.5: Schema eines QC-Lasers mit 'diagonalem' Laserübergang (aus [FCS<sup>+</sup>97]). Das Laserphoton wird emittiert, wenn ein Elektron durch die zentrale Barriere tunnelt. Dieser Tunnelprozess sorgt für eine relativ lange Lebensdauer des oberen Laserniveaus (1) während die Emission eines optischen Phonons das untere Niveau (1') effizient entleert.

Der 'vertikale' Aufbau stellt in mehrerlei Hinsicht eine erhebliche Verbesserung des 'diagonalen' Designs dar, dessen größter Nachteil der große Einfluss von Rauigkeitseffekten an Materialgrenzflächen ist: Die Variation der Dicke der zentralen Barriere (in der Größenordnung einer Atomlage) führt zur Reduzierung des Laser-'gains' und damit zu höheren Schwellströmen. Dieses Problem konnte mit dem 'vertikalen' Design gelöst werden und folglich zeigen solche Laser erheblich mehr Ausgangsleistung und günstigere Betriebsparameter, wie niedrigeren Schwellstrom und damit weniger ausgeprägte thermische Probleme (siehe dazu Kapitel 4.6). Insbesondere konnte mit einem auf einem 'vertikalen' Übergang basierenden QC-Laser erstmals cw-Betrieb realisiert werden [FCS<sup>+</sup>95].

Neben 'diagonalen' und 'vertikalen' Ausführungen hat sich als drittes, fundamentales Design der 'Superlattice'-Laser durchgesetzt [SCS<sup>+</sup>97] [CTG<sup>+</sup>99]. Dabei findet der Laserübergang nicht mehr zwischen zwei diskreten Niveaus statt, sondern zwischen zwei aus einer Vielzahl von Niveaus bestehenden Minibändern (siehe Abbildung 4.6).

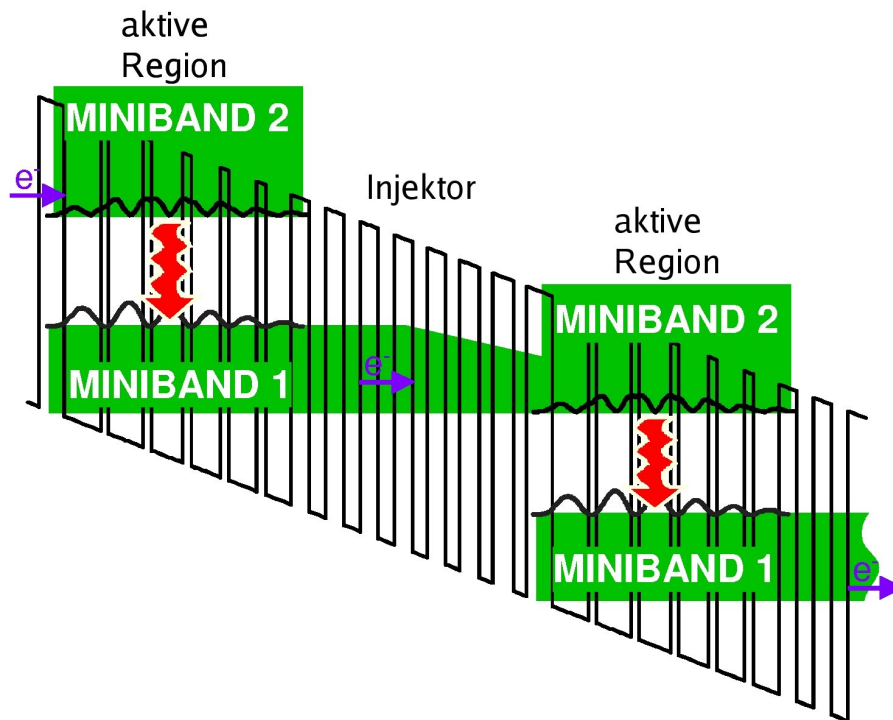


Abbildung 4.6: Schema eines 'Superlattice'-QC-Lasers (aus [CTG<sup>+</sup>99]). Laserphotonen werden emittiert, wenn ein Elektron aus dem oberen Miniband, dessen Niveaus über mehrere Quantentöpfe verteilt sind, in ein Niveau des unteren Minibandes übergeht.

Aus diesem Konzept ergeben sich eine Reihe von Vorteilen im Vergleich mit den oben beschriebenen Varianten. Die Verwendung von Minibändern statt einfacher Niveaus erlaubt den Betrieb von 'Superlattice'-Lasern mit deutlich höheren Stromdichten. Dies führt letztlich zu einer erheblich größeren Ausgangsleistung. Da die Relaxation von Elektronen innerhalb der Minibänder viel schneller vonstatten geht als zwischen zwei Minibändern, besitzt ein 'Superlattice'-Laser intrinsisch eine Besetzungszahlinversion, solange genügend Elektronen ins obere Miniband eingefüllt werden. Der gleiche Effekt, zusammen mit der Fähigkeit, viel Strom innerhalb der Minibänder zu führen, sorgt für eine kurze Lebensdauer der Elektronen im unteren Laserniveau, was den Laserprozess wiederum unterstützt. Letztlich erlaubte wiederum die Möglichkeit der Verwendung hoher Betriebsströme die Realisierung von Lasern mit Wellenlängen jenseits des zweiten atmosphärischen Fensters. Da die Verluste im Wellenleiter etwa proportional zum Quadrat der Wellenlänge wachsen, konnten erst im 'Superlattice'-Design Laser mit zunächst  $17\ \mu\text{m}$  und später auch jenseits von  $20\ \mu\text{m}$  Wellenlänge realisiert werden [TGC<sup>+</sup>99] [CCG<sup>+</sup>01]. Insbesondere die schon angesprochenen Entwicklungen im THz-Bereich nutzen intensiv das 'Superlattice'-Konzept.



Das Design des Wellenleiters hat insbesondere für die Realisierung langwelliger Laser enorme Bedeutung erlangt und ist, wie auch das Design der aktiven Region selbst, erheblich verbessert und erweitert worden. In Abbildung 4.1 ist z.B. demonstriert, wie eine Gitterstruktur in die obere Deckschicht eingearbeitet ist, um 'single-mode' Emission zu erreichen. Zu verschiedenen Wellenleiter-Designs siehe z.B. [SFC<sup>+</sup>95] [GFB<sup>+</sup>97] [GCF<sup>+</sup>98] [SKB<sup>+</sup>99] [BFO<sup>+</sup>00a] [TGC<sup>+</sup>00] [WKCH03a]. Die Verluste innerhalb des Wellenleiters nehmen quadratisch mit der Wellenlänge zu [CPM<sup>+</sup>02]. Die Ursache dieses Effektes ist im Wesentlichen die Absorption von Photonen durch Elektronen, die unter anderem durch die notwendige Dotierung der Injektor-Regionen eingebracht werden. Ein weiteres Problem herkömmlicher dielektrischer Wellenleiter (wie oben beschrieben) ist die mit der Wellenlänge anwachsende Schichtdicke: Für  $\lambda > 10 \mu\text{m}$  erreicht man damit Gesamtdicken des Laserkristalls, die mit den erwähnten Wachstumsmethoden kaum mehr zu realisieren sind. Zudem führt die Verdickung des Materials unweigerlich zu höheren Schwellströmen, was unbedingt vermieden werden muss.

Für lange Wellenlängen bietet sich eine andere Art von Wellenleiter an. Benutzt man neben dem Halbleiter-Sandwich der aktiven Zone ein Material mit gleich großem, aber negativen Realteil des Brechungsindex, bilden sich Oberflächen-Plasmonen entlang der Grenzfläche aus. Als Wellenleiter-Schicht wird für Wellenlängen von  $\lambda > 15 \mu\text{m}$  daher ein Metall verwendet. Die Plasmafrequenz der nahezu freien Elektronen muss dabei jedoch oberhalb der Emissionswellenlänge liegen. Die zu langen Wellenlängen hin drastisch reduzierte Eindringtiefe der elektromagnetischen Welle ('Skin'-Effekt) begünstigt dieses Konzept [TGC<sup>+</sup>00].

## 4.5 Zusammenfassung wichtiger Entwicklungsschritte von QC-Lasern

Zunächst konnte bereits 1995 neben dem Puls- auch '**continuous-wave'-Betrieb (cw)** realisiert werden [FCS<sup>+</sup>95]. Dadurch wurden QC-Laser für viele Einsatzgebiete, z.B. in einigen Bereichen der Spektroskopie oder als Lokaloszillatoren in Heterodyn-Empfängern überhaupt erst interessant. Zudem besitzen kontinuierlich abstrahlende Laser, im Vergleich zu gepulsten, deutlich schmalere Linienbreiten, was für viele Anwendungen ebenfalls kritisch ist.

Durch erhebliche Verbesserungen des ursprünglichen Laserdesigns und durch vollkommen neuartig gestaltete Laser konnten die ursprünglichen **Betriebstemperaturen** von wenigen Kelvin bis auf weit über  $100^\circ\text{C}$  im Puls-Betrieb ausgedehnt werden: siehe z.B. [BFO<sup>+</sup>00b] [FBAG01] [HBAF01] [TMS<sup>+</sup>01] [SHER02] und [SEDR02]. cw-Betrieb wurde bislang bei Betriebstemperaturen bis zu einigen  $10^\circ\text{C}$  erreicht: siehe z.B. [BHA<sup>+</sup>02] [YSE<sup>+</sup>03] und [EYD<sup>+</sup>04]. Dabei vereinfacht der Wegfall von Flüssigstickstoff- oder Helium-Kühlung zu Gunsten eines einfachen Peltier-Kühlers die Handhabung erheblich.

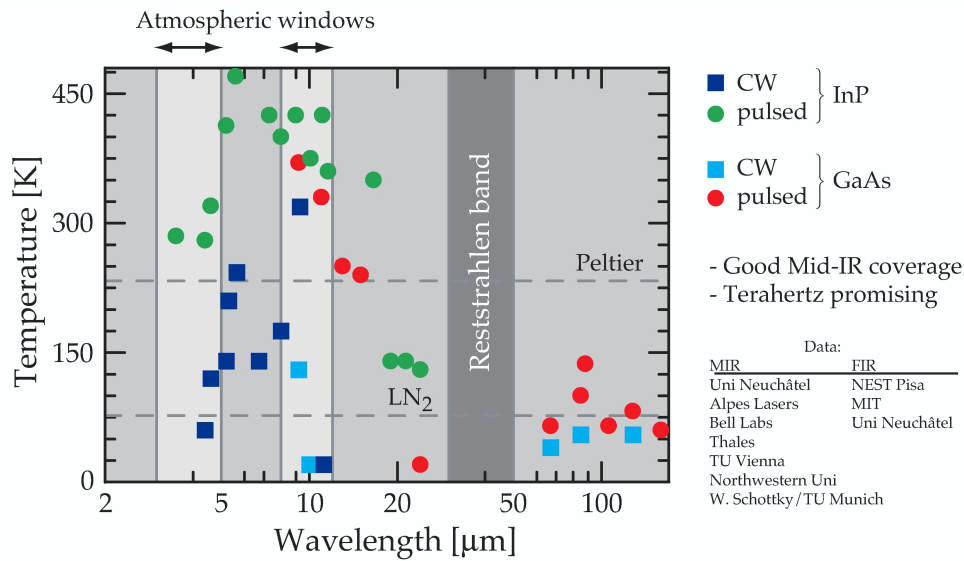


Abbildung 4.7: Bislang mit QC-Lasern erreichte Wellenlängen und Betriebstemperaturen (aus [Bla03], Stand 2003).

Auch an der Erweiterung des **verfügbaren Wellenlängenbereichs** wird gearbeitet. Während die ersten QC-Laser Strahlung mit Wellenlängen um  $4.2 \mu\text{m}$  [FCS<sup>+</sup>94b] im Puls-Betrieb emittierten, sind mittlerweile die beiden atmosphärischen Fenster von 3-5 bzw. 8-13  $\mu\text{m}$  Wellenlänge im cw-Betrieb nahezu abgedeckt: siehe z.B. [FCS<sup>+</sup>98] [KGT<sup>+</sup>00], [EYD<sup>+</sup>04] [SFC<sup>+</sup>96] [MST<sup>+</sup>00] und [SFG<sup>+</sup>00a]. Darüber hinaus konnte auch bei einer Wellenlänge von  $19 \mu\text{m}$  ein cw-Laser realisiert werden [CTG<sup>+</sup>01]. Im Bereich zwischen knapp 12 und  $19 \mu\text{m}$  sowie zwischen  $19 \mu\text{m}$  und dem Beginn des Reststrahlenbandes von GaAs bei etwa  $30 \mu\text{m}$  konnten bislang lediglich gepulste Laser demonstriert werden: siehe z.B. [SGH<sup>+</sup>99] [RHBF01] [TGC<sup>+</sup>99] [TGW<sup>+</sup>00] [CCG<sup>+</sup>01] [UCG<sup>+</sup>02] und [UKS<sup>+</sup>02].

Im Jahr 2002 konnte zudem erstmals ein **THz-QC-Laser** bei einer Wellenlänge von  $68 \mu\text{m}$ , bzw. 4.4 THz Frequenz jenseits des Reststrahlenbandes von GaAs realisiert werden. Für Laser oberhalb von etwa  $50 \mu\text{m}$  Wellenlänge wird zudem GaAs/AlGaAs auf einem GaAs-Substrat statt des im mittleren IR vorwiegend eingesetzten InAlAs/AlGaAs auf InP verwendet: [KTB<sup>+</sup>02] [SKB<sup>+</sup>98]. Auch im Fern-IR wiederholte sich die schon oben beschriebene Entwicklung mit dem Erreichen von cw-Emission, der Erweiterung der verfügbaren Wellenlängen und Steigerung der optischen Leistungen: siehe z.B. [ASH<sup>+</sup>02] [RAW<sup>+</sup>02] [WCKH03] [SAF<sup>+</sup>03] [WKCH03b] [MKT<sup>+</sup>04] und [ASF<sup>+</sup>04]. In Abbildung 4.7 sind die bislang erreichten Wellenlängen und Betriebstemperaturen zusammengefasst.

**Die Ausgangsleistung** der Laser konnte durch verschiedene Maßnahmen erheblich gesteigert werden. Zu Beginn der Entwicklung konnten lediglich einige mW im Pulsbetrieb bei tiefen Temperaturen erreicht werden [FCS<sup>+</sup>94b]. Eine Steigerung der Zahl der Kaskaden, Verspiegelung der hinteren Laserfacette, effizientere Extraktion der thermischen Last aus der aktiven Zone sowie der Aufbau sehr schmaler Laser im 'Superlattice'-Design (letztere erlauben den Betrieb mit sehr hohen Stromdichten) führten zu Ausgangsleistungen von mehreren Watt sogar bei Raumtemperatur: siehe z.B. [HBA<sup>+</sup>01] und [SHER02]. Im cw-Betrieb wurden einige 100 mW, zum Teil auch bei hohen Betriebstemperaturen erreicht: siehe z.B. [FTC<sup>+</sup>98] [GTC<sup>+</sup>98] [HBA<sup>+</sup>01] [YSE<sup>+</sup>03] und [EYD<sup>+</sup>04].

**Die spektralen Eigenschaften** der QC-Laser lassen sich durch die Einführung von 'Distributed-Feedback-Strukturen' (DFB) gezielt beeinflussen (siehe dazu die folgenden Abschnitte). Zur Herstellung von (herkömmlichen) Fabry-Perot-Lasern werden nach dem Wachstum typischerweise einige bis einige 10  $\mu\text{m}$  breite Streifen des Kristalls mittels lithographischer Methoden definiert, aus dem Wafer herausgeätzt und in wenige mm lange Barren gebrochen. Die Bruchkanten sind dabei hinreichend glatt, um als Resonatorspiegel zu dienen. Solche Laser emittieren typischerweise in verschiedenen longitudinalen Moden des Resonators.

Im Zuge der Weiterentwicklung der Herstellung von QC-Lasern wurden verschiedene Methoden realisiert, Gitterstrukturen in die das aktive Material umgebenden Schichten einzubringen. Ist die Wechselwirkung des Gitters mit der die Lichtwelle führenden Schicht stark genug, führt dies zur Selektion einer Lasermode und somit zum 'single-mode'-Betrieb: siehe dazu: [GFB<sup>+</sup>97] [FGC<sup>+</sup>97] [GCF<sup>+</sup>98] [HFB<sup>+</sup>99] [SFG<sup>+</sup>00b].

In den Abbildungen 4.8 und 4.9 sind elektronenmikroskopische Aufnahmen der verschiedenen Gitteranordnungen bei DFB-Lasern gezeigt. Im Falle von Abbildung 4.8 wurde das Gitter nach Abschluss des Kristallwachstums lithographisch in die obere 'cladding-layer' geätzt. Dies bewirkt eine periodische Ausdünnung des Deckmaterials. Somit wechselwirkt die sich im Laser fortpflanzende optische Mode an den Positionen der Vertiefungen stärker mit der darauffolgenden metallischen Kontaktierung, was größere Verluste zur Folge hat. Eine geeignete Wahl der Gitterkonstanten bewirkt dann die Unterdrückung aller bis auf eine longitudinale Mode im Laserkristall und damit single-mode Betrieb. Die Herstellung eines solchen Gitters ist vergleichsweise einfach, da die lithographischen Schritte erst nach Beendigung des MBE-Wachstums erfolgen. Die Wellenlänge lässt sich dabei nach wie vor mittels Temperaturänderung und der damit einhergehenden Änderung des Brechungsindex abstimmen.

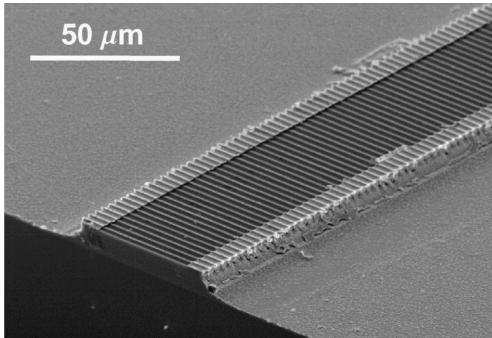


Abbildung 4.8: Elektronenmikroskopische Aufnahme eines DFB-QCL mit Gitter in der oberen Deckschicht (aus [HFB<sup>+</sup>99]). In den Vertiefungen des Gitters ist die Dicke der oberen Deckschicht reduziert und die Laser-Mode wechselwirkt stärker mit der Metall-Oberfläche des Kontakts. Die auf diese Weise verursachten Verluste haben zur Folge, dass nur noch eine longitudinale Mode die Laserschwelle erreicht und andere Moden unterdrückt werden ('complex-coupled-design').

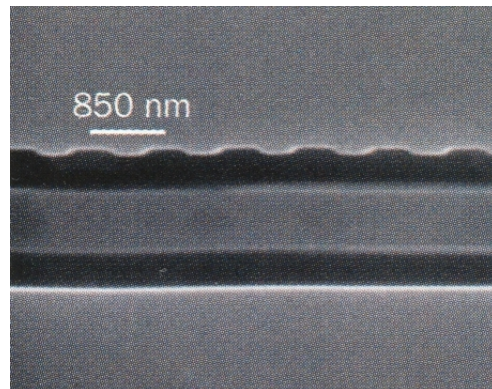


Abbildung 4.9: Elektronenmikroskopische Aufnahme eines DFB-QCL mit im Wellenleiter integriertem Gitter (aus [CGSC99]). Die räumliche Nähe des Gitters zur aktiven Zone erlaubt eine stärkere Beeinflussung des spektralen Profils des Lasers. Die Variation des Brechungsindex in unmittelbarer Nähe des aktiven Mediums erzwingt 'single-mode' Emission ('index-coupled-design').

Abbildung 4.8 zeigt ein in die Wellenleiter-Schicht eingebettetes Gitter. Diese Anordnung hat den Vorteil, dass sich das Gitter in unmittelbarer Nähe zur aktiven Zone befindet und die Kopplung der Lasermode mit dem Gitter entsprechend stark ist. Zur Herstellung einer solchen Konfiguration wird zunächst das Substrat, die aktive Zone und eine wenige 100 nm dicke Wellenleiter-Schicht gewachsen. Dann wird mittels Lithographie das Gitter definiert, bevor der Rest der Wellenleiter- bzw. Deckschicht mittels MBE aufgewachsen wird. Hier wird bereits deutlich, dass die Herstellung eines solchen Gitters durch die notwendige Unterbrechung des Wachstumsprozesses deutlich schwieriger ist. Auch in diesem Fall kann die Emissionswellenlänge über die Betriebstemperatur abgestimmt werden.

## 4.6 Charakterisierung von QC-Lasern

### 4.6.1 Thermische und elektrische Eigenschaften

Insbesondere für die Charakterisierung von gepulst betriebenen Lasern, die sich über die Dauer des Strompulses nur geringfügig aufheizen, haben sich die auf  $T=0$  K extrapolierte Stromdichte  $J_0$  und die für eine gegebene Laserstruktur charakteristische Temperatur  $T_0$  etabliert. Diese Parameter lassen sich empirisch in folgender Form in Beziehung bringen [FCS<sup>+</sup>94a] [FCS<sup>+</sup>95]:

$$J_{th} = J_0 \cdot e^{T_{act}/T_0} \quad (4.2)$$

Diese Gleichung gilt unter der Annahme, dass die Temperatur der aktiven Zone  $T_{act}$  der Temperatur des Lasersubstrats  $T_{sub}$  gleichgesetzt werden kann. Aus einem Fit an gemessene Schwellströme bei verschiedenen Temperaturen lassen sich  $J_0$  und  $T_0$  experimentell bestimmen. Je geringer die Stromdichte  $J_0$  ausfällt, desto eher ist es möglich, die Laserstruktur auch im cw-Modus zu betreiben, da u.a. die thermische Last innerhalb der Laserstruktur sinkt.

$T_0$  beschreibt die Fähigkeit, den Laser auch bei hohen Substrattemperaturen zu betreiben. Je größer  $T_0$ , desto höhere Betriebstemperaturen sind tolerierbar. Im Vergleich mit typischen Interband-Halbleiterlasern zeigen QC-Laser deutlich höhere  $T_0$ -Werte: Eglash und Choi berichten in [EC94] von charakteristischen Temperaturen in InAsSb/AlAsSb Interband-Lasern um 17 K. Demgegenüber liegen typische  $T_0$ -Werte in GaInAs/AlInAs QC-Lasern jenseits von 200 K, vereinzelt auch über 300 K: siehe z.B. [GCF<sup>+</sup>98] [HABF00] [SMJ<sup>+</sup>99] [HFBO99] [BSP<sup>+</sup>00] und [RHBF01].

Um Daten aus gepulstem und cw-Betrieb vergleichen zu können, kann man vereinfachend annehmen, dass der Laser sich durch eine thermische Last  $R_{th}$  beschreiben lässt [FCS<sup>+</sup>95]. Letztlich umfasst dieser Wert  $R_{th}$  dann neben dem Laser selbst auch den durch die Grenzfläche zwischen Laser und Kühlfläche gegebenen thermischen Widerstand. Die Temperatur der aktiven Zone im Laser  $T_{act}$  kann dann abgeschätzt werden zu

$$T_{act} = T_{sub} + R_{th} \cdot U \cdot I \quad (4.3)$$

$$= T_{sub} + R_{th} \cdot U \cdot J \cdot A \quad (4.4)$$

wobei  $U$  die angelegte Spannung bezeichnet und  $I$  den durch den Laser fließenden Strom. Diesen wiederum kann man schreiben als Produkt aus der Stromdichte  $J$  und Fläche der aktiven Zone  $A$ . Formt man nun Gl. 4.2 um in

$$T_{act} = T_0 \cdot \ln \left( \frac{J_{th}}{J_0} \right) \quad (4.5)$$

erhält man mit Gl. 4.4 (geschrieben für die Stromdichte an der Laserschwelle  $J_{th}$ ) erhält man:

$$T_{sub} = T_0 \cdot \ln \left( \frac{J_{th}}{J_0} \right) - R_{th} U A J_{th} \quad (4.6)$$

Durch Messung der Temperaturabhängigkeit des Schwellstroms im Puls-Betrieb und den daraus gewonnenen Werten  $T_0$  und  $J_0$ , der Substrattemperatur  $T_{sub}$  sowie von Strom und Spannung an der Laserschwelle folgt damit der Wert für den thermischen Widerstand des Lasers:

$$R_{th} = \frac{T_0 \cdot \ln\left(\frac{J_{th}}{J_0}\right) - T_{sub}}{U \cdot A \cdot J_{th}} \quad (4.7)$$

Weiterhin folgt die maximale Substrattemperatur  $T_{sub,max}$  für den cw-Betrieb: Wegen des vorhandenen thermischen Widerstandes, den ein Laser besitzt, wird durch die exponentielle Abhängigkeit des Schwellstromes von der Temperatur (Gl. 4.2) direkt  $T_{sub,max}$  definiert. Zur Auffindung differenziert man Gl. 4.6 nach  $J_{th}$  und setzt das so gewonnene Maximum  $J_{th,max}$  wieder in Gl. 4.6 ein und erhält:

$$T_{sub,max} = T_0 \left[ \ln\left(\frac{T_0}{R_{th} J_0 U A}\right) - 1 \right] \quad (4.8)$$

An dieser Stelle wird nun der Einfluss der Größe  $T_0$  besonders deutlich: Eine aus diesem einfachen Modell abgeleitete, möglichst hohe maximale Substrattemperatur für den cw-Betrieb verlangt insbesondere ein großes  $T_0$ , also eine möglichst schwache Abhängigkeit des Laser-Schwellstromes von der Temperatur.  $J_0$  und  $R_{th}$  gehen in diesem Fall nur logarithmisch ein.

Aus der Änderung der Emissionsfrequenz  $\nu$  mit der Substrattemperatur  $T_{sub}$  bzw. dem Laserstrom  $I$  lässt sich nach dem Gesagten nun auf unabhängige Weise nochmals der thermische Widerstand eines Lasers bestimmen und somit die Konsistenz gemessener Daten prüfen [FTC<sup>+</sup>98]. Dazu nimmt man an, dass die Emissionsfrequenz in erster Näherung nur von der Temperatur der aktiven Zone des Lasers bestimmt wird:

$$\nu = \nu(T_{act}) \quad (4.9)$$

Unter Verwendung von Gl. 4.4 kann man dann schreiben:

$$\frac{\partial \nu}{\partial T_{sub}} \Big|_I = \frac{d\nu}{dT_{act}} \left( 1 + R_{th} \frac{\partial U}{\partial T_{sub}} \Big|_I \right) \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial \nu}{\partial I} \Big|_{T_{sub}} = \frac{d\nu}{dT_{act}} R_{th} \left( U + I \frac{\partial U}{\partial I} \Big|_{T_{sub}} \right) \quad (4.11)$$

Vernachlässigt man den zweiten Term auf der rechten Seite von Gl. 4.10, da er typischerweise nur wenig beiträgt, folgt:

$$R_{th} = \frac{\frac{\partial \nu}{\partial I} \Big|_{T_{sub}}}{\frac{\partial \nu}{\partial T_{sub}} \Big|_I \left( U + I \frac{\partial U}{\partial I} \Big|_{T_{sub}} \right)} \quad (4.12)$$

Alle hier noch vorkommenden Kennlinien können vermessen werden, um so den thermischen Widerstand  $R_{th}$  auf unabhängige Weise nochmals zu bestimmen.

### 4.6.2 Betriebsparameter von QC-Lasern in Abhängigkeit von der Zahl der Kaskaden

Das wichtigste Kennzeichen von QC-Lasern ist die Möglichkeit, aus einem injizierten Elektron mehrere Laserphotonen zu erzeugen. Wie schon beschrieben verbleiben die Elektronen beim Durchlaufen der Laserstruktur im Leitungsband des synthetischen Laserkristalls und sind so in mehreren, aufeinanderfolgenden Kaskaden nutzbar. Es ist daher von Interesse, das Verhalten von QC-Lasern bei Variation der Anzahl der Kaskaden zu untersuchen. Eine ausführliche Untersuchung dieser Fragestellung findet sich in [GCT<sup>+</sup>99]. Die gewonnenen Ergebnisse werden im Folgenden kurz zusammengefasst.

- Das Temperatur-Verhalten von QC-Lasern ist in einem weiten Bereich unabhängig von der Zahl der Kaskaden. Allerdings sollte der Bereich nicht-konstanten  $T_0$  (siehe Gl. 4.2) gemieden werden. Damit kommen Laser mit einer Zahl von  $N > 20$  Stufen in Betracht.
- Die zum Betrieb eines QC-Lasers notwendige Bias-Spannung ist zunächst proportional zur Zahl der Stufen  $N$ : Für das in [GCT<sup>+</sup>99] gewählte Laserdesign gilt z.B.:

$$V_{on} = \frac{(E_{Photon} + E_{Phonon})}{e_0} \cdot N + V_{off} + \frac{\partial V}{\partial J}(N) \cdot J_{th}(N) \quad (4.13)$$

Dabei bezeichnet  $V_{on}$  die zum Erreichen der Laserschwelle notwendige Spannung.  $E_{Photon}$  und  $E_{Phonon}$  bezeichnen die Energien des ausgesandten Laserphotons und des zur Entleerung des unteren Laserniveaus notwendigen longitudinalen, optischen Phonons (siehe auch Abbildung 4.4), sowie  $e_0$  die Elementarladung.  $N$  schließlich steht für die Zahl der Kaskaden und  $V_{off}$  für den Spannungsabfall, der durch parasitäre Effekte über den Kontakten des Lasers entsteht. Der letzte Term beschreibt den Anteil der Bias-Spannung, der benötigt wird, um den zur Überwindung der Verluste notwendigen Strom fließen zu lassen. Sobald die Spannung  $V_{on}$  erreicht ist, wird die Laserstruktur leitfähig mit einem verbleibenden Widerstand von etwa  $1 \Omega$ .

Als Ergebnis der Untersuchung von Lasern mit unterschiedlichem  $N$  ergibt sich das folgende Bild: Die geringste Bias-Spannung erreicht ein Laser mit  $N \approx 3$  Stufen, denn Gl. 4.13 muss ein Minimum besitzen:  $V_{on}$  steigt einerseits mit  $N$  an wird aber auch für kleine  $N$  (i.e.  $N < 3$ ) groß, da in diesem Grenzfall die Stromdichte zum Erreichen der Laserschwelle stark ansteigt. Dies ist bedingt durch den relativ großen seriellen Ohmschen Widerstand eines Lasers mit kleinem  $N$ .

- Man kann zeigen, dass für die externe, differentielle Quanteneffizienz  $\eta_D(N)$  eines QCL gilt:

$$\eta_D(N) = \frac{e_0}{E_{Photon}} \frac{\partial P}{\partial I}(N) \quad (4.14)$$

mit

$$\frac{\partial P}{\partial I}(N) = \frac{1}{2} \frac{E_{\text{Photon}}}{e_0} \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_w} \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}}\right) \cdot N \quad (4.15)$$

Gl. 4.15 bezeichnet dabei die sog. 'slope-efficiency', die angibt, wie stark sich die optische Ausgangsleistung mit der bereitgestellten Stromstärke ändert. Weiterhin bezeichnet:

$\alpha_m$	Verluste an Laserfacetten
$\alpha_w$	Verluste im Wellenleiter
$\tau_2$	mittlere Zeit für die Emission des optischen Phonons zur Entleerung des unteren Laserniveaus
$\tau_{32}$	mittlere Lebensdauer des oberen Laserniveaus

Hiermit ergibt sich direkt, dass eine möglichst hohe Effizienz, d.h. Zahl an ausgesandten Laserphotonen pro injiziertem Elektron, erreicht wird, wenn  $N$  möglichst groß wird. Für das in der Studie [GCT<sup>+</sup>99] gewählte Laserdesign ergab sich ein  $\eta_D(N) > 1$  für  $N > 12$ . Es konnte weiterhin eine maximale Umsetzung von elektrischer in optische Energie im cw-Modus ('wall-plug-efficiency') von 7% demonstriert werden für Laser mit  $20 < N < 30$ .

Steven Slivken et al. berichten in [SHER02] von QC-Lasern mit sehr niedriger Schwellstromdichte von  $1.4 \text{ kA/cm}^2$ . Diese Laser mit  $N=75$  erzeugen 32 Photonen pro injiziertem Elektron und wandeln etwa 9% der elektrischen Leistung in Laserstrahlung um. Weiterhin ergab sich eine 'slope-efficiency' von beachtlichen  $2.2 \text{ W/A}$ .

- Als weiterer wichtiger Punkt wurde die Leistungsaufnahme und -abgabe untersucht. Dabei zeigte sich, dass ein Laser mit  $N \approx 22$  die kleinste thermische Leistung ( $P_{th}(N)$  an der Laserschwelle ('threshold')) dissipiert. Dabei konkurriert die zu großen  $N$  stetig fallende Stromdichte zur Erreichung der Laserschwelle mit der zu großen  $N$  stetig ansteigenden Spannung. Unter Benutzung von Gl. 4.13 kann man zeigen, dass gilt:

$$\begin{aligned} P_{th}(N) &= V_{th}(N) \cdot J_{th}(N) \\ &= \frac{(E_{\text{Photon}} + E_{\text{Phonon}})}{e_0} \cdot N \cdot J_{th}(N) \\ &\quad + V_{off} \cdot J_{th}(N) + \frac{\partial V}{\partial J}(N) \cdot J_{th}(N)^2 \end{aligned} \quad (4.16)$$

Im Bereich zwischen  $10 < N < 40$  ändert sich der Wert für die dissipierte Leistung nur um etwa 10%, da Gl. 4.16 ein relativ breites Minimum besitzt. Der in der Studie ermittelte Idealwert von  $N=22$  für die geringste dissipierte Leistung würde sich unter Vernachlässigung von jeglichem parasitären Spannungsabfall ( $V_{off} = 0$ ) auf  $N=18$  verringern.



# Kapitel 5

*Your instrument works very good...*

Der französische IR-Heterodyn-Kollege Daniel Courtois,  
TDLS-Konferenz (Zermatt 2001)

## Labormessungen zur Charakterisierung von THIS

In diesem Kapitel werden Labormessungen vorgestellt, welche die Nachweisempfindlichkeit von THIS unter Verwendung der im Rahmen dieser Arbeit erstmals als LO eingesetzten QC-Laser charakterisieren. Die wichtigsten untersuchten Aspekte waren die Linienbreite der Laser, das Verhalten unter optischer Rückkopplung, die Frequenzstabilität bei Integrationszeiten von mehreren Stunden und die Empfindlichkeit des Gesamtsystems. Weiterhin ist ein Vergleich mit idealen und realen Heterodysystemen sowie den Gitterspektrographen TEXES und EXES durchgeführt worden.

### 5.1 Direkte Messung der Linienbreite eines QC-Lasers

Neben der Frequenzstabilität ist die Linienbreite des LOs die Kenngröße, die das maximal erreichbare Auflösungsvermögen des Gesamtsystems entscheidend beeinflusst: Frequenzintervalle, die schmaler als die LO-Linienbreite sind, können nicht aufgelöst werden. Bereits die früher verwendeten Bleisalz-Diodenlaser wurden intensiv im Hinblick auf ihre Linienbreiten untersucht. Schmüling konnte in [Sch97] bzw. [SKH<sup>+</sup>98] nachweisen, dass die Linienbreite solcher Diodenlaser auf kurzen Zeitskalen offenbar unterhalb des Auflösungsvermögens des verwendeten AOS von etwa 1 MHz liegt. Geeignete Methoden zur Frequenzstabilisierung (siehe dazu [Wir00]) erlaubten dann Messungen von einigen Stunden Dauer mit einer Frequenzunsicherheit innerhalb 5 MHz, was für die meisten Beobachtungseinsätze völlig ausreicht [Son02].

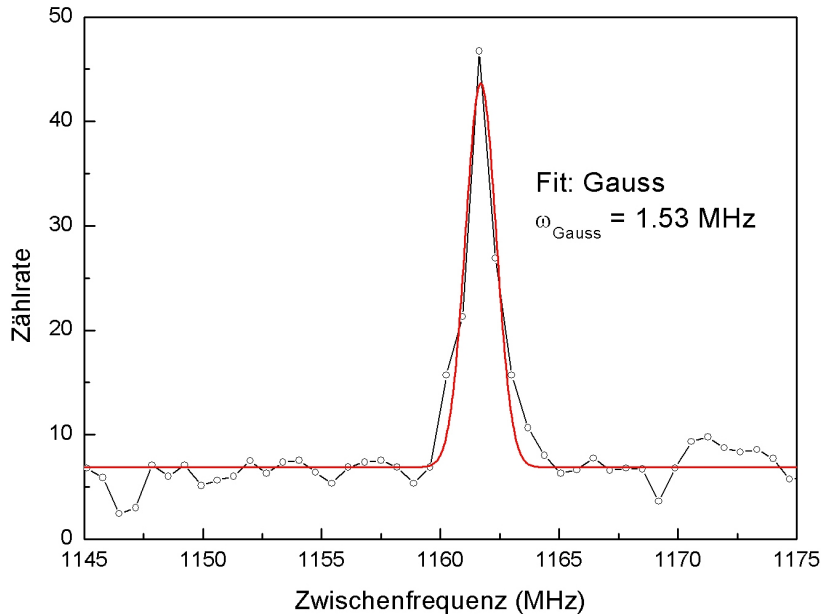


Abbildung 5.1: Direkte Bestimmung der Linienbreite eines QC-Lasers. Bereits in [Sch97] konnte gezeigt werden, dass die Linienbreite eines TDL unterhalb von 1 MHz liegt. In diesem Plot ist das 'Beat'-Signal eines TDL und eines QCL (mit optischer Rückkopplung von einem Gitter) gezeigt. Der ebenfalls eingezeichnete Gauß-Fit an die gemessenen Daten liefert eine Linienbreite von 1.53 MHz, was der Fluktuationsbandbreite des verwendeten AOS entspricht die letztlich die maximale Auflösung definiert.

Eine direkte Bestimmung der Linienbreite eines Lasers im mittleren Infrarot verlangt eine extrem hohe Frequenzauflösung: Die oben erwähnten 1 MHz entsprechen bei  $10\ \mu\text{m}$  Wellenlänge beispielsweise einem Auflösungsvermögen von  $R = 3 \cdot 10^7$ . Das kann durch herkömmliche Techniken wie z.B. Gittermonochromatoren oder Fourier-Transform-Spektrometern nicht erreicht werden. Daher wurde zur direkten Vermessung der Linienbreite eines QC-Lasers im Rahmen dieser Arbeit auf die bekannten Ergebnisse der genannten Untersuchungen zu Bleisalzlaser zurückgegriffen: Eine Obergrenze für die Linienbreite des QCL wurde durch direkten Vergleich mit einem TDL bestimmt, siehe Abbildung 5.1.

Dazu wurde THIS mit einem frequenzstabilisierten TDL als LO betrieben. Als Quelle wurde der QCL eingestrahlt. Weiterhin war es notwendig, die Frequenzen beider Laser innerhalb der Nachweisbandbreite anzunähern, so dass der monomode QCL einen scharfen Peak im Zwischenfrequenzband erzeugt. Aufgrund der großen Strahlungsintensität des Lasers innerhalb eines sehr schmalen Frequenzbandes ergibt sich eine enorm hohe äquivalente Planck-Temperatur und damit ein sehr gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis innerhalb kurzer Integrationszeiten.

Zur Auswertung wurde ein Gauß-Profil an die Laserlinie angepasst. Die Halbwertsbreite des Fits lieferte die Fluktuationsbandbreite des AOS, also letztlich die maximal erreichbare Auflösung des Gesamtsystems von etwa 1.53 MHz. Damit ergibt sich schließlich, dass auch die Linienbreite des QCL unterhalb von 1.5 MHz liegen muss und dass diese Art Halbleiterlaser prinzipiell als LO geeignet ist. Zur Überprüfung des Verhaltens der Linienbreite auf für Beobachtungen relevanten Zeitskalen von einigen Stunden wurden die im folgenden Abschnitt dargestellten Messungen von Absorptionslinien eines Referenzgases benutzt.

### 5.1.1 QCL und optische Rückkopplung

Wie in [Wir00] und [Son02] beschrieben eignet sich optische Rückkopplung sehr gut dazu, Bleisalz-Diodenlaser in ihrer Frequenz zu stabilisieren. Weiterhin ist vielfach gezeigt worden, dass optische Rückkopplung eine deutliche Verringerung der Linienbreite des Lasers zur Folge hat (siehe z.B. [DHD87]) und dass dem Laser eine Emissionsfrequenz durch Beeinflussung mit einem externen Resonator aufgezwungen werden kann.

Insbesondere Letzteres ist beim Einsatz von QC-Lasern von größtem Interesse. Wie schon in Kapitel 4 beschrieben lässt sich die Emissionsfrequenz von QC-Lasern mittels der Betriebsparameter Laserstrom und Temperatur bestenfalls innerhalb einiger Wellenzahlen verändern. Die Idee ist nun, durch den Einsatz von optischer Rückkopplung diesen Bereich deutlich zu erweitern.

Die ersten Untersuchungen in diese Richtung setzten zunächst bei Multimode-Lasern an. In Abbildung 5.2 ist das Spektrum eines QC-Lasers zu sehen, der bereits bei niedrigen Betriebsströmen (ab etwa 450 mA) und Temperaturen um 85 K ein breites Multimode-Spektrum zeigt. Das Spektrum wurde mit einem Gitterspektrographen aufgenommen, der eine Auflösung von unter 1 GHz erreicht. Man sieht, dass der Laser durchaus über viele Wellenzahlen emittieren kann. Allerdings ist ein Laser, der mehrere Frequenzen gleichzeitig emittiert, in dieser Form als LO ungeeignet. Daher wurde der in Abbildung 5.3 dargestellte Strahlengang aufgebaut: Ein Blaze-Gitter erzeugte dabei in einer Littrow-Anordnung optische Rückkopplung auf den QC-Laser. Die Verwendung des Gitters im Blaze-Winkel (etwa  $30^\circ$ ) bewirkt dabei eine optimale Rückkopplung der ersten Beugungsordnung und einen minimierten Verlust von Leistung in der am Gitter reflektierten 0. Beugungsordnung. In dieser Anordnung bewirkt eine Drehung des Gitters die Änderung der resonanten Wellenlänge im von Laser und Gitter aufgespannten Resonator. Die Strahlung wurde mittels eines keilförmigen BaF<sub>2</sub>-Fensters ausgekoppelt, durch den Gitterspektrographen geführt und schließlich am Detektor nachgewiesen. Zur Fokussierung des aus dem Laser austretenden, extrem divergenten Strahls ist zusätzlich eine Linse bzw. ein kurzbrennweitiger Off-Axis-Parabolspiegel notwendig.

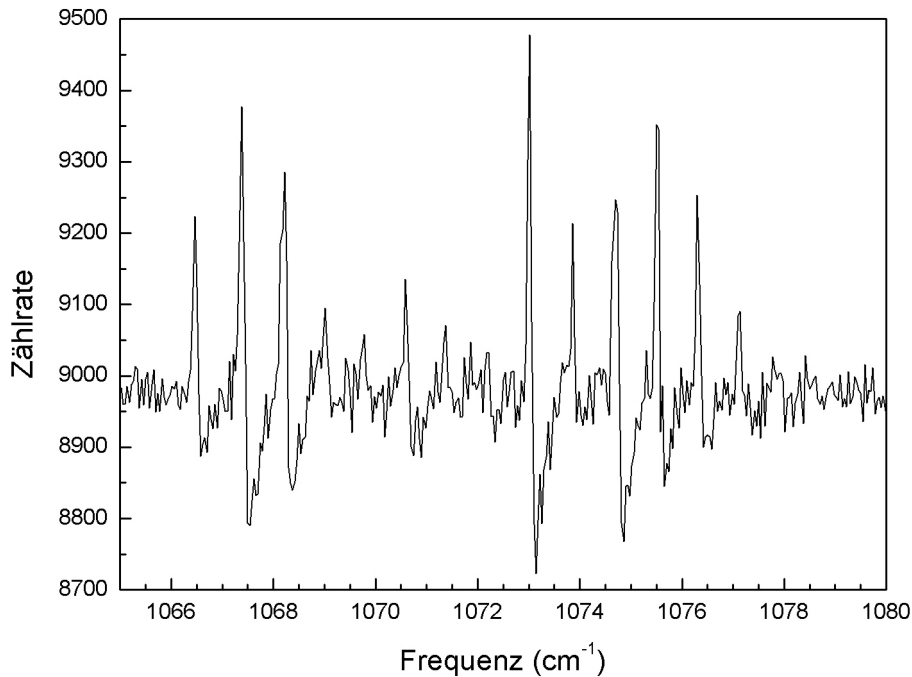


Abbildung 5.2: QC-Laser ohne Rückkopplung. Bei hohen Betriebsströmen beginnt der Laser auf vielen Frequenzen gleichzeitig zu arbeiten. In diesem Fall ist er als LO für ein Heterodynsystem unbrauchbar.

Die Weglänge zwischen Laserfacette und Gitter bestimmt zunächst den Modenabstand in einem so aufgebauten Resonator. In unserem Fall betrug diese Weglänge etwa  $l = 15 \text{ cm}$ , so dass nach  $\Delta\nu = c/(2 \cdot l)$  ein Modenabstand von etwa 1 GHz resultiert. Das zusätzlich eingebrachte Etalon erlaubt nun die Selektion einer dieser Moden mit dem Resultat, dass der freie Spektralbereich des Resonators insgesamt vergrößert wird. Für die Beeinflussung der Laserwellenlänge ist dieses Vorgehen natürlich von Vorteil, da die so gewählte Mode einen Großteil des zur Verfügung stehenden Lasergains aufbraucht und das Anschwingen weiterer Moden stark unterdrückt wird.

Das Ergebnis einer Messung mit einem Laser ohne DFB-Struktur ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Bis auf eine können alle im typischen Multimode-Spektrum auftretenden Emissionsfrequenzen des Lasers unterdrückt werden. Der Laser wird somit in den single-mode Betrieb gezwungen. Es war zudem möglich, durch Drehung des Gitters zwischen den verschiedenen Moden (siehe Abbildung 5.2) zu wechseln und jeweils stabilen Laserbetrieb zu ermöglichen.

Die Bereiche zwischen den durch den Laserresonator vorgegebenen Moden konnten auf diese Weise allerdings nicht erreicht werden. Hierfür gibt es mehrere Gründe: Zunächst ist es möglich, dass trotz des demonstrierten

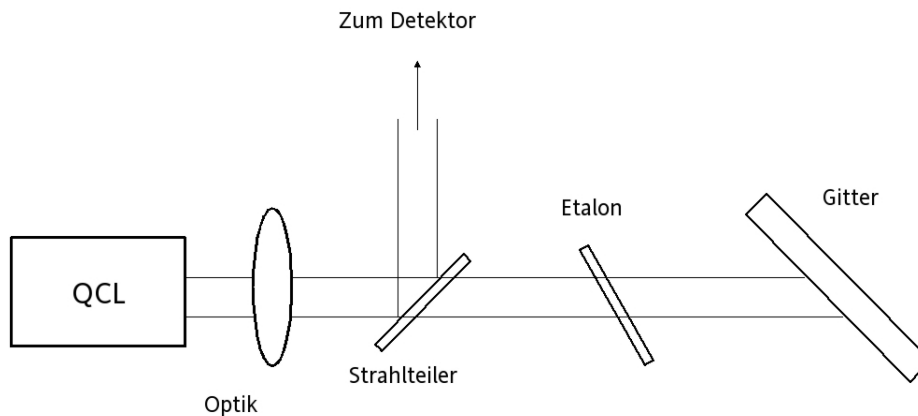


Abbildung 5.3: QC-Laser mit externem Gitter in einer Littrow-Anordnung.

Einfluss der Rückkopplung die Güte der Justierung des Gitters noch nicht ausreichte, um den Laser stark genug zu beeinflussen, um auch Frequenzen abseits der Moden des Laserkristalls zu erreichen. Außerdem spielt die Güte des Laserresonators selbst eine entscheidende Rolle: Mittlerweile ist es durch einen verbesserten Herstellungsprozess möglich geworden, Laser mit einer Antireflex-Beschichtung auf einer Facette zu versehen. Derart geschwächte Laser sollten überhaupt erst unter dem Einfluß eines externen Gitters zu schwingen beginnen und sich dann wesentlich einfacher durch Rückkopplung beeinflussen lassen und ggf. auch Emissionsfrequenzen zwischen den durch die Beschaffenheit des Laserkristalls vorgegebenen Moden zulassen.

Generell gibt es neben der Entspiegelung einer Laserfacette die Möglichkeit, durch Veränderung der Betriebstemperatur des Lasers das gesamte Emissionsspektrum zu verschieben. Die relative Änderung der Emissionsfrequenz eines typischen QC-Lasers beträgt etwa  $6 \cdot 10^{-5} / \text{K}$ . Für den Laser, dessen Spektrum in Abbildung 5.2 dargestellt ist (freier Spektralbereich zwischen zwei longitudinalen Moden etwa  $1 \text{ cm}^{-1}$ ), reicht somit eine Temperaturänderung von 16 K aus, um alle Frequenzen zwischen zwei longitudinalen Moden des Laserkristalls zu erreichen. Zusammen mit dem externen Gitter sollten sich dann sämtliche Frequenzen, die innerhalb des Verstärkungsprofils des Lasers liegen, auswählen lassen. Für den Einsatz eines QCL in einem Aufbau mit externem Resonator sollte also nach Möglichkeit ein Laser ohne DFB-Struktur verwendet werden. Zusätzlich wäre die vollständige Verspiegelung der hinteren Laserfacette und die Entspiegelung der vorderen Facette wünschenswert.

Damit ist der erste Schritt für die Verwendung auch von multimode QC-Lasern als LO getan. In der Zukunft muss nun der Littrow-Gitteraufbau in den Empfänger implementiert werden. Bereits ein single-mode (DFB-) QC-Laser hat aufgrund seines mehrere Millimeter langen Resonators eine hinreichend

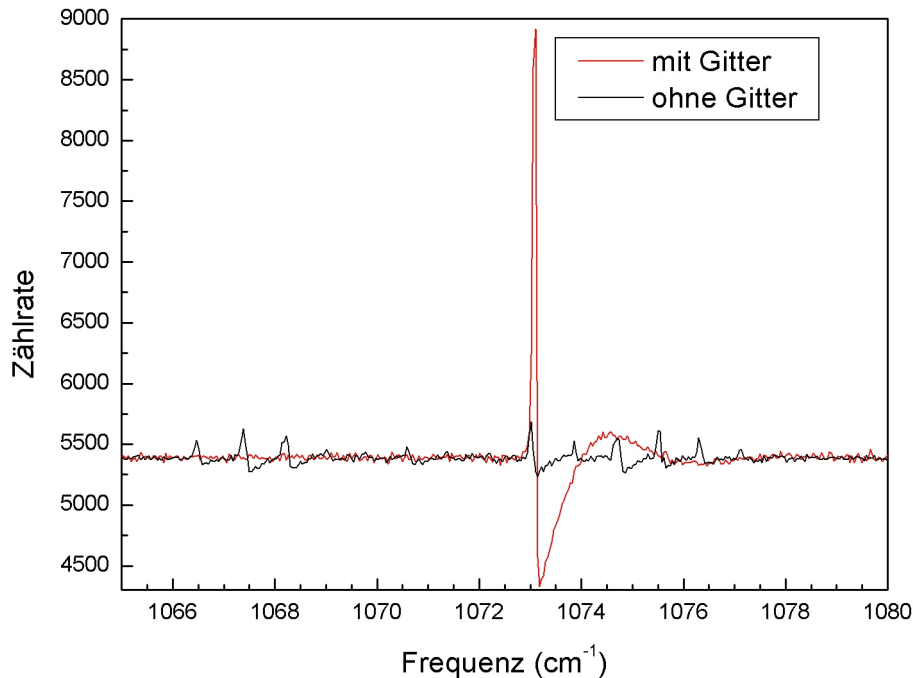


Abbildung 5.4: QC-Laser unter Rückkopplung von einem externen Gitter. Alle bis auf eine Emissionsfrequenz können unterdrückt werden und so den Laser als nutzbaren LO bereitstellen. Weiterhin sollte sich mit dieser Methode die Stabilisierung der Emissionsfrequenz erreichen lassen, analog zu dem in [Wir00] beschriebenen Vorgehen bei Bleisalz-Diodenlasern. Die 'Überschwinger' an der jeweils rechten Seite der Emissionspeaks sind durch den Messaufbau erzeugte Artefakte.

kleine Linienbreite, um als LO einsetzbar zu sein. Ein multimode Laser ohne DFB-Gitter erreicht aufgrund des langen ( $>10$  cm) externen Resonators, der durch Laserfacette und Gitter aufgespannt wird, ebenso eine hinreichend kleine Linienbreite. Zur Auswahl und Stabilisierung der Laserfrequenz und damit der Verwendbarkeit eines solchen Lasers als LO muss dazu eine geeignete Rückkopplungsschleife zur Regelung des Gitter-Drehwinkels aufgebaut werden. Zusätzlich ist die Kontrolle und Regelung des Laserstroms und der Betriebstemperatur notwendig.

## 5.2 Die Frequenzstabilität des Gesamtsystems

Nachdem die prinzipielle Eignung von QC-Lasern als LO aufgrund ihrer Linienbreite festgestellt worden war, musste im Folgenden die Frequenzstabilität des LO über die Zeitspanne einer typischen Beobachtung, also einiger Stunden, untersucht werden. Dazu wurde die Stabilisierung der LO-Frequenz durch Regelung des Laserstroms durchgeführt.

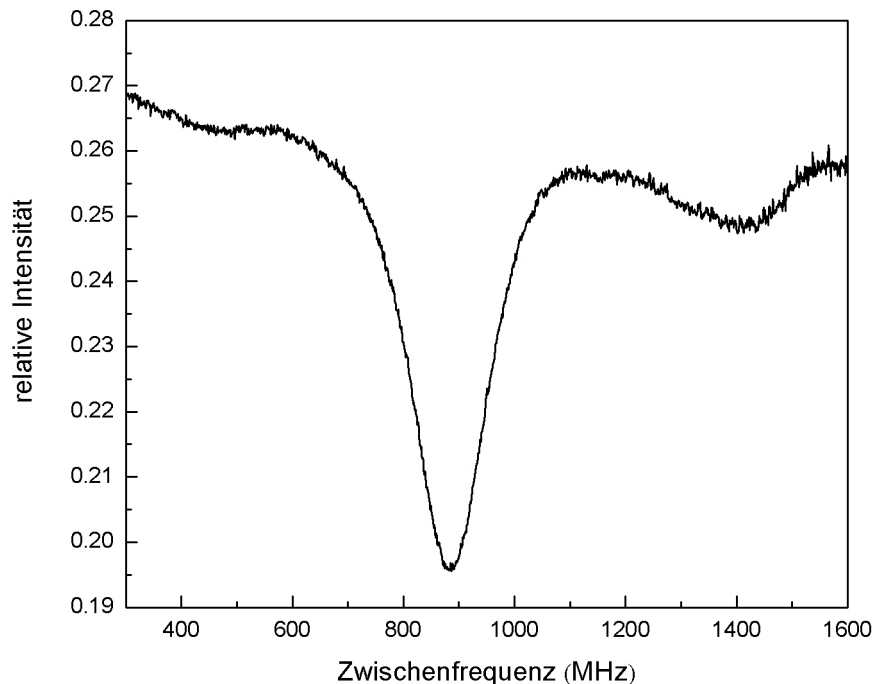


Abbildung 5.5: Methanol Absorptionslinie bei  $1038.17056\text{ cm}^{-1}$  nach einer Integrationszeit von 12500 Sekunden. Dargestellt ist die relative Intensität der Hintergrundquelle in Einheiten des Kalibrationsstrahlers gegen die Zwischenfrequenz in MHz. Die starke Absorptionslinie bei 880 MHz ZF ist der Übergang von  $(J=2, K=2^{+/-}, \text{Vibrations-Grundzustand})$  nach  $(J=3, K=2, \text{CO-Streckschwingung } (\nu_8))$

Wie schon im Abschnitt 3.2.3 erläutert erzeugt die Längenmodulation des Diplexers auch eine Modulation der Stärke des vom Detektor erzeugten Photostroms. Dieses Signal kann daher dazu genutzt werden, die Laserfrequenz so zu korrigieren, dass immer maximales Lasersignal durch den Diplexer transmittiert wird. Zur Steuerung der Laserfrequenz bietet sich der Laserstrom als Parameter an, da QC-Laser ihre Emissionsfrequenz mit der angelegten Stromstärke ändern. Es wäre ebenso möglich die Temperatur des Laser-Kühlfingers im Dewar mittels einer Heizung zu verändern<sup>1</sup>, um damit die Emissionsfrequenz anzupassen. Dies ist allerdings nicht praktikabel, da die thermische Trägheit nur sehr langsame Anpassungen zulassen würde.

Zur Untersuchung der Langzeit-Frequenzstabilität wurden Absorptionslinien von Methanol und Ammoniak spektroskopiert. Die Gase wurden bei Drücken zwischen 2 und 5 mbar in eine Referenzgaszelle gefüllt und die

<sup>1</sup>Es ist hier anzumerken, dass letztlich die Temperatur der Betriebsparameter ist, der die größten Änderungen in der Emissionsfrequenz erlaubt. Auch eine Veränderung im Laserstrom bewirkt zum großen Teil eine Frequenzänderung durch thermische Effekte. Auf der für die Stabilisierung wichtigen Zeitskala von zehntel Sekunden sind schnellere Prozesse, wie z.B. die Änderung des Brechungsindex in der aktiven Zone des Lasers von größerer Bedeutung.

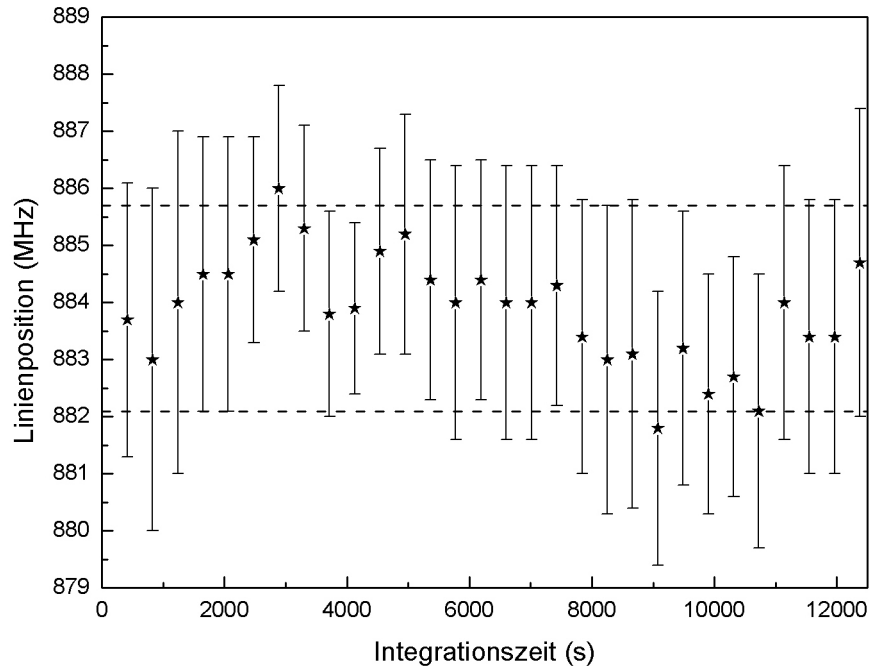


Abbildung 5.6: Frequenzposition der Methanol-Absorptionslinie nach jeweils 400 Sekunden Integrationszeit. Zur Auswertung wurde ein Gauß'sches Linienprofil angepasst und so die Linienmitte bestimmt. Eingezeichnet sind weiterhin die Fehlerbalken ( $3\sigma$ ), die sich aus dem Fit ergeben: danach hat sich die Frequenz des LO innerhalb der Messzeit nur innerhalb von 4 MHz bewegt. Als horizontale Linien sind zusätzlich die  $3\sigma$ -Fehlerbalken eines Fits an die aufsummierten Daten angegeben.

Absorption gegen einen Wärmestrahler beobachtet<sup>2</sup>. Die für mehrere Stunden integrierten Spektren wurden dann in Blöcke von 400 s zerlegt und jeweils die Linienposition sowie die Linienbreite durch einen Fit bestimmt. In Abbildung 5.5 ist eine Methanol-Absorptionslinie nach etwa 12500 Sekunden Integrationszeit gezeigt.

Abbildung 5.6 stellt die durch den Fit erhaltenen Linienpositionen inklusive Fehlerbalken ( $3\sigma$ ) über der Integrationszeit dar. Wie man aus dem Plot entnehmen kann, variierte die LO-Frequenz während der Messzeit um  $4\pm 2$  MHz. Diese Unsicherheit kann als Bestätigung für hinreichende Frequenzstabilität angesehen werden. In Abbildung 5.7 sind zudem die aus den erwähnten Fits gewonnenen Linienbreiten dargestellt. Im Rahmen der  $3\sigma$ -Fehler ist die Linienbreite konstant. Zur Orientierung sind in beiden Abbildungen die  $3\sigma$ -Fehlerbalken der Fits an die aufsummierten Daten als horizontale Linien eingezeichnet.

<sup>2</sup>Als Infrarotquelle diente bei allen Messungen ein Labor-LötKolben.



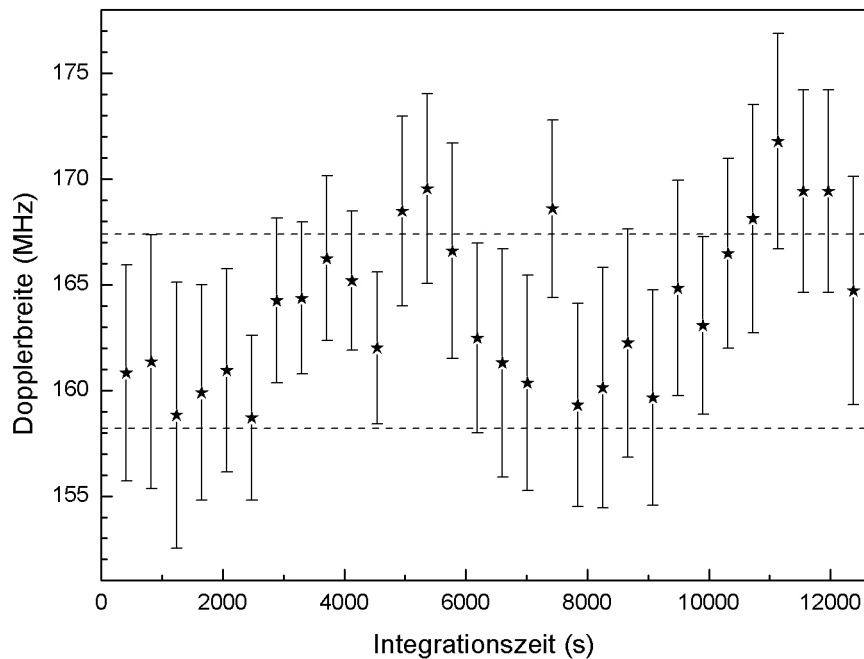


Abbildung 5.7: Dopplerbreite der Methanolabsorptionslinie nach jeweils 400 Sekunden Integrationszeit. Zur Auswertung wurde ein Gauß'sches Linienprofil angepasst und so die Halbwertsbreite bestimmt. Eingezeichnet sind weiterhin die Fehlerbalken ( $3\sigma$ ), die sich aus dem Fit ergeben: Im Rahmen der Messfehler ist die Linienbreite konstant. Als horizontale Linien sind zusätzlich die  $3\sigma$ -Fehlerbalken eines Fits an die aufsummierten Daten angegeben.

In weiteren Messungen wurde zudem festgestellt, dass die enorme Wärmedissipation der QC-Laser zusammen mit der ebenfalls eingesetzten Widerstandsheizung des Kühlfingers einen negativen Einfluss auf das Verhalten von Detektor und HEMT-Verstärker haben: Die erreichbare Systemtemperatur stieg z.T. deutlich an und betrug etwa 5000 statt 3500 K gemittelt über das Zwischenfrequenzband. Zur Lösung dieses Problems wird momentan ein separates Dewar für Detektor und HEMT-Verstärker aufgebaut. Diese Konfiguration mit Laser und Detektor in getrennten Dewars macht zudem die Justierung des Strahlengangs einfacher.

### 5.3 Allan-Varianz-Messungen

Bereits in [Wir00] und [Son02] wurde der verwendete Messmodus theoretisch untersucht. Dabei wurde u.a. eine Optimierung der verfügbaren Messzeit berechnet: für gegebene Quellentemperaturen und einen vorgegebenen Anteil an Totzeit an der Gesamtmesszeit lässt sich die zu Erzeugung des kleinsten RMS-Rauschens (für Random Mean Squared) notwendige Aufteilung der Messzeit

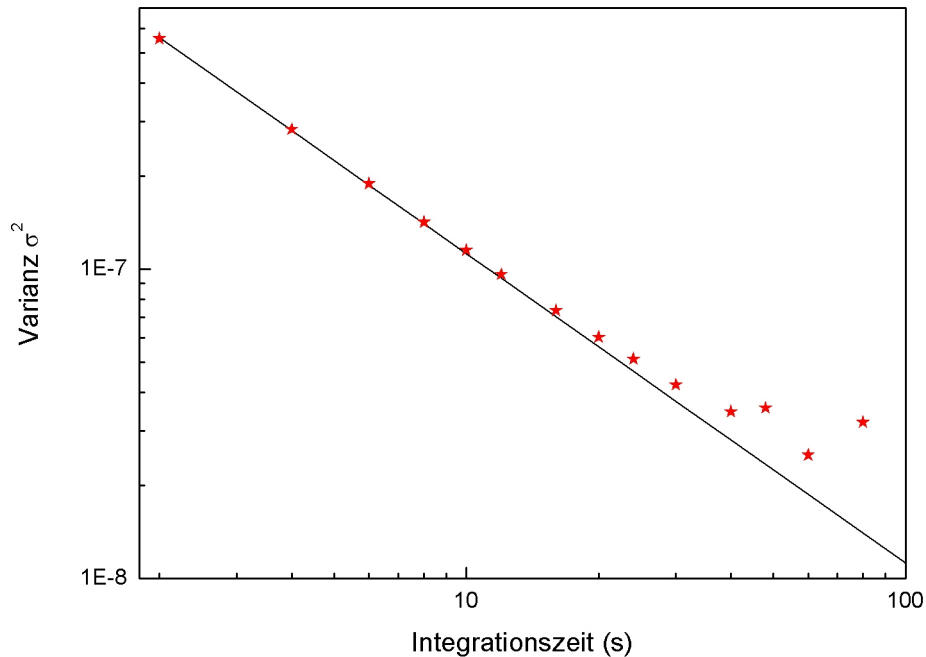


Abbildung 5.8: Messung der Systemstabilität mittels einer Allan-Varianz-Analyse. Die durchgezogene schwarze Linie kennzeichnet rein radiometrisches Verhalten des Systems, während die Punkte mit THIS gewonnene Daten darstellen: Bis zu einer Gesamtintegrationszeit von etwa 20 s pro Messzyklus (S,R,H,C) verhält sich das System entsprechend dem theoretischen Bestfall.

mittels Gauß'scher-Fehlerfortpflanzung bestimmen. Allerdings liefert diese Methode nur relative Werte. Zur Gewinnung einer absoluten Zeitskala ist es daher notwendig, die Stabilität des Gesamtsystems mittels Allan-Varianz-Messungen zu untersuchen [SK01]. Dazu wird nach einer Integrationszeit von einigen 10 ms auf einer beliebigen Position jeweils ein Spektrum abgespeichert. Anschließend wird für jeden Punkt des Spektrums der Verlauf der Varianz über der Zeit berechnet und in doppel-logarithmischer Auftragung dargestellt. Solange das System rein radiometrisch funktioniert, ergibt sich eine Gerade mit einer Steigung von -1. Treten thermische Driften oder andere Ursachen für zusätzliche Rauschbeiträge auf, weicht das Verhalten zunehmend vom linearen Verlauf ab.

In Abbildung 5.8 ist eine solche Messung mit THIS dargestellt. Die durchgezogene Linie entspricht dem bestmöglichen Fall: das System funktioniert rein radiometrisch. Die Messpunkte liegen bis zu einer Gesamtintegrationszeit von etwa 20 s pro Messzyklus (je eine Messung von Signalquelle, Referenz, Hot-Load und Cold-Load) auf der theoretisch zu erwartenden Kurve. Erst dann weicht das Verhalten ab, d.h. thermische oder elektrische Driften im System erzeugen zusätzliche Fluktuationen. Somit muss zur Erreichung eines optimalen Signal-zu-Rausch Verhältnisses ein kompletter Messzyklus

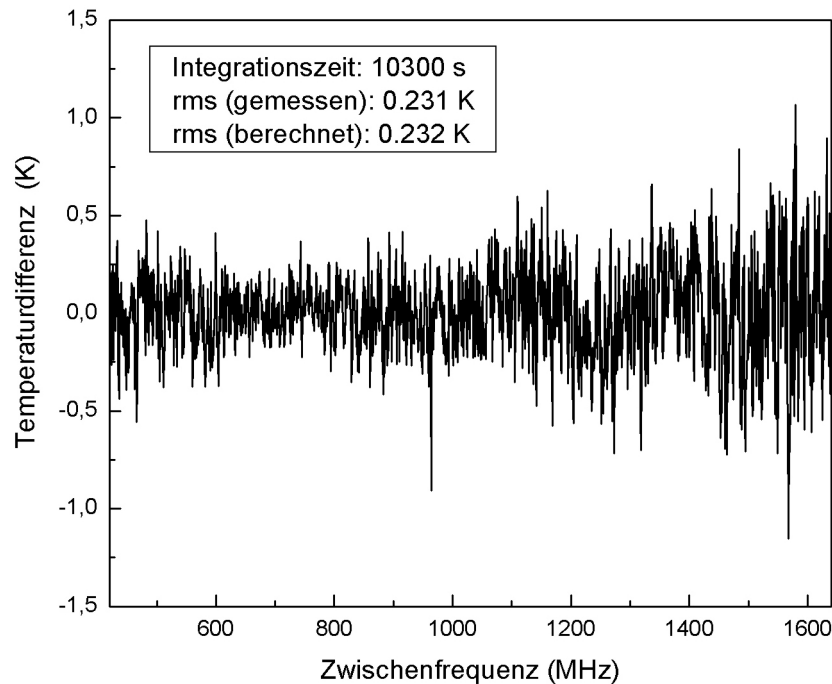


Abbildung 5.9: 'Baseline' des Instruments nach einer Integrationszeit von 10300 Sekunden. Signal- und Referenzposition sind gleich (Raumtemperaturabsorber), daher ergibt sich eine Baseline um den Wert Null. Berechnetes und aus den Daten bestimmtes RMS stimmen überein<sup>4</sup>. In der Abbildung ist deutlich das erhöhte Rauschen bei Zwischenfrequenzen oberhalb vom 1 GHz zu erkennen. Dies ist die direkte Manifestation der höheren Rauschtemperatur in diesem Bereich (siehe Abbildung 5.10).

innerhalb der genannten Zeit abgeschlossen sein. Eine weitere Bestätigung der Ergebnisse der Allan-Varianz-Messungen wurde auf folgende Weise gewonnen: Sowohl die Signal- als auch die Referenzposition wurden auf den Raumtemperaturabsorber gelegt. Als Spektrum ergibt sich dann eine 'Baseline' um den Wert Null (siehe Abbildung 5.9).

Aus den Daten wurde nun die Standardabweichung vom Mittelwert bestimmt und mit einem theoretisch berechneten Wert verglichen. Zur Berechnung wurden die Ergebnisse der in [Son02] dargestellten Fehleranalyse des verwendeten Messzyklus verwendet. In die Berechnung gehen die Quellentemperaturen, die mittlere Systemtemperatur, das Verhältnis von Tot- zur Messzeit und die Fluktuationsbandbreite der AOS-Kanäle ein. Für die oben gezeigte Messung unterscheiden sich der aus den Daten gewonnene Wert und der berechnete Wert nicht (0.231 K zu 0.232 K). Dieses Ergebnis ist eine weitere Bestätigung für das radiometrische Verhalten des Instruments, auch über Integrationszeiten von mehreren Stunden.

## 5.4 Die Systemempfindlichkeit

Bereits in Kapitel 2 wurde vorgestellt, wie sich die Gesamtempfindlichkeit eines Empfangssystems durch die sogenannte Y-Faktor-Methode bestimmen lässt (siehe Gln. 2.17 und 2.18). Abbildung 5.10 zeigt gemessene Systemtemperaturen von THIS: in Schwarz dargestellt ist der Y-Faktor und in Rot die sich daraus ergebende Systemtemperatur in Kelvin für die Beobachtungswellenlänge von etwa  $9.63 \mu\text{m}$ . Ein Vergleich der Abbildungen 2.2 und 5.10 ergibt, dass THIS (zumindest im Bereich guter Detektor-Empfindlichkeit zwischen 300 und etwa 1200 MHz Zwischenfrequenz) zur Zeit nur um einen Faktor 3 vom theoretischen Bestwert entfernt liegt. Anders ausgedrückt kann man auch sagen, dass 1 von 3 einfallenden Signalphotonen nachgewiesen wird.

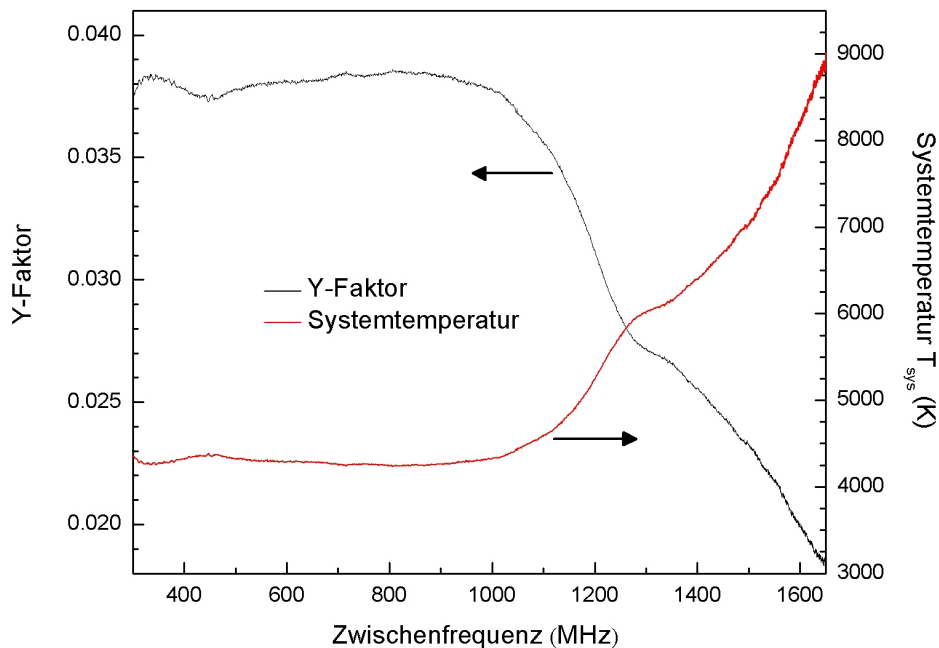


Abbildung 5.10: Gemessene Nachweisempfindlichkeit von THIS: in Schwarz dargestellt ist der Y-Faktor und in Rot die sich daraus ergebende Systemtemperatur in Kelvin für die Beobachtungswellenlänge von etwa  $9.63 \mu\text{m}$ . Verwendet wurde ein Schwarzkörperstrahler mit  $T_H=673 \text{ K}$ .

Die Gründe für nicht 100%igen Nachweis liegen zum einen in der Quanteneffizienz  $\eta_q < 1$  des Detektors. Der zur Zeit verwendete HgCdTe-Mischer kann bei kleinen Zwischenfrequenzen von einigen 100 MHz ca. 80 % aller einfallenden Photonen nachweisen. Dazu kommen Verluste  $\eta_{\text{mix}}$  durch die nie ganz perfekte Überlagerung von Signalstrahl und LO. Zusammengekommen ergibt sich die Heterodyneffizienz dann zu  $\eta_{\text{het}} = \eta_q \cdot \eta_{\text{mix}}$  (siehe auch Kapitel 2.1).

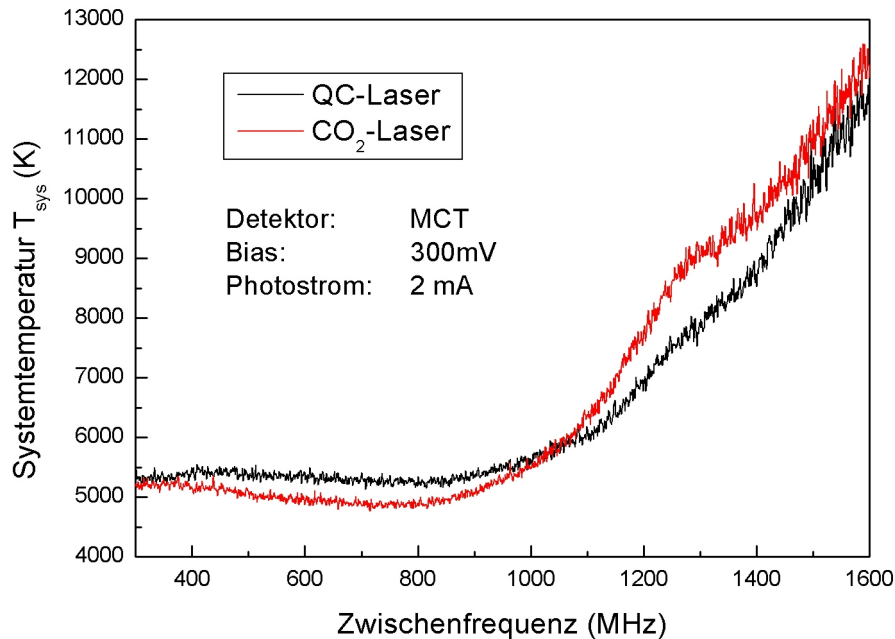


Abbildung 5.11: Vergleich von QC- und CO<sub>2</sub>-Laser als Lokoszillatoren. Bei ansonsten unveränderter Optik wurde der QC-Laser durch einen CO<sub>2</sub>-Laser ersetzt und gleich großer Photostrom erzeugt. Dies führt zu gleichen Systemtemperaturen. Der etwas unterschiedliche Verlauf der Kurven rührt von der nicht exakt gleichen Ausleuchtung des Detektors her. Die Pumpleistung am Detektor war bei beiden Messungen niedriger als in Abbildung 5.10, daher sind die gemessenen Systemtemperaturen insgesamt größer.

Wie bereits erwähnt waren CO<sub>2</sub>-Laser basierte Instrumente bislang allen Heterodyn-Empfängern, die Halbleiterlaser verwendeten, überlegen. Besonders interessant ist daher der Vergleich der mit THIS erreichbaren Systemtemperaturen mit CO<sub>2</sub> bzw. QC-Laser als LO bei ansonsten unveränderter Optik im Empfänger und der Erzeugung gleichen Photostroms am Detektor. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.11 dargestellt: Die erreichten Systemtemperaturen unterscheiden sich nur unwesentlich, solange gleiche Photoströme erzeugt werden (bzw. gleich viel Laserleistung am Detektor ankommt). Die in Abbildung 5.11 erkennbare Abweichung ist im Wesentlichen auf eine nicht exakt gleiche Ausleuchtung des Detektors nach dem Wechsel der Laser zurückzuführen. Grundsätzlich ist also mit Verwendung eines QC-Lasers als LO die Nachweisempfindlichkeit eines CO<sub>2</sub>-Laser getriebenen Instruments erreichbar. Diese Aussage konnte insbesondere während des Beobachtungsaufenthaltes 2003 auf dem Kitt Peak auch unter Teleskopbedingungen bestätigt werden (siehe Kapitel 6).

### 5.4.1 Zusammenfassung: THIS

Die Ergebnisse der in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Messungen sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Diese gemessene Empfindlichkeit von THIS ist in Tabelle 5.2 einem idealen Heterodynempfänger, HIPWAC, dem IR-Heterodyempfänger des Goddard Space Flight Center der NASA, und einem Kölner SIS-Empfänger gegenübergestellt.

Messgröße	für THIS ermittelter Wert
mittlere Systemtemperatur	4500 K
Bereich niedrigster Systemtemperatur	300-1100 MHz ZF
Linienbreite des QC-Laser LO	<1.5 MHz
Frequenzstabilität	4 MHz in 12000 s
Allan-Zeit	20 s / Messzyklus

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Messergebnisse zur Charakterisierung von THIS im Betrieb mit QC-Lasern.

Dabei wurden jeweils die Systemtemperatur angegeben und die daraus resultierende NEP bei verschiedenen Wellenlängen und Auflösungen berechnet. Weiterhin angegeben ist die Noise-Equivalent Flux-Density (NEFD) für den Betrieb des Empfängers an einem 3 m-Teleskop (z.B. IRTF im Infraroten und KOSMA für den 800 GHz-Empfänger). Diese Größe gibt den Fluss einer Quelle (in Jy) an, der unter Verwendung eines Teleskops der angegebenen Größe und der ebenfalls angegebenen Nachweisbandbreite ein SNR von eins in einer Sekunde Integrationszeit (0.5 s Signalposition (on) + 0.5 s Referenzposition (off)) liefert. Als Vergleich sind für die jeweilige Wellenlänge die Werte eines am Quantenlimit arbeitenden Empfängers angegeben. Die IR-Instrumente arbeiten etwa um einen Faktor 2.5 über dem Quantenlimit, während SIS-Empfänger um Faktoren 3 bis 5 über dem theoretischen Bestwert liegen. Radioempfänger, die statt auf SIS-Mischern auf Hot-Elektron-Bolometern (HEBs) basieren, liegen nochmals deutlich darüber ( $T_{sys} \approx 10 \cdot T_{ql}$ ) [Jak].

Aus den vorgestellten Zahlen kann man entnehmen, dass Heterodyninstrumente im Infraroten in Reichweite des theoretisch erreichbaren Quantenlimits arbeiten. Der Einsatz von QC-Lasern als Lokalszillatoren beseitigt nun die bislang weitgehend gültige Beschränkung auf festfrequente Gaslaser als LO zur Realisierung von Empfängern mit höchster Empfindlichkeit. Dies zeigt der direkte Vergleich mit dem amerikanischen Instrument HIPWAC. Im Rahmen dieser Arbeit konnte somit die prinzipielle Realisierbarkeit von

astrophysikalisch einsetzbaren Heterodyninstrumenten im Bereich von 3 bis mindestens  $19\ \mu\text{m}$  Wellenlänge demonstriert werden. Insbesondere sei hier angemerkt, dass sowohl HIPWAC als auch THIS mindestens so empfindlich sind wie führende Heterodyninstrumente im Radiobereich, obwohl dort die Heterodyntechnik seit weitaus längerer Zeit fest etabliert ist.

Instrument	$\lambda$ $\mu\text{m}$	$\delta_{res}$ MHz	$T_{sys}$ K	NEP $10^{-16}\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$	NEFD $\text{Jy}/\sqrt{\text{Hz}}$
ideales Heterodyninstrument <sup>1</sup>	10	10	1440	1.03	145
	12	10	1202	0.86	121
	17	10	847	0.60	85
	28	10	514	0.37	52
	375	1	38.4	0.01	12
THIS <sup>1</sup>	10	5	3500	1.76	499
	10	10	3500	2.49	353
	10	25	3500	3.94	223
	10	343	3500	14.6	60
	(17	10	2000	1.43	202)*
	(28	10	1250	0.89	126)*
HIPWAC <sup>1</sup>	10	5	2700	1.36	385
	10	25	2700	3.04	172
	12	5	2400	1.21	342
	12	25	2400	2.70	153
KOSMA SIS <sup>2</sup> @ 800 GHz	375	1	<190	0.04	<61

Tabelle 5.2: Vergleich der Nachweisempfindlichkeit von THIS mit HIPWAC und der theoretischen Nachweisgrenze. <sup>1</sup>: NEFD berechnet für ein 3 m-Teleskop. <sup>2</sup>: NEFD berechnet für das 3 m-KOSMA-Teleskop ( $T_{sys}$  aus [Jak]). \*: geplante Wellenlängen für THIS ( $T_{sys}$  wurde dabei aus den gemessenen Werten bei  $10\ \mu\text{m}$  Wellenlänge abgeschätzt).

### 5.4.2 Vergleich von Heterodyn- und Direkt-Detektion

Im Folgenden wird THIS mit TEXES (für TE<sub>X</sub>as Cross Echelle Spectrograph)<sup>5</sup>, einem der besten zur Zeit verfügbaren, transportablen IR Direkt-Detektionssysteme für astronomische Beobachtungen verglichen. Weiterhin plant und konstruiert die Gruppe um John Lacy den TEXES Nachfolger EXES, der schließlich auf SOFIA eingesetzt werden soll. Für dieses (noch nicht existierende) Instrument gibt es bereits Abschätzungen zu Empfindlichkeit und Auflösungsvermögen, die ebenfalls mit einbezogen werden. Wie bereits angesprochen variieren die angegebenen Kenngrößen von Instrument zu Instrument. Mit den in Kapitel 2.2 angegebenen Definitionen lassen sich die jeweiligen Daten ineinander überführen. Im Anhang sind Ausdrücke für die NEP und die Systemtemperatur sowohl für Heterodynsysteme als auch für Direkt-Detektionssysteme angegeben.

Laut Aussage der Entwickler ist für TEXES der Strahlungshintergrund, der auf den Detektor fällt und durch die Emission der Teleskopoptik und der Atmosphäre erzeugt wird, der die Systemempfindlichkeit limitierende Faktor [Lac] [LRG<sup>+</sup>02]. Für diesen Fall lässt sich die erwartete Empfindlichkeit berechnen. In Gl. A.18 (siehe Anhang) fallen dann die beiden letzten Terme unter der Wurzel weg und man bekommt:

$$NEP = 2 \cdot \frac{h\nu}{\eta} \cdot \left[ \eta n_b \cdot \delta_{res} \left( \frac{\eta n_b}{q} + 1 \right) \right]^{1/2} \quad (5.1)$$

Die Zahl  $n_b$  der Photonen pro Mode und gegebener Emissivität  $\epsilon$  erhält man aus Gl. 2.10. In Teil a) der Tabelle 5.3 sind die für TEXES in drei Wellenlängenbereichen berechneten Werte für  $T_{sys}$ , die NEP und die NEFD angegeben. Die Größe  $\eta$  steht dabei für den in [LRG<sup>+</sup>02] angegebenen 'Throughput' des Instruments. Dieser bezeichnet den Prozentsatz der auf den Eingang eines Instruments auftreffenden Strahlungsintensität, der schließlich am Detektor nachgewiesen wird. Der 'Throughput' wurde aus den Ergebnissen von Messungen mit einem Schwarzkörper-Strahler als Signalquelle gewonnen.

Die so berechneten Werte stimmen allerdings mit den in [LRG<sup>+</sup>02] angegebenen NEFD-Werten und den daraus resultierenden NEP- bzw.  $T_{sys}$ -Werten (siehe Teil b) in Tabelle 5.3) nicht überein. Dies legt den Schluss nahe, dass neben dem Strahlungshintergrund andere Rauschbeiträge eine Rolle spielen.

In [RLJ<sup>+</sup>00] wird bereits, entgegen der Aussage der Limitierung des Instruments allein durch die Hintergrundstrahlung, erwähnt, dass der verwendete Detektor pro Auslesevorgang im Mittel ein Rauschen von 15.6 Elektronen beiträgt. Mit einer 'Frame-Rate' von 0.2 Hz ergibt das  $15.6 \cdot \sqrt{0.2} \approx 7$  Elektronen und damit einen äquivalenten Strom von

$$\langle i_D \rangle = \frac{1}{2} \cdot 7^2 \cdot \frac{e_0}{s} 4 \cdot 10^{-18} A \quad (5.2)$$

<sup>5</sup>Dieser Gitterspektrograph wird an der University of Texas in Austin entwickelt.



	$\lambda$ $\mu\text{m}$	$\eta$	$\delta_{res}$ MHz	$T_{sys}$ K	NEP $10^{-16}\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$	NEFD* $\text{Jy}/\sqrt{\text{Hz}}$
a) 'Background'- Limit	7-8	0.09	533	95	0.50	1.32
	9-11	0.04	343	243	1.01	4.19
	11-14	0.09	240	213	0.74	4.37
b) NEFD Werte aus [LRG+02]	7-8	0.09	533	362	1.33	5
	9-11	0.04	343	871	2.57	15
	11-14	0.09	240	486	1.20	10
c) NEFD Werte abgeschätzt aus [RJBL02]	12.3	0.08	294	2059	7.96	38.3

Tabelle 5.3: Berechnete Werte für die Nachweisgrenze von TEXES bei gegebener Auflösung  $\delta_{res}$ , Teleskopemissivität von  $\epsilon=0.1$  und gemessener Gesamtresponsivität  $\eta$  des Systems. Die Parameter  $\delta_{res}$ ,  $\eta$  und  $\epsilon$  sind entnommen aus [LRG+02]. a) 'Background-Limit', b) NEFD-Werte aus [LRG+02]. c) NEFD aus Messungen in [RJBL02] abgeschätzt. \*: NEFD berechnet (bzw. angeben) für ein 3 m-Teleskop

Setzt man diesen Wert in Gl. A.18 ein und vernachlässigt nur den Verstärker (letzter Term unter der Wurzel) stellt man fest, dass der Beitrag des 'Readout' vernachlässigbar klein ist. Offenbar kann auch das zusätzlich berücksichtigte 'Readout'-Noise die Abweichung nicht erklären.

Als weiteres Element kann man nun noch den ersten Verstärker mit in die Betrachtung einbeziehen. Da über den verwendeten Verstärker keinerlei Angaben vorliegen, dieser aber in jedem Fall durch spontane Emission Rauschen beiträgt, kann man eine optimistische Schätzung mit folgenden Werten ansetzen: Selbst wenn der Verstärkungsprozess nahezu rauschfrei erfolgt, trägt der Verstärker mit seiner physikalischen Temperatur bei. Da die Optik und der Detektor in TEXES auf 4 K gekühlt sind, ist eine Verstärker-Rauschtemperatur von 4 K wahrscheinlich eine brauchbare Abschätzung. Der kritischste Parameter ist die Detektor-Impedanz. Laut John Lacy beträgt die Impedanz etwa  $10^{15} \Omega$  [Lac]. Aus Datenblättern des Herstellers Raytheon lassen sich ähnliche Werte extrahieren. Im Unterschied zu THIS oder HIPWAC wird vom ersten Verstärker allerdings nicht der Detektorstrom direkt verstärkt, sondern die im Detektorchip erzeugten Ladungen werden in einem sogenannten 'source-follower-MOSFET' zunächst gespeichert. Da der MOSFET eine Kapazität von nur 0.03 pF aufweist, erzeugt schon eine geringe Anzahl an

Elektronen eine große Ausgangsspannung, die letztlich nachgewiesen wird. Gl. A.18 beschreibt diesen Sachverhalt nicht. Setzt man die genannten Werte zur Gewinnung einer groben Abschätzung dennoch ein, zeigt sich, dass auch dieser Beitrag die genannte Abweichung nicht erklären kann. Zur genaueren Analyse des Rauschbeitrages des Verstärkers wäre es notwendig, Gl. A.18 für ein Nachweissystem bestehend aus Detektorchip, Speicherkondensator und anschließendem Verstärker zu erweitern.

Nun kann man aus mit TEXES gemessenen Spektren versuchen, eine Abschätzung zu gewinnen. Dazu eignen sich z.B. die in [RJBL02] gezeigten Spektren. Darin ist eine Messung des S(2)-Übergangs des Wasserstoffmoleküls bei etwa  $12.3\ \mu\text{m}$  Wellenlänge gegen den Stern AB Aurigae gezeigt. Aus dem geschätzten 'Peak-to-Peak'-Rauschen im Spektrum von etwa 3 Jy nach 2600 s Integrationszeit kann man zunächst auf ein RMS-Rauschen von etwa  $0.75\ \text{Jy}$  schließen und bekommt damit eine NEFD von  $38.2\ \text{Jy}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Diese Abschätzung geht davon aus, dass die angegebene Integrationszeit sich zu gleichen Teilen auf On- und Off-Position am Himmel verteilt. Atmosphärische Modelle zeigen weiterhin, dass die Erdatmosphäre bei der Beobachtungswellenlänge fast vollständig transparent ist und die Division der Daten durch eine Referenzmessung der Erdatmosphäre nahezu keinen Effekt auf die Rauschamplitude hat. Die hieraus folgenden Werte für die NEP sowie  $T_{\text{sys}}$  finden sich in Tabelle 5.3 unter c).

Der Vergleich der Werte in Tabelle 5.3 werden zwei Punkte deutlich: TEXES ist offenbar nicht durch den Strahlungshintergrund limitiert. Dies ist daran zu erkennen, dass die angegebenen NEFD-Werte sowie die aus Messungen extrahierten Werte deutlich über den Werten für rein thermisches Rauschen liegen. Dieser Schluss entzieht aber den für das Nachfolgeinstrument EXES angegebenen Empfindlichkeiten (siehe Tabelle 5.4) die Grundlage, da diese Werte wiederum für den Fall der Limitierung durch den Strahlungshintergrund ausgehen. Die in Tabelle 5.4 angegebenen, geringeren NEFD-Werte folgen aus der Überlegung, dass das SOFIA-Teleskop in einer Umgebungstemperatur von  $-50$  bis  $-60\ ^\circ\text{C}$  operieren wird. Die daraus folgende Reduktion des thermischen Strahlungshintergrundes (bei vollkommen transparenter Atmosphäre) erklärt einen Großteil der angenommenen Verbesserungen gegenüber TEXES.

Man kann nun für den Fall eines nicht durch den Strahlungshintergrund limitierten TEXES diejenige Auflösungsbandbreite bestimmen, oberhalb der ein Heterodynsystem empfindlicher ist. Wie schon angemerkt wird in diesem Fall für ein Direkt-Detektionssystem die NEP unabhängig von der Auflösungsbandbreite während die Systemtemperatur proportional zum Kehrwert aus der Wurzel der Auflösungsbandbreite wird. Für eine Abschätzung wird zunächst von dem real mit TEXES gemessenen NEFD-Wert von  $38.2\ \text{Jy}/\sqrt{\text{Hz}}$  (Siehe c) in Tabelle 5.3) ausgegangen. Daraus ergibt sich mittels Gl. 2.13 die

Instrument	$\lambda$ $\mu\text{m}$	$\delta_{res}$ MHz	$T_{sys}$ K	NEP $10^{-16}W/\sqrt{Hz}$	NEFD $Jy/\sqrt{Hz}$
EXES	6	417	62	0.20	1.7
	13.5	185	108	0.23	1.7
	18	208	135	0.31	5.2
	27	185	262	0.57	10.7

Tabelle 5.4: In der Literatur angegebene, prognostizierte Empfindlichkeit für EXES. <sup>2</sup>: NEFD berechnet für das 2.7 m SOFIA-Teleskop. Werte aus [oTA]

genannte Systemtemperatur. Man kann dann Gl. A.21 schreiben als

$$T_{sys} = \frac{h\nu}{k_b\eta} \cdot \left[ \eta m_b (\eta m_b + q) + \frac{a}{\delta_{res}} \right]^{1/2} \quad (5.3)$$

wobei die Konstante  $a$  die unbekanntenen Einflüsse von Detektor und Verstärker beschreibt. Bestimmt man aus den genannten Zahlen diese Konstante, kann direkt die Systemtemperatur als Funktion der Auflösungsbandbreite dargestellt werden.

In Abbildung 5.12 ist der Verlauf der Systemtemperatur über der Auflösungsbandbreite für die aus der erwähnten Messung extrahierte Empfindlichkeit mit einem Heterodynsystem bei gleicher Wellenlänge verglichen. Bei einer Wellenlänge von  $12.3 \mu\text{m}$  ergibt sich ein Quantenlimit ('double-sideband', DSB) von  $T_{QL}=1173 \text{ K}$ . In der Abbildung sind bereits mit HIPWAC erreichte Systemtemperaturen für Liniendetektion (DSB) und Kontinuumsdetektion (SSB, 'single-sideband') eingezeichnet. Mit einem Direkt-Detektionssystem vergleichbar sind die Systemtemperaturen für eine Kontinuumsdetektion. Die eingezeichneten  $4800 \text{ K}$  sind bei vergleichbaren Wellenlängen z.B. mit HIPWAC bereits realisiert worden und somit eine vernünftige Annahme (siehe dazu auch Tabelle 5.2).

Es zeigt sich, dass unterhalb einer Auflösung von etwa  $50 \text{ MHz}$  das Heterodynsystem empfindlicher für Kontinuumsdetektionen ist. Dies gilt insbesondere für Fragestellungen, die die mit THIS oder HIPWAC realisierbaren Auflösungen von  $10 \text{ MHz}$  und darunter betreffen. Zudem verbessert sich die Situation für Liniendetektionen deutlich zugunsten von Heterodynsystemen. In diesem Fall halbieren sich die eingezeichneten Rauschtemperaturen (unter der Annahme gleicher Empfindlichkeit in beiden Seitenbändern) und ab etwa  $215 \text{ MHz}$  Auflösungsbandbreite ist das Heterodynsystem empfindlicher als das Direkt-Detektionssystem. Insgesamt folgt, dass ein Heterodynsystem im mittleren IR, dass etwa um einen Faktor 2 über dem Quantenlimit arbeitet, bei höheren als den mit TEXES erreichbaren Auflösungen zumindest konkurrenzfähig ist. Für Fragestellungen, die höchste Frequenzauflösungen

verlangen, ist ein Heterodynsystem in jedem Fall das Instrument der Wahl. Dies gilt insbesondere für Linienbeobachtungen.

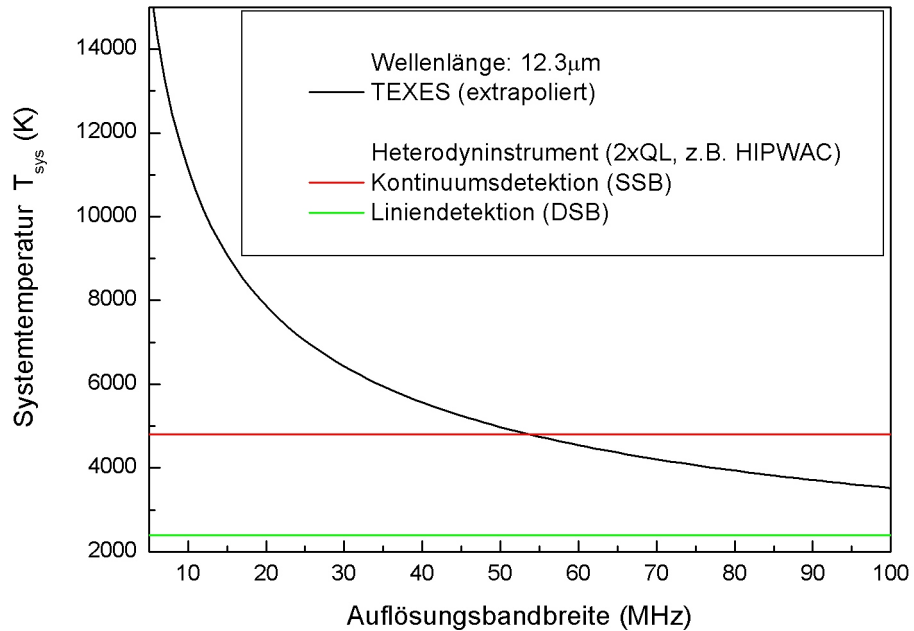


Abbildung 5.12: Dargestellt ist der auf hohe Auflösungen extrapolierte Verlauf der Systemtemperatur von TEXES, die konstante Systemtemperatur eines Heterodynempfängers und das Quantenlimit bei einer Wellenlänge von 12.3  $\mu\text{m}$ .

# Kapitel 6

*Wie se sehen, sehen se nix!*

Ars Vitalis

## Messungen am Teleskop

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diverse Beobachtungsläufe mit THIS an unterschiedlichen Teleskopen durchgeführt. Grundlegende Funktionstests wurden zunächst am 1 m Teleskop des Observatorium Hoher List bei Daun in der Eifel durchgeführt.<sup>1</sup> Während dieser Aufenthalte wurde u.a. die mechanische Stabilität geprüft, da das Instrument am Cassegrain-Fokus angebracht war und daher mitgeschwenkt wurde. Weiterhin konnte die neu aufgebaute Guide-Optik getestet und verbessert werden. Zudem wurden Untersuchungen zur atmosphärischen Transmission durchgeführt.

Die folgenden zwei Aufenthalte am McMath-Pierce Sonnenteleskop auf dem Kitt Peak / Arizona hatten unterschiedliche Zielsetzungen: Während der Messperiode im November/Dezember 2002 am 90 cm West-Auxiliary Teleskop wurden Absorptionslinien von H<sub>2</sub>O und SiO in Sonnenflecken sowie eine nichtthermische CO<sub>2</sub>-Emissionslinie aus der durch die Sonne beleuchteten Venus-Atmosphäre aufgenommen. Weiterhin konnten umfangreiche Untersuchungen zur atmosphärischen Transmission durchgeführt werden.

Die Messperiode im November / Dezember 2003 am 1.5 m Main-Teleskop schließlich diente insbesondere dem Studium der Marsatmosphäre. Es wurde dabei auch auf dem Mars nichtthermische CO<sub>2</sub>-Emission nachgewiesen sowie die Absorption von Ozon untersucht. Zusätzlich konnte während dieser Messperiode demonstriert werden, dass die Systemempfindlichkeit auch unter Teleskopbedingungen einem CO<sub>2</sub>-Laser System äquivalent ist und erstmals konnte mit THIS irdisches Ozon gegen einen Stern als Hintergrundquelle detektiert werden.

---

<sup>1</sup>Das Observatorium Hoher List wird von der Sternwarte der Universität Bonn betrieben.

## 6.1 Messung der Ankoppelverluste und der atmosphärischen Transmission im Bereich von $1088 \text{ cm}^{-1}$

Zur Beurteilung der an einem Teleskop gewonnenen Messdaten und insbesondere zu deren korrekter (Temperatur-)Kalibration ist es notwendig, sowohl die atmosphärische Transmission als auch die Signalverluste durch nicht exakte Ankopplung des Empfängers zu kennen. Beides kann man mittels eines 'Skydips' vermessen. Dazu wurde während der Messperioden am Kitt Peak mehrfach der Lauf der Sonne von ihrem Aufgang bis zum Zenit bzw. vom Zenit bis zum Untergang verfolgt und in regelmässigen Abständen die mittlere am Detektor ankommende Leistung gemessen. Schließlich liefert ein Fit mit Gleichung

$$\begin{aligned} \Delta J^D &= \frac{(J_S - J_R)}{(J_H - J_C)} \cdot (J_H - J_C) \cdot L_c \cdot e^{\frac{-\tau}{\sin(\alpha)}} \\ &= \kappa \cdot e^{\frac{-\tau}{\sin(\alpha)}} \end{aligned} \quad (6.1)$$

an die aufgenommenen Daten die Parameter  $\kappa$  (die maximal detektierbare Strahlungstemperatur-Differenz zwischen Signal- und Referenzposition, i.e. ungestörte Sonne und Himmel) und  $\tau$  (Opazität der Atmosphäre). Der Vergleich mit den bekannten Strahlungstemperaturen der jeweiligen Quellen ergibt dann aus  $\kappa$  die Ankoppeleffizienz. Voraussetzung für die Vertrauenswürdigkeit einer solchen Messung sind extrem stabile Wetterbedingungen, da über einen Zeitraum von mehreren Stunden Messdaten aufgenommen werden müssen.

In der Praxis hat sich ein von der Darstellung in Kapitel 2.3.1 leicht abweichender Messmodus als sinnvoll herausgestellt. Hierbei wird nach der Messung auf der Sonne der Teleskopbeam nicht auf den Himmel gerichtet, denn der in der Empfängeroptik integrierte Scannerspiegel ermöglicht (abzüglich der unweigerlich hinzukommenden Totzeit durch das Stellen des Spiegels) lediglich Umschaltfrequenzen von einigen Hertz. Statt dessen wird im Teleskopfokus ein Phasen-stabilisiertes 'Chopperrad' angebracht, das die einfallende Strahlung mit Frequenzen von einigen 100 Hz unterbrechen kann. Das auf diese Weise resultierende Heterodynsignal wird dann mit dem in Kapitel 3.3.2 bereits erwähnten Breitband-Kristalldetektor und einem Lock-In-Verstärker nachgewiesen. Mit dieser Anordnung können auch kleine Signaländerungen innerhalb kurzer Integrationszeiten mit hoher Genauigkeit vermessen werden.

Die Temperatureichung ergibt sich direkt durch zwischenzeitliches Umschalten auf den Schwarzkörperstrahler, da auch dieses Signal vom Chopperrad periodisch unterbrochen wird (siehe zum Strahlverlauf in der Optik die Abbildungen 3.8 und 3.9 im Kapitel 3.2.5). Bei dieser Methode wird statt der Strahlungstemperatur des kalten Himmels die Strahlungstemperatur des Raumtemperaturabsorbers aufgenommen. Der so entstehende systematische

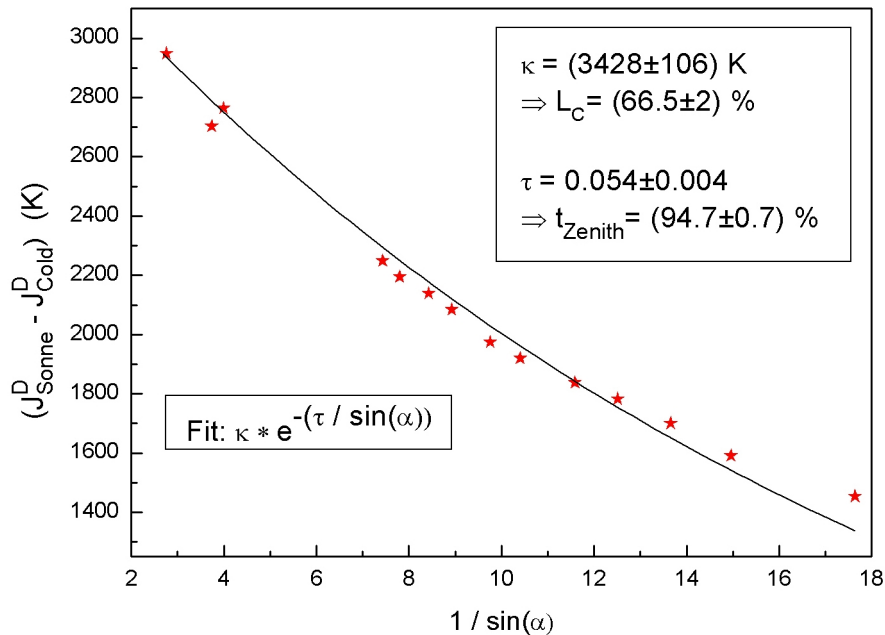


Abbildung 6.1: 'Skydip' zur Vermessung der Teleskopankopplung und der atmosphärischen Transmission bei einer LO-Frequenz von  $1088.77418\text{ cm}^{-1}$ . Aufgetragen ist die Strahlungstemperatur-Differenz zwischen ungestörter Sonne und Raumtemperatur inklusive der Ankoppelverluste und atmosphärischer Einflüsse gegen den Kehrwert des Sinus des Elevationswinkels  $\alpha$ . Die eingezeichnete Kurve ist ein Fit mit Gl. 2.23 an die Daten.

Fehler ist allerdings vernachlässigbar im Vergleich mit der Unsicherheit, die der Fit an die Daten beinhaltet, insbesondere weil beide Strahlungstemperaturen wesentlich kleiner als die der Sonne sind ( $J(\text{Raumtemperatur}) \approx J(\text{Atmosphäre}) \approx 750\text{ K}$ ;  $J(\text{Sonne}) \approx 5900\text{ K}$ ).

Als Alternative zu dieser Messmethode kann auch wie folgt vorgegangen werden. Für niedrige Umschaltfrequenzen (um  $1\text{ Hz}$ ) kann das Ausgangssignal am Kristalldetektor auch mittels Analog-Digital-Konverter (ADC) in den Rechner eingelesen werden. Wird jede Messung auf der Sonne bzw. dem Himmel über viele ADC-Samples gemittelt, kann der Rechner als Lock-In-Verstärker dienen und ein 'Skydip' mit niedriger Umschaltfrequenz und unter Verwendung von Sonne und kaltem Himmel als Quellen aufgenommen werden.

Zu beachten ist bei dieser Methode, dass nicht die atmosphärische Transmission bei exakt einer Frequenz bestimmt werden kann. Da die Möglichkeit der Seitenband-Filterung im mittleren IR nicht besteht, folgen zunächst alle Aussagen aus Doppelseitenbandspektren. Die gemessene Transmission (spektral aufgelöst) ist daher immer eine Kombination von Werten die gleich weit

unter- und oberhalb der LO-Frequenz liegen. Wird zudem noch die beschriebene Methode mit Breitband-Detektor und Lock-In-Verstärker verwendet, stellen die aus dem Fit folgenden Werte Mittelwerte über die Überlagerung zweier 1.5 GHz breiter Frequenzbänder unter- und oberhalb des LOs dar. Dies ist insbesondere in Frequenzbereichen mit dicht beieinanderliegenden, starken Absorptionen zu berücksichtigen!

atmosphärische Opazität	$\tau = 0.054 \pm 0.004$
Zenith-Transmission ( $\alpha = 90^\circ$ )	$\exp(-\tau) = t = (94.7 \pm 0.4) \%$ .
$\kappa$	$(3428 \pm 106) K$
berechnetes $\Delta J$	$J_{\text{Sonne}} - J_{\text{Cold}} = 5905 - 752 K = 5153 K$
Ankoppel-effizienz $L_C$	$\frac{(3428 \pm 106) K}{5153 K} = (66.5 \pm 2) \%$

Tabelle 6.1: Aus dem 'Skydip' gewonnene Parameter für die gemessene Zenith-Transmission und die Ankoppeleffizienz von THIS an das Teleskop bei Frequenzen um  $1088 \text{ cm}^{-1}$ .

In Abbildung 6.1 ist ein typisches Messergebnis zu sehen. Aufgetragen ist die gemessene Differenz der Strahlungstemperaturen von Sonne und Raumtemperatur inklusive aller Ankoppelverluste sowie atmosphärischer Einflüsse gegen den Kehrwert des Sinus des (Beobachtungs-) Elevationswinkels  $\alpha$ . Neben den Messpunkten, die bei einer LO-Frequenz von  $1088.77418 \text{ cm}^{-1}$  aufgenommen wurden, ist die nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eingepasste Fitkurve (vgl. Gl. 6.1) eingezeichnet. In Tabelle 6.1 sind die aus dem Fit gewonnenen Parameter zusammengestellt. Aus dem in Abbildung 6.1 eingezeichneten Fit an die Messdaten folgt zunächst die atmosphärische Opazität und damit die Zenith-Transmission. Die Ankoppeleffizienz ergibt sich dann aus dem ebenfalls aus dem Fit gewonnenen Vorfaktor  $\kappa$  und der bekannten Strahlungstemperatur-Differenz zwischen Sonne und Raumtemperatur.

Der aus der gezeigten Messung resultierende Wert von 66% für die Ankoppeleffizienz ist für alle Messungen im Bereich von  $1088 \text{ cm}^{-1}$  gültig und liegt etwa 25% unterhalb der theoretisch erreichbaren 'Main-Beam-Efficiency' von 88%. Dafür gibt es mehrere Gründe. Ein (nicht exakt quantifizierbarer) Teil der Verluste ist sicherlich auf die unvollständige Reflexion des Lichts an den drei Teleskopspiegeln zurückzuführen. Die Oberflächen der Spiegel bestehen aus unbeschichtetem Aluminium und waren zum Zeitpunkt der Messungen seit mehr als einem Jahr nicht erneuert worden. Weiterhin stellte sich die



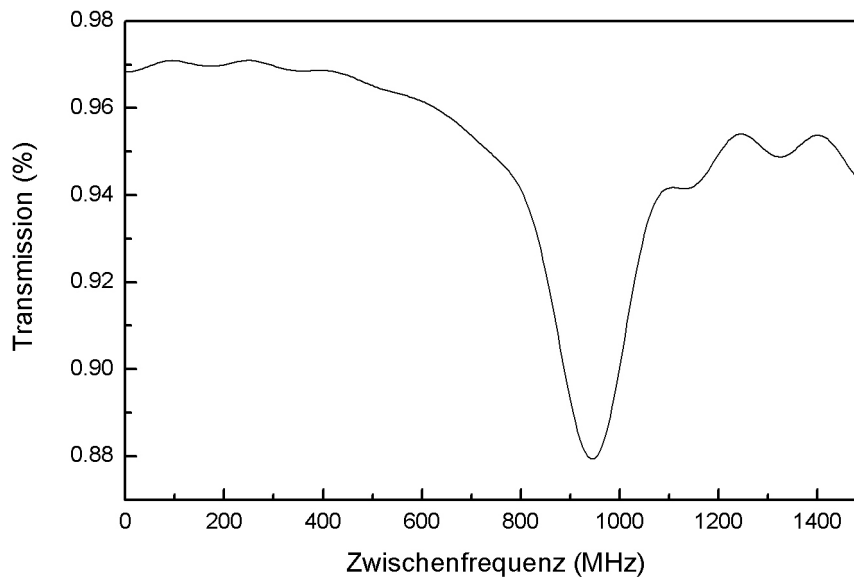


Abbildung 6.2: Mit KOPRA berechnete Zenith-Transmission für Beobachtungen mit einem Doppelseitenband-Empfänger bei einer LO-Frequenz von  $1088.774\text{ cm}^{-1}$ . Die Frequenzauflösung beträgt 5 MHz. Die mittlere Transmission über das ZF-Band ergibt sich zu 94.7 % in ausgezeichnetener Übereinstimmung mit den gemessenen Daten.

Ankopplung des Empfängers an das Teleskop als schwierig heraus, da der Weg von der Fokalebene bis zum Heliostatenspiegel etwa 124 Meter betrug und sich daher schon kleine Verkippungen des Empfängers in einer großen Änderung der detektierten Leistung auswirkten. Letztlich ist dies zusammen mit einer wahrscheinlich nicht perfekten Fokussierung des Teleskops der Grund für die nicht optimale Anpassung.

Zur Überprüfung der aus dem 'Skydip' gewonnenen Werte für die atmosphärische Transmission wurde mit dem KOPRA-Algorithmus<sup>2</sup> auf Basis der HITRAN-Datenbank ein Vergleichsspektrum berechnet. Dabei wurden die wichtigsten atmosphärischen Konstituenten berücksichtigt und der Strahlungstransport durch eine geschichtete Atmosphäre berechnet. Aus den so gewonnenen Daten wurde für den relevanten Frequenzbereich (LO-Frequenz:  $1088.774\text{ cm}^{-1}$ , s.o.) das Doppelseitenband-Spektrum erzeugt. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Die mittlere Transmission über den dargestellten Bereich, die dann mit den vom Breitband-Kristalldetektor gemittelten Daten verglichen werden kann, ergibt sich zu 94.7 % in ausgezeichnetener Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Für Messungen an anderen Frequenzpositionen im Bereich  $1088\text{ cm}^{-1}$  (i.e. die gleiche Konfiguration von Empfänger und Teleskop) wurde daher die gemessene Ankoppeleffizienz benutzt und die Transmission aus geeigneten KOPRA-Spektren bestimmt.

<sup>2</sup>KOPRA steht für Karlsruhe Optimized and Precise Radiative-Transfer Algorithm. Der Programm-Code wurde für die Verwendung im Rahmen dieser Arbeit freundlicherweise vom Entwicklerteam am Forschungszentrum Karlsruhe zur Verfügung gestellt.

## 6.2 Wasser- und Silizium-Oxid-Absorptionen in Sonnenflecken

Gestützt auf den von Lloyd Wallace, Bill Livingston, Ken Hinkle und Peter Bernath angefertigten IR-Spektralatlas der Sonne, war eines der Ziele des Beobachtungslaufs am 90 cm West-Auxiliary Spiegel des McMath-Pierce Teleskops auf dem Kitt Peak 2002 die hochauflösende Vermessung von Absorptions-Linienprofilen von Molekülen in Sonnenflecken [WLHB96] [WBL<sup>+</sup>95]. Insbesondere die direkte Bestimmung von Temperaturen aus den Dopplerbreiten der (vollständig aufgelösten) Linienprofile war hier von Interesse. Durch die hohen Temperaturen von über 3000 K in den Umbrae großer Sonnenflecken liegen die Linienbreiten im mittleren IR zwar schon bei einigen 100 MHz, aber das Auflösungsvermögen anderer als Heterodyninstrumente reicht nicht aus, um eine exakte Bestimmung der Linienbreite zu ermöglichen: Das für den IR-Spektralatlas der Sonne verwendete Fourier-Transform Spektrometer auf dem Kitt Peak beispielsweise bietet eine maximale Frequenzauflösung von 150 MHz bei 10  $\mu\text{m}$  Wellenlänge.

Im Frequenzbereich um  $1088\text{ cm}^{-1}$  befinden sich eine Vielzahl von molekularen Signaturen insbesondere von stabilen Spezies wie Siliziumoxid ( $\text{SiO}$ ) und Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ ), die aus Übergängen zwischen hoch angeregten Zuständen der Moleküle stammen. Aufgrund der Untrennbarkeit der beiden Seitenbänder im Empfänger wurden Moleküllinien zur Untersuchung ausgewählt, die bei der Beobachtung nicht von weiteren Linien aus dem jeweils anderen Seitenband überlagert werden.

Abbildung 6.3 zeigt zunächst ein Foto der Sonne vom 21. November 2002, dem Tag der Messungen. Im vergrößerten Ausschnitt ist der Sonnenfleck sowie die gemessene Beamgröße von THIS am Teleskop von ca. 6 Bogensekunden zu sehen. Die optimale Ausleuchtung des 90 cm West-Auxiliary McMath Teleskop ist nach der Taper-Formel (Gl. 3.1) mit einer 'Beam-Waist' eines Gauß'schen Strahls von  $360\ \mu\text{m}$  gegeben. Analog zur Beschreibung in Kapitel 3.2.5 wurde der Empfänger mittels zweier OAPs geeigneter Brennweite daran angekoppelt. Die resultierende Strahlgröße am Himmel sollte in diesem Fall etwa 4 Bogensekunden betragen. Das Vermessen des Strahls an den Sonnenkanten lieferte allerdings einen Wert von 6 Bogensekunden, was auf eine nicht exakte Fokussierung zurückzuführen ist. Auf dem Foto ist zu erkennen, dass der Teleskopstrahl deutlich kleiner als die Umbra des beobachteten Sonnenflecks ist und die Messungen daher von der umgebenden heißen Sonnenoberfläche nicht beeinflusst werden.

Abbildungen 6.4, 6.5 und 6.6 zeigen die Ergebnisse der Messungen in Sonnenflecken. Im Idealfall hätte folgendes Spektrum aufgenommen werden müssen (vergleiche Gl. 2.23):

$$T_S = \frac{(J_{\text{Fleck}}^D - J_{\text{Himmel}}^D)}{(J_{\text{Sonne}}^D - J_{\text{Himmel}}^D)} \cdot (J_{\text{Sonne}} - J_{\text{Himmel}}) \quad (6.2)$$

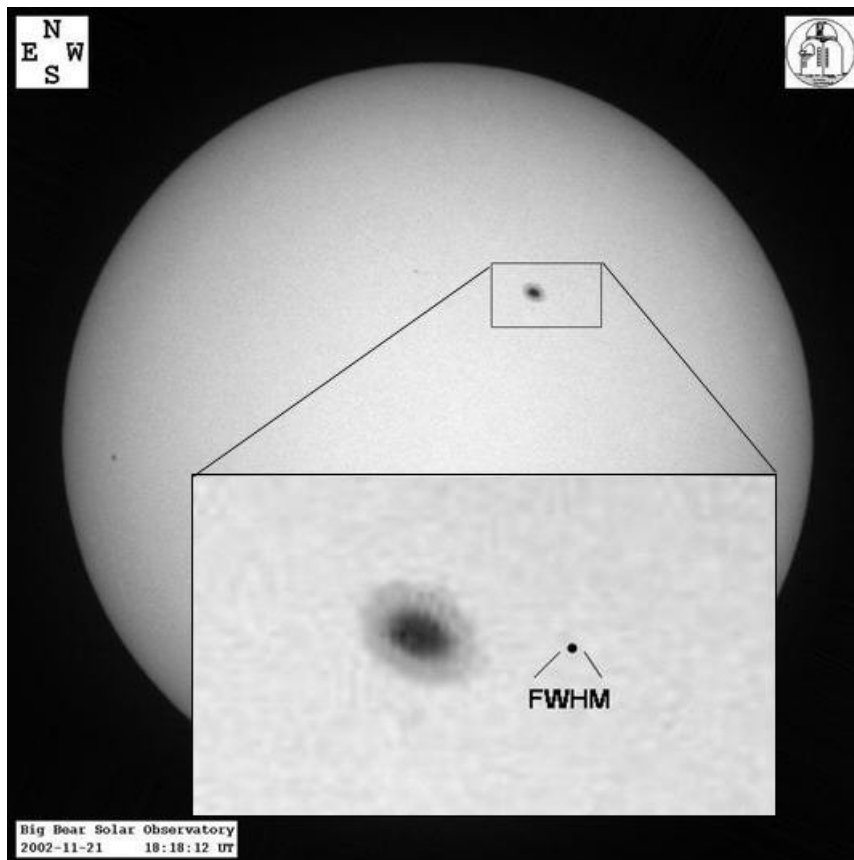


Abbildung 6.3: Bild der Sonne vom 21. November 2002. Der Sonnenfleck, in dem die vorgestellten Messungen durchgeführt wurden sowie die Größe des Teleskop-Beams (FWHM) sind im vergrößerten Ausschnitt dargestellt. Die Fotografie der Sonne wurde freundlicherweise vom Big Bear Solar Observatory des New Jersey Institute of Technology (NJIT) zur Verfügung gestellt [Obs02].

In diesem Fall wären durch die Kalibration die atmosphärischen Einflüsse direkt beseitigt worden. Dabei liefert Gl. 6.2 die gewünschten Antennentemperaturen  $T_S$ , also die Differenzen in den Strahlungstemperaturen korrigiert um atmosphärische Einflüsse und alle Ankoppelverluste. In der Literatur zur Kalibration von Messungen im Millimeter-Wellenlängenbereich existiert eine verwirrende Vielfalt an Definitionen für die Angabe der gemessenen Temperatur. Neben den Korrekturen für atmosphärische Einflüsse und Teleskopankopplung werden diverse Antennenparameter wie 'Spillover', 'Scattering' und das Antennendiagramm teilweise aus den Daten herausgerechnet, siehe z.B. [KU81] und Referenzen darin. Für die Messungen von Molekülen in Sonnenflecken bietet sich die seltene Möglichkeit, alle Verluste durch Kalibration mit der bekannten Strahlungstemperatur-Differenz zwischen Sonne und Raumtemperatur-Absorber zu eliminieren. Die so gewonnene (Antennen-) Temperatur wird im Folgenden mit  $T_S$  bezeichnet.

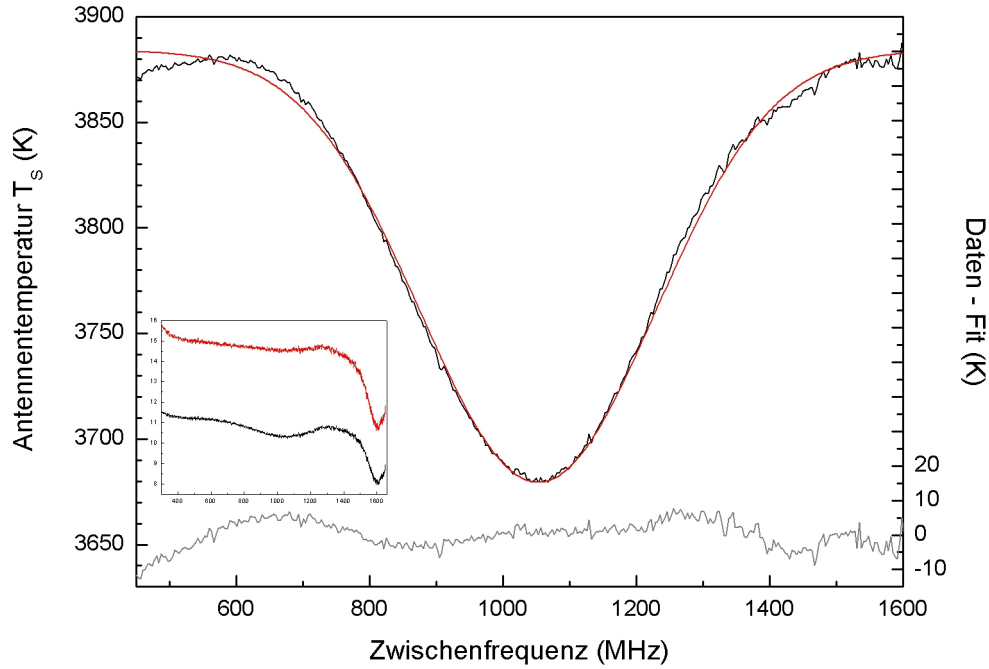


Abbildung 6.4:  $H_2O$ -Absorption im Sonnenfleck ( $\nu_2=4\leftarrow 3$  (Knickschwingung),  $15_{1\ 15} \leftarrow 15_{2\ 14}$ ) bei  $1088.92511\text{ cm}^{-1}$ . Dargestellt ist die Antennentemperatur über der Zwischenfrequenz. Die atmosphärischen Einflüsse und alle Ankoppelverluste sind herauskalibriert. Ebenfalls eingezeichnet ist ein Gauß-Fit an die Daten und die Differenz zwischen Fit und Daten. Im Inset sind Spektren mit ungestörter Sonne (hellgrau) und Fleck (schwarz) als Hintergrundquelle dargestellt. Diese beinhalten noch atmosphärische Absorptionen.

Die Empfängeroptik erlaubte es nicht, den Teleskopstrahl direkt zwischen Sonnenfleck und Himmel umzuschalten. Dafür war der zugehörige Winkelhub am Himmel zu groß. Statt der Messung auf dem Himmel wurde daher das Signal vom Raumtemperatur-Absorber aufgenommen. Dies hat zur Folge, dass im resultierenden Spektrum Reste von stratosphärischen Ozonabsorptionen zurückbleiben. Es wurde daher ein konstanter Korrekturfaktor  $\epsilon$  eingeführt und so optimiert, dass die Ozonabsorptionen möglichst verschwinden. Damit erhält man:

$$T_S = \frac{(J_{Fleck}^D - J_{Cold}^D - \epsilon)}{(J_{Sonne}^D - J_{Cold}^D - \epsilon)} \cdot (J_{Sonne} - J_{Himmel}) \quad (6.3)$$

Die Größe  $\epsilon$  variiert für die gezeigten Messungen zwischen 0.015 und 0.04%. In den Abbildungen sind ebenfalls die unkalibrierten Spektren von Fleck und ungestörter Sonne dargestellt. Hier sind die Absorptionslinien des stratosphärischen Ozons gut zu erkennen.

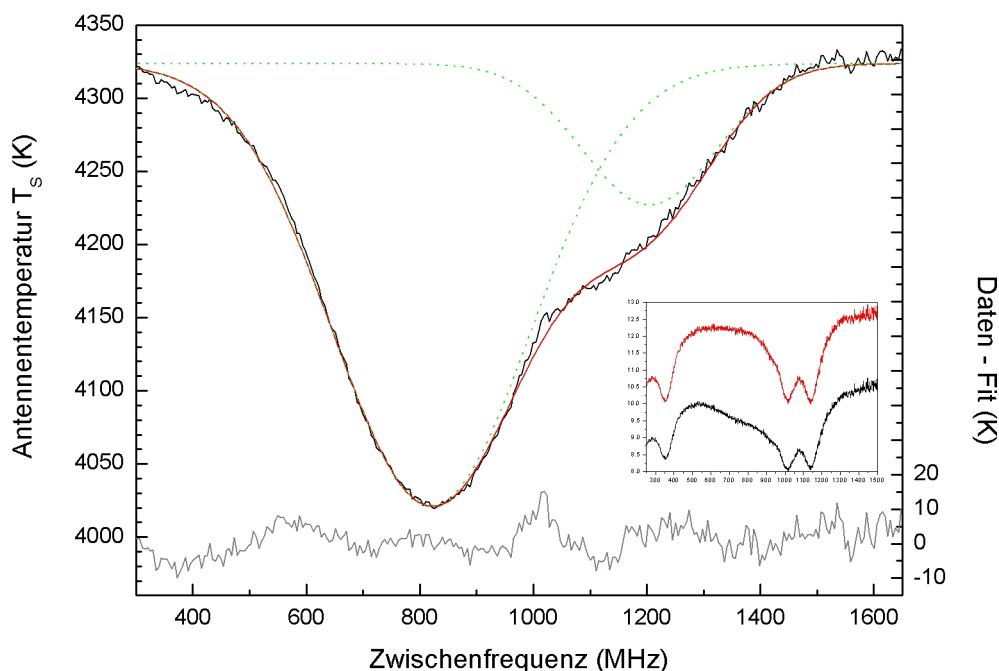


Abbildung 6.5:  $\nu_1=5\leftarrow 4$ ,  $P(56)$   $^{28}\text{SiO}$ -Absorption im Sonnenfleck bei  $1088.6401\text{ cm}^{-1}$ .

Die Systemtemperatur während der Aufnahme der Spektren betrug im Mittel 8500 K. Wendet man auf die benutzte Messmethode (siehe Gl. 2.19) die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung in Kombination mit der Radiometerformel an, kann man diesen theoretischen Bestwert (rein radiometrisches Verhalten des Empfangssystems) mit dem gemessenen RMS-Rauschen vergleichen (siehe dazu [Son02]). Das Ergebnis ist in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

Molekül	Übergang	RMS (Daten) K	RMS (Rechnung) K
$^{28}\text{SiO}$	$\nu_1=6\leftarrow 5$ P(50)	4.35	4.30
$\text{H}_2\text{O}$	$\nu_2=4\leftarrow 3$ $15_{1\ 15} \leftarrow 15_{2\ 14}$	1.76	1.38
$^{28}\text{SiO}$	$\nu_1=5\leftarrow 4$ P(56)	2.52	2.38

Tabelle 6.2: Vergleich des nach Gaußscher-Fehlerfortpflanzung und Radiometerformel berechneten (und damit optimalen) RMS mit den aus den Daten gewonnenen Werten.

THIS funktionierte also während der solaren Messungen nahezu perfekt radiometrisch. Die Differenzen sind vermutlich auf thermische Effekte zurückzuführen, da Teile des Empfängers während der Messung der intensiven Sonnenstrahlung im Fokus des Teleskops ausgesetzt waren.

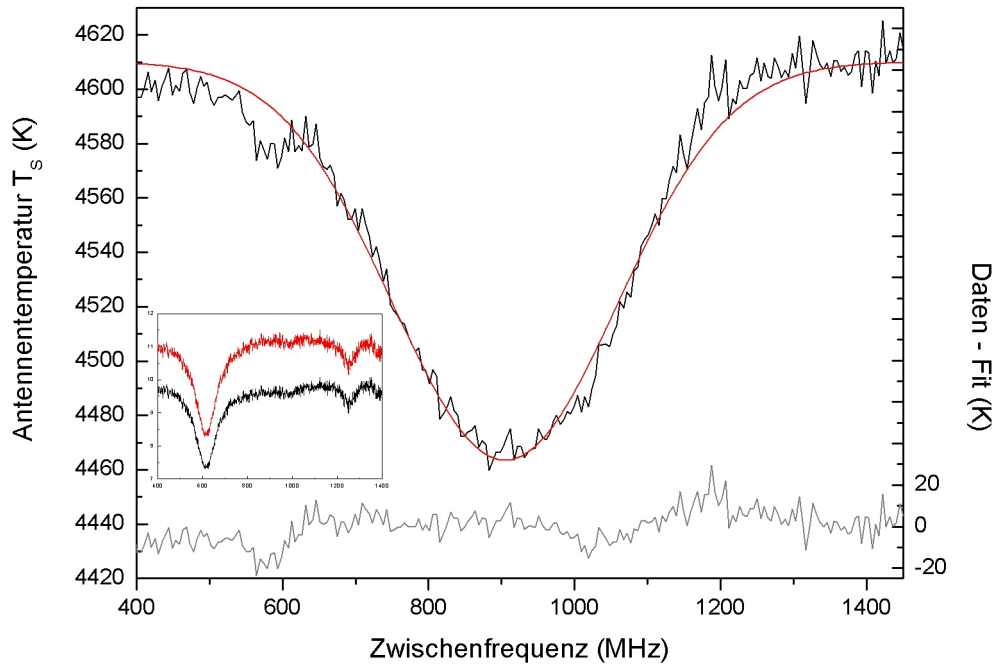


Abbildung 6.6:  $\nu_1=6\leftarrow 5$ , P(56)  $^{28}\text{SiO}$ -Absorption im Sonnenfleck bei  $1088.8095\text{ cm}^{-1}$ .

In Tabelle 6.3 sind die Frequenzen der gemessenen Linien und die mittels eines Gaußfits bestimmten Dopplerbreiten  $\Delta\nu_D$  angegeben. Aus den Linienbreiten (FWHM) läßt sich unter Verwendung von

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{8k_b T}{m} \cdot \ln(2)} \quad (6.4)$$

die physikalische Anregungstemperatur  $T$  des beobachteten Materials errechnen. Dazu wird lediglich das molekulare Gewicht der entsprechenden Spezies  $m$  und die Beobachtungsfrequenz  $\nu_0$  benötigt.

Molekül	Übergang	Frequenz $\text{cm}^{-1}$	Dopplerbreite MHz	Temperatur K
$^{28}\text{SiO}$	$\nu_1=6\leftarrow 5$ P(50)	1088.8095	$358 \pm 11$	$10347 \pm 635$
$^{28}\text{SiO}$	$\nu_1=5\leftarrow 4$ P(56)	1088.6401	$277 \pm 5$	$6192 \pm 223$
$\text{H}_2\text{O}$	$\nu_2=4\leftarrow 3$	1088.92511	$406 \pm 9$	$5442 \pm 241$
	$15_{1\ 15} \leftarrow 15_{2\ 14}$			

Tabelle 6.3: Aus den beobachteten Absorptionslinien extrahierte Anregungstemperaturen des molekularen Materials.

Man kann erkennen, dass zumindest die aus den SiO-Absorptionslinien bestimmten Temperaturen nicht nur weit oberhalb der Temperatur eines Sonnenflecks (für den beobachteten Fleck etwa 3000-3500 K) sondern auch der photosphärischen Temperatur der Sonne von etwa 5870 K liegen. Dies lässt nur den Schluss zu, dass neben der thermischen Bewegung der Moleküle weitere Effekte eine höhere Temperatur des Materials vortäuschen, als es tatsächlich besitzt. Weiterhin fällt auf, dass die Werte für SiO verglichen mit H<sub>2</sub>O deutlich größer sind. Dieser Befund passt zu dem Unterschied in den Dissoziationsenergien zwischen beiden Molekülen: SiO besitzt mit 8.327 eV eine höhere Dissoziationsenergie als das H<sub>2</sub>O Molekül mit 5.182 eV.

Spektral hoch aufgelöste Beobachtungen ( $R \approx 1.5 \cdot 10^4$ ) von Ionen bei Wellenlängen um 150 nm zeigen ebenfalls nicht-thermische Geschwindigkeiten z.B. in der solaren Korona [DOE]. Auch in solaren Masseauswürfen wurden aus gemessenen Linienbreiten von diversen Ionen vergleichbare (nicht thermische) Temperaturen extrahiert [SWD]. In beiden Fällen ergeben sich Werte von nahezu  $10^4$  K, die nach der gängigen Theorie thermisch nicht zu erklären sind. Ob die Ergebnisse unserer Messungen mit den genannten Phänomenen in Zusammenhang stehen was letztlich die Ursache der beobachteten molekularen Linienbreiten ist, ist bislang nicht geklärt.

Durch Magnetfelder ausgelöste Mikroturbulenz wird als ein möglicher Mechanismus zur Erzeugung großer Linienbreiten von Material in Sonnenflecken diskutiert [Ber]. Hochaufgelöste Messungen von Linienbreiten mit THIS könnten dazu beitragen, dieses Phänomen weiter zu untersuchen und aufzuklären, da die bislang verfügbaren Daten, z.B. von Messungen mit dem Fourier-Transform-Spektrometer auf dem Kitt Peak, allenfalls erste Andeutungen einer nicht ausschließlich durch thermische Effekte erklärbaren Dopplerbreite liefern. Zur vollständigen Auflösung der gemessenen Linienbreiten von wenigen 100 MHz reicht die Verwendung von Gitter-Spektrographen oder FT-Spektrometern nicht aus und nur ein Heterodyninstrument kann im mittleren IR die notwendige Frequenzauflösung erreichen.

Die vorgestellten Messungen von Moleküllinien in Sonnenflecken sind ein erster Schritt in Richtung astrophysikalisch relevanter Messungen z.B. an Sternen. Starke Absorptionslinien von robusten Molekülen lassen sich auch auf anderen Sternen nachweisen und liefern durch die Vermessung mit höchster Frequenzauflösung ebenso Informationen über die Anregungsgegebenheiten und die Verteilung des Materials. Ein Heterodynsystem ist gerade wegen der zu erwartenden schwachen Signale für hohe Auflösungen das Instrument der Wahl. Erste hochauflösende Beobachtungen von z.B. Wasserdampf in der Photosphäre von Arcturus wurden von Ryde et al. mit dem bereits erwähnten Echelon Spektrometer TEXES mit einer Frequenzauflösung von  $\Delta\nu/\nu \approx 8 \cdot 10^5$  im Bereich zwischen 800 und 923  $\text{cm}^{-1}$  am IRTF-Teleskop auf Hawaii durchgeführt [RLRL02]. Mit THIS ließe sich die Frequenzauflösung solcher Beobachtungen nochmals um etwa einen Faktor 10 verbessern und die demonstrierte Auswertung der Linienprofile wäre somit möglich.

Weiterhin boten die gezeigten Messungen auf der Sonne die Möglichkeit, die notwendigen Schritte zur Auswertung solcher Messdaten und insbesondere die exakte Kalibrierung von mit THIS gemessenen Spektren zu entwickeln. Das in wenigen Sekunden gewonnene, gute SNR der Sonnenmessungen erleichtert diese Aufgabe. Für die zukünftige Arbeit und die Beobachtung deutlich schwächerer Quellen ist dies eine sehr hilfreiche Vorbereitung.

### 6.3 Messung der Ankoppelverluste und der atmosphärischen Transmission im Bereich von $1038\text{ cm}^{-1}$

Wie schon in Kapitel 6.1 für den Frequenzbereich um  $1088\text{ cm}^{-1}$  demonstriert, wurde auch für die Frequenzen um  $1038\text{ cm}^{-1}$  die Teleskopankopplung und atmosphärische Transmission vermessen. Insbesondere bei der Beurteilung der Transmission ist allerdings zu beachten, dass im Bereich von  $1038\text{ cm}^{-1}$  erheblich mehr und erheblich stärkere atmosphärische Ozon-Absorptionen vorhanden sind. Dies führt dazu, dass häufig Absorptionen aus beiden Seitenbändern im DSB-Spektrum überlagert sind und dass die Atmosphäre in einigen Bereichen überhaupt nicht transparent ist.

Da wiederum nicht bei allen Beobachtungsfrequenzen ein 'Skydip' gemessen werden konnte, ist die Teleskopankopplung zunächst aus einer Messung bei  $1038.022\text{ cm}^{-1}$  bestimmt worden (siehe Abbildung 6.7). Zur Absicherung der Messdaten wurde wiederum ein theoretisch berechnetes Spektrum der Atmosphäre an der Beobachtungsfrequenz erzeugt und eine Zenith-Transmission von etwa 80 % aus dem daraus erstellten DSB-Spektrum extrahiert. Wiederum ist die Übereinstimmung mit den gemessenen Daten hervorragend, was die Qualität der 'Skydip' Daten bestätigt. Für Messungen an anderen Frequenzpositionen im Bereich  $1038\text{ cm}^{-1}$  (i.e. die gleiche Konfiguration von Empfänger und Teleskop) wurde die gemessene Ankoppeleffizienz benutzt und die Transmission aus geeigneten KOPRA-Spektren bestimmt.



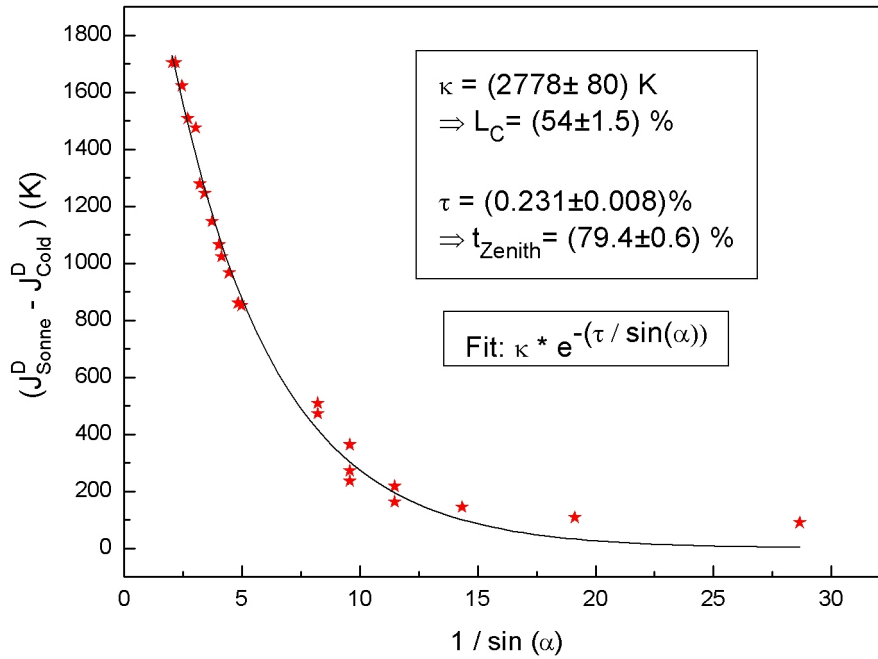


Abbildung 6.7: 'Skydip' bei  $1038.022\text{ cm}^{-1}$ . Aufgetragen ist die nachgewiesene Strahlungstemperatur-Differenz zwischen ungestörter Sonne und Raumtemperatur inkl. der Ankopplungsverluste und der atmosphärischen Einflüsse gegen den Kehrwert des Sinus des Elevationswinkels  $\alpha$  (Messpunkte). Die durchgezogene Linie ist ein Fit mit Gleichung 2.23 an die Daten. Die Werte für die Fitparameter Opazität  $\tau$  und maximal nachweisbare Strahlungstemperatur-Differenz (i.e. die Ankoppeleffizienz)  $\kappa$  sind ebenfalls angeben.

atmosphärische Opazität	$\tau = 0.231 \pm 0.008$
Zenith-Transmission ( $\alpha = 90^\circ$ )	$\exp(-\tau) = t = (79.4 \pm 0.6) \%$ .
$\kappa$	$(2778 \pm 80) \text{ K}$
berechnetes $\Delta J$	$J_{\text{Sonne}} - J_{\text{Cold}} = 5902 - 719 \text{ K} = 5183 \text{ K}$
Ankoppeleffizienz $L_C$	$\frac{(2778 \pm 80) \text{ K}}{5183 \text{ K}} = (54 \pm 1.5) \%$

Tabelle 6.4: Aus dem 'Skydip' gewonnene Parameter für die gemessene Zenith-Transmission und die Ankoppeleffizienz von THIS an das Teleskop bei Frequenzen um  $1038\text{ cm}^{-1}$ .

## 6.4 Schwache Hintergrundquellen

Die an einem Sonnenteleskop möglichen solaren Beobachtungen waren nur eines von mehreren Zielen der Aufenthalte am Kitt Peak in den Jahren 2002 und 2003. Es sollte in der Hauptsache nachgewiesen werden, dass die Empfindlichkeit und Stabilität von THIS nunmehr ausreichen, um auch astrophysikalisch interessante Fragestellungen anzugehen, für die typischerweise nur sehr schwache (Hintergrund-) Quellen zur Verfügung stehen.

### 6.4.1 Der Mond

In einem ersten Schritt wurde daher versucht, stratosphärische Ozon-Absorptionslinien gegen den von der Sonne beleuchteten Mond zu detektieren. Dazu wurde die Signal-Position auf die beleuchtete Mondoberfläche und die Referenz-Position auf den Nachthimmel gelegt. In Abbildung 6.8 ist eine typische Messung dargestellt: Bei einer LO Frequenz von  $1036.8579 \text{ cm}^{-1}$  erscheint die Ozon-Absorption ( $1036.8316 \text{ cm}^{-1}$ ) im Zwischenfrequenzband nach 560 Sekunden Integrationszeit bei etwa 800 MHz. Zur Gewinnung der Temperaturskala wurden die Messwerte um die in Kapitel 6.3 bestimmte Ankoppeleffizienz von 55 % korrigiert und mit der Differenz der Strahlungstemperaturen von Schwarzkörperstrahler und Raumtemperatur-Absorber ( $J_H - J_C$ ) multipliziert.

Subtrahiert man nun vom gemessenen Spektrum die ebenfalls eingezeichneten, synthetischen KOPRA-Daten gleicher Frequenzauflösung, fällt zunächst auf, dass der Verlauf der Messdaten mit den von KOPRA verwendeten HITRAN-Daten sehr gut reproduziert wird. Somit liefert die Verwendung synthetischer Spektren für die Erdatmosphäre eventuell einen gangbaren Weg, um aus in Zukunft zu messenden Spektren nicht erwünschte, atmosphärische Residuen zu entfernen.

Die ebenfalls eingezeichneten Differenz-Daten (Messung-KOPRA in Abbildung 6.8) können nun mit der theoretisch berechneten Maximalempfindlichkeit verglichen werden. Aus den Daten kann ein RMS-Rauschen von  $0.33 \pm 0.02 \text{ K}$  extrahiert werden. Nimmt man radiometrisches Verhalten für den Empfänger an, ergibt sich ein Wert von 0.25 K. Zur Berechnung wurde für die Temperatur der Referenzposition (kalter Nachthimmel) 273 K angenommen und aus den Daten eine mittlere, nachgewiesene Strahlungstemperatur der Mondoberfläche von etwa 1.54 K extrahiert (ca. 2.8 K als Mittelwert aus den Daten in Abbildung 6.8 vermindert um die schon eingerechnete Ankoppeleffizienz von 55 %). Somit folgt hier ein nicht exakt optimales Verhalten des Systems während der Beobachtung. Gründe dafür sind u.a. eingestreute Störungen im ZF-Signal (siehe den Bereich  $>1200 \text{ MHz}$  ZF), die dann ein größeres Systemrauschen suggerieren als tatsächlich vorhanden ist.

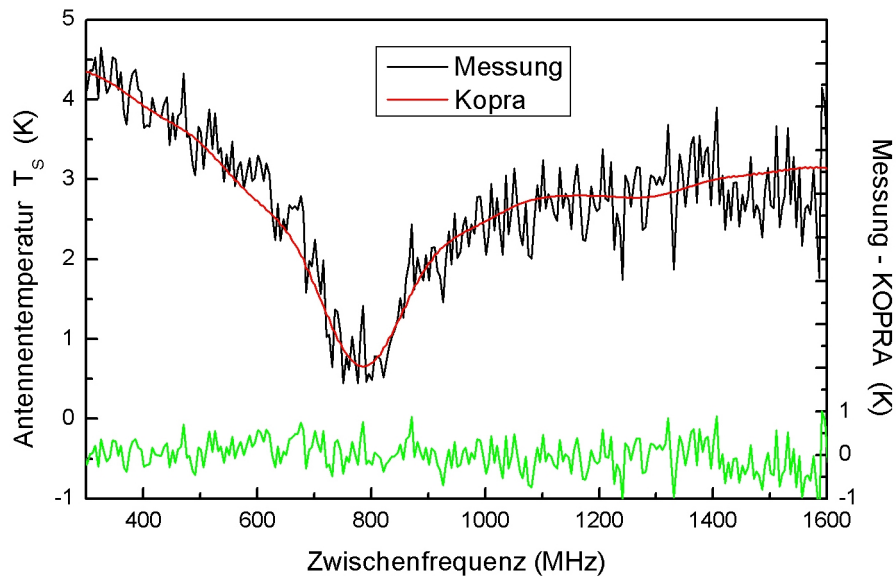


Abbildung 6.8: Stratosphärische Ozon Absorption gegen den Mond bei  $1036.8316 \text{ cm}^{-1}$  (asymmetrische Streckschwingung  $\nu_3=1\leftarrow 0$ ,  $J_{K_a, K_c}=22_{7,16} \leftarrow 22_{7,15}$ ) nach einer Integrationszeit von 560 s. Dargestellt ist die Differenz der Strahlungstemperaturen von Mond und kaltem Himmel gegen die Zwischenfrequenz in einer Frequenzauflösung von 5 MHz. In diesem Fall wurden die Temperaturen um die in Kapitel 6.3 bestimmte Ankoppeleffizienz von 55 % korrigiert. Ebenfalls eingezeichnet ist das mittels KOPRA erzeugte DSB-Spektrum und die Differenz zwischen gemessenen und berechneten Daten.

Aus den Messdaten kann nun die Oberflächentemperatur des Mondes an der Beobachtungsfrequenz abgeschätzt werden: Aus dem Spektrum lässt sich eine mittlere (bereits um die Ankopplung korrigierte) Hintergrundtemperatur von  $(2.8 \pm 0.96) \text{ K}$  ablesen. Aus den ebenfalls in Abbildung 6.8 eingezeichneten KOPRA-Daten ergibt sich eine mittlere Transmission (DSB) von 22.6%. Korrigiert man nun die gemessene Strahlungstemperatur um den Wert der Transmission und bestimmt dann die zugehörige physikalische Temperatur (relativ zu den geschätzten 273 K für den kalten Nachthimmel) ergibt sich für den Mond  $(339 \pm 17) \text{ K}$ . Dieser Wert passt zum Literaturwert von 373 K als Maximaltemperatur auf der beleuchteten Mondseite.

Die Diskrepanz lässt sich unter anderem dadurch erklären, dass der Teleskopstrahl von Oberflächenstrukturen auf dem Mond abgeschattete Bereiche erfasst hat, die nicht die Maximaltemperatur aufwiesen. An dieser Stelle sei nochmals darauf hingewiesen, dass ein Heterodynempfänger prinzipiell kein guter Kontinuumsdetektor ist. Zudem ist der Mond im Infraroten kein guter Kontinuumsemitter. Die hohe Frequenzauflösung hat bei der Detektion von Kontinuumssignalen großes Rauschen zu Folge. Eine wesentlich geringere Frequenzauflösung hingegen erlaubt die exaktere Bestimmung der

Kontinuumstemperatur ohne spektrale Details zu liefern. In dieser Hinsicht können sich hoch auflösende Heterodyninstrumente und weniger hoch auflösende Instrumente (z.B. Fourier-Transform- oder Gitter-Spektrometer) hervorragend ergänzen.

#### 6.4.2 Merkur

Da der Mond als ausgedehnte Quelle keine Herausforderung an die Exaktheit der Teleskopnachführung stellt, wurde auch der Planet Merkur als Hintergrundquelle benutzt. Zum Beobachtungszeitpunkt hatte er eine Größe am Himmel von  $5.6''$  und war zu 81% beleuchtet. Eine Beispielmessung ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Bei einer LO Frequenz von  $1036.8642\text{ cm}^{-1}$  erscheint die Ozon-Absorption ( $1036.8316\text{ cm}^{-1}$ ) im Zwischenfrequenzband nach 370 Sekunden Integrationszeit bei etwa 980 MHz. Zur Gewinnung der Temperaturskala wurden die Messwerte um die in Kapitel 6.3 bestimmte Ankoppeleffizienz korrigiert und mit der Differenz der Strahlungstemperaturen von Schwarzkörperstrahler und Raumtemperatur-Absorber ( $J_H - J_C$ ) multipliziert.

Eine zur in Kapitel 6.4.1 analoge Auswertung der Messdaten liefert folgende Werte: Das aus den Daten gewonnene RMS-Rauschen liegt mit  $(0.36 \pm 0.04)\text{ K}$  wiederum leicht über dem berechneten Wert von  $0.34\text{ K}$ , passt aber im Rahmen der Fehlerbalken zu diesem Wert. In den Daten dieser Messung fanden sich wiederum sehr schmale, zum Teil deutlich ausgeprägte Spitzen, die durch Sender oder andere Hochfrequenzquellen in unzureichend abgeschirmte Kabel eingestreut wurden. Solche nicht systematischen Verfälschungen des 'wahren' Rauschuntergrundes wurden vor der Berechnung des RMS-Wertes entfernt, da ansonsten keinerlei aussagekräftige Daten zu erwarten sind.

Weiterhin kann auch hier versucht werden, die Temperatur der Merkur-Oberfläche abzuschätzen. Mit einer mittleren Transmission von 25.5% ergibt die gemessene (korrigierte) Hintergrund-(Strahlungs-)temperatur von  $(4.7 \pm 1.1)\text{ K}$  eine physikalische Temperatur der Merkur-Oberfläche von  $(348 \pm 16)\text{ K}$ . Dieser Wert liegt um einen Faktor zwei unter dem in der Literatur genannten Maximalwert auf der beleuchteten Seite des Merkur von  $700\text{ K}$ . Bei dieser Beobachtung ist, im Vergleich mit der Messung von Ozon gegen den Mond, die Größe der Hintergrundquelle und der Beobachtungszeitpunkt entscheidend. Da der Merkur nah an der Sonne steht und die Messung somit am Tag erfolgte, wurde eine exakte Nachführung des Teleskops durch Szintillation in der Atmosphäre deutlich beeinträchtigt. Daher konnte nicht sichergestellt werden, dass der Teleskopstrahl ohne Unterbrechung exakt auf den Merkur gerichtet war. Erschwerend kam hinzu, dass der von der Sonne beleuchtete Teil des Planeten genau der Strahlgröße entsprach. Jede kleine Abweichung von der Idealposition führte somit direkt zum Verlust von 'Hintergrund-Temperatur'. An diesem Beispiel wird daher deutlich, wie wichtig eine gute optische Kontrolle des Beobachtungsobjektes und eine stabile und ruhige Atmosphäre sind.

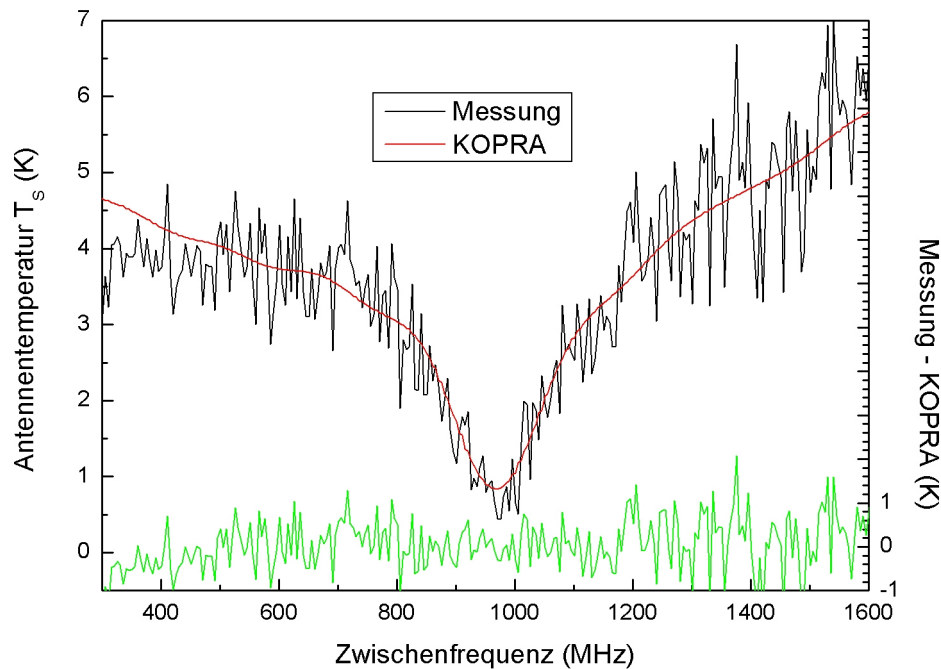


Abbildung 6.9: Stratosphärisches Ozon gegen Merkur bei  $1036.8316 \text{ cm}^{-1}$  nach einer Integrationszeit von 370 s (asymmetrische Streckschwingung  $\nu_3=1\leftarrow 0$ ,  $J_{K_a, K_c}=227_{7,16} \leftarrow 227_{7,15}$ ). Dargestellt ist die Differenz der Strahlungstemperaturen von Merkur und kaltem Himmel gegen die Zwischenfrequenz in einer Frequenzauflösung von 5 MHz. In diesem Fall wurden die Temperaturen um die in Kapitel 6.3 bestimmte Ankoppeleffizienz von 55 % korrigiert. Ebenfalls eingezeichnet ist das mittels KOPRA erzeugte DSB-Spektrum und die Differenz zwischen gemessenen und berechneten Daten.

### 6.4.3 $\alpha$ Orionis

Für Beobachtungen von Quellen ausserhalb unseres Sonnensystems, die für die Zukunft mit THIS vorgesehen sind, reicht es allerdings nicht aus, Testmessungen an ausgedehnten Quellen durchzuführen. Für Absorptionsmessungen im kalten, interstellaren Medium (ISM) sind fast ausnahmslos Punktquellen als Hintergrund verfügbar. Je nach verwendetem Teleskop und Wellenlänge (und der damit gegebenen Größe des Sichtfeldes am Himmel) bieten eventuell einige Bogensekunden große, warme HII-Regionen oder ausgedehnte Kerne warmer, dichter Molekülwolken die Ausnahme.

Am 1.5 m McMath-Pierce Teleskop war der erste Versuch der Detektion von Absorptionslinien in einer extrasolaren Quelle mit THIS aufgrund von massiven Problemen in der Teleskopsteuerung, deren Elektronik zeitweise sogar das gesamte Teleskop stilllegten, leider erfolglos. Der Kohlenstoff-Stern IRC+10216 oder CW Leo im Sternbild Löwe besitzt eine warme Hülle aus dichtem Gas, das über einen Bereich von etwa 2 Bogensekunden am Himmel

Temperaturen von mehr als 250 K aufweist. Der zentrale, ins Material eingebettete Stern selbst ist mit etwa 1500 K deutlich heißer. Mit der am Teleskop demonstrierten Empfindlichkeit von THIS wäre es sicher möglich gewesen, Beobachtungen in IRC+10216 durchzuführen. Dieses interessante Projekt musste wegen der dafür ungeeigneten Teleskopsteuerung leider abgebrochen werden.

Infrarot-Teleskope wie das italienische TIRGO-Teleskop am Gornergrat oder das amerikanische IRTF-Teleskop auf Hawaii bieten sich aufgrund ihrer Größe von 1.5 bzw. 3 m und ihrer moderneren Steuerungen und optischen Kontrollmöglichkeiten dafür an.

Trotz dieser Problematik konnte erstmals gezeigt werden, dass Punktquellen als Hintergrundquellen mit THIS nutzbar sind. Dazu wurde der rote Riesenstern Beteigeuze oder  $\alpha$  Orionis im Sternbild Orion ausgewählt. Dieser Stern ist 429 Lichtjahre entfernt, hat allerdings eine Größe von 1500 Sonnendurchmessern und eine mittlere Temperatur von ca. 3580 K [BDH<sup>+</sup>96]. Zunächst wurde eine Abschätzung der Größe der Sternscheibe durchgeführt.

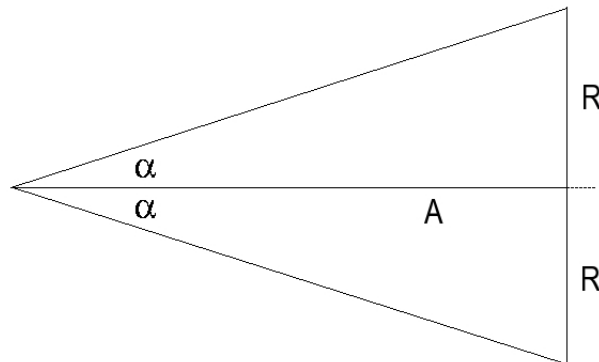


Abbildung 6.10: Abschätzung der Größe eines Sterns im Vergleich mit der Sonne. Die Größe der Sternscheibe eines Sterns mit Radius  $R$  im Abstand  $A$  erscheint einem Betrachter unter dem Winkel  $2 \cdot \alpha$ .

Aus Abbildung 6.10 kann man entnehmen, dass für den Zusammenhang zwischen dem Abstand  $A$  des Sterns, seines Radius  $R$  und dem Winkel, unter dem die Sternscheibe erscheint, der Zusammenhang

$$\tan \alpha = \frac{R}{A} \approx \alpha \quad (6.5)$$

gilt. Daraus folgt für die Größe einer Sternscheibe (in Bogensekunden) unter Verwendung von  $A_{\text{Sonne}} = 150 \cdot 10^6 \text{ km}$ , 1 Lichtjahr (LJ) =  $9.46 \cdot 10^{12} \text{ km}$  und  $2 \cdot \alpha_{\text{Sonne}} \approx 1800''$ :

$$2 \cdot \alpha_{\text{Stern}} = 0.02854 \cdot \frac{[\text{Sternradius in solaren Radien}]}{A_{\text{Stern}}[\text{in LJ}]} \quad (6.6)$$

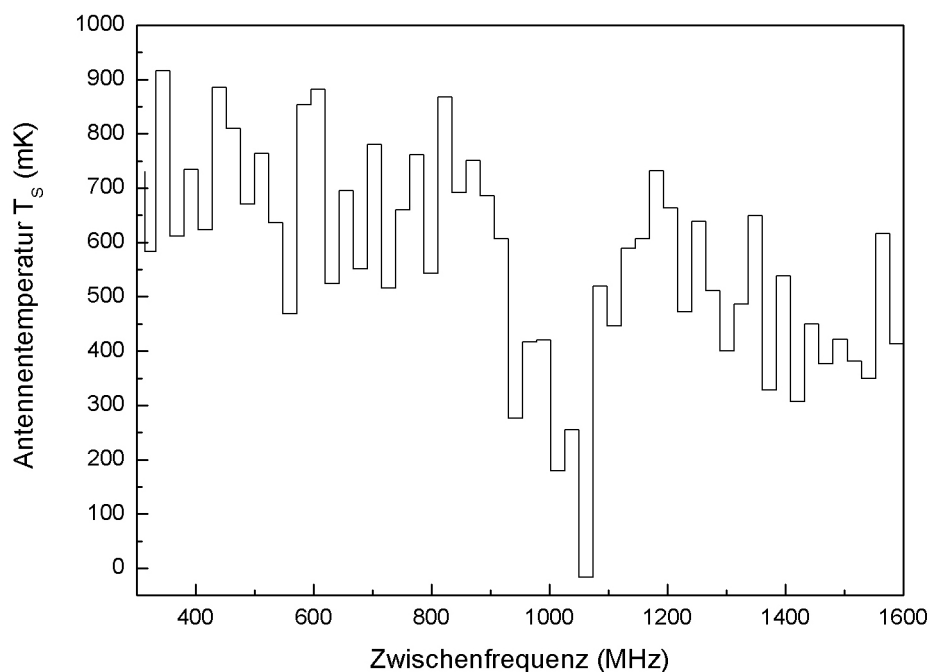


Abbildung 6.11: Stratosphärische Ozon Absorption gegen den roten Riesenstern Beteigeuze bei  $1037.9051 \text{ cm}^{-1}$  (asymmetrische Streckschwingung  $\nu_3=1\leftarrow 0$ ,  $J_{K_a, K_c}=25_{4,21} \leftarrow 25_{4,22}$ ). Dargestellt ist die Differenz der Strahlungstemperaturen (korrigiert um die Ankoppeleffizienz) von Beteigeuze und kaltem Himmel gegen die Zwischenfrequenz in einer Frequenzauflösung von 25 MHz.

Diese Abschätzung ergibt mit den oben genannten Werten für Beteigeuze eine Größe der Sternscheibe von 0.1 Bogensekunden am Himmel. Diese Zahl kann nun bezogen werden auf die Größe des mittels Gauß'scher Optik berechneten Teleskopstrahls von 1.7 Bogensekunden (FWHM). Hierbei ist zu berücksichtigen, dass zur Ermittlung der Teleskopankopplung die Sonne als ausgedehnte Hintergrundquelle benutzt wurde. Die Berechnung des Verhältnis der Fläche der Sternscheibe  $F_B$  zur vom Teleskopstrahl abgedeckten Fläche  $F_S$  liefert:

$$\frac{F_B}{F_S} = \ln(2) \cdot \left( \frac{2\alpha_B}{\Delta_{1/2}} \right)^2 = 2.4 \cdot 10^{-3} \quad (6.7)$$

Dabei bezeichnet  $\Delta_{1/2}$  die FWHM des Teleskopstrahls. In Abbildung 6.11 ist das Ergebnis einer Messung mit 1200 Sekunden Integrationszeit zu sehen: Gegen den Stern als Hintergrund konnte eine stratosphärische Ozon-Absorption detektiert werden. Die Frequenzauflösung im gezeigten Plot beträgt 25 MHz.

Diese Messung wurde, abweichend von dem in Kapitel 2.3 vorgestellten Modus, wie folgt gewonnen: Die atmosphärische Szintillation hatte zur Folge, dass sich die Position der Sternscheibe auf dem Kontrollmonitor sehr schnell änderte und somit Messzyklen von mehreren Sekunden Länge nicht

sinnvoll waren. Daher wurden zunächst nur Signal und Referenz am Himmel aufgenommen. Um unterschiedliche Wege des Signals von beiden Positionen durch die Teleskopoptik auszugleichen, wurden in einer gleichlangen, zweiten Messung die Positionen am Himmel vertauscht. Erst danach wurden die Signale der Kalibrationsstrahler aufgezeichnet und das Himmelssignal damit kalibriert.

In Abbildung 6.11 wurde wiederum die nachgewiesene Strahlungstemperatur-Differenz um die in Kapitel 6.3 bestimmte Ankoppeleffizienz des Empfängers an das Teleskop von 55 % korrigiert. Damit kann man aus den Messdaten zunächst eine mittlere Hintergrundtemperatur von etwa 700 mK im Bereich der Linienflügel ablesen. Für die atmosphärische Transmission (DSB) erhält man einen mittleren Wert von 18 %. Die Strahlungstemperatur-Differenz zwischen dem Stern und dem kalten Nachthimmel beträgt an der Beobachtungswellenlänge 2913 K. Gewichtet man dies mit der mittleren Transmission, dem oben berechneten 'Beamfilling' von  $2.4 \cdot 10^{-3}$  und der Ankoppeleffizienz von 55 % so ergibt sich eine mittlere Hintergrundtemperatur von 692 mK: Unter Berücksichtigung der Einfachheit der Abschätzung<sup>3</sup> eine ausgezeichnete Übereinstimmung!

Die jetzt mit QC-Lasern erreichte Grenzempfindlichkeit von THIS soll abschließend folgendes Beispiel verdeutlichen: Unter der Annahme perfekt radiometrischen Verhaltens des Gesamtsystems und einer Temperatur der Signal- wie auch der Referenzposition (schwache Punktquelle bzw. kalter Nachthimmel) von 273 K lässt sich in einer Gesamtintegrationszeit von einer Stunde ein Temperaturunterschied von ca. 65 mK mit einem SNR von 1 detektieren, in einer Zeit von 3 Stunden etwa 38 mK.

### Zusammenfassung

Während der Beobachtungsläufe auf dem Kitt Peak konnte demonstriert werden, dass die Empfindlichkeit von THIS für die Detektion von Absorptionssignalen gegen schwache Hintergrundquellen ausreicht. Ein entscheidender Faktor für die Nutzbarkeit von quasi Punktquellen ist die Teleskopgröße (und damit das 'Beamfilling') und die daraus resultierende effektive Hintergrundtemperatur. Diese Erkenntnis stellt einen entscheidenden Fortschritt dar, da mit den meisten Teleskopen die Möglichkeit zur Nutzung der Sonne als Hintergrundquelle nicht gegeben ist.

- Zur Untersuchung der Erdatmosphäre können neben der Sonne auch die Planeten oder der Mond als Hintergrundquelle eingesetzt werden. Die jeweils verfügbaren Hintergrund(Strahlungs-)temperaturen von einigen Kelvin erlauben die Detektion atmosphärischer Absorptionslinien mit gutem SNR in einigen Minuten.

<sup>3</sup>Ein kaum quantifizierbarer Fehler entsteht schon durch die Szintillation: ein exaktes Nachfahren auf den Stern war nahezu unmöglich.



- Die Detektion von stratosphärischem Ozon gegen  $\alpha$  Orionis demonstriert die Empfindlichkeit von THIS gegenüber Punktquellen. Anhand dieser Messung können nun Integrationszeiten für die Beobachtung von Absorptionslinien gegen Quellen bekannten Strahlungsflusses abgeschätzt werden.

## 6.5 CO<sub>2</sub> Emission aus den Atmosphären von Venus und Mars

### 6.5.1 Venus

Im mittleren IR sind Sonne, Merkur und die beleuchtete Seite des Mondes sehr helle Kontinuumsquellen am Himmel. Wie in den vorangegangenen Abschnitten demonstriert kann mit THIS hochauflösende Absorptions-Spektroskopie in der Erdatmosphäre gegen diese Hintergrundquellen durchgeführt werden.

Sehr helle Quellen um 10  $\mu$ m Wellenlänge, die Moleküllinien von einigen 10 MHz Breite auch in Emission zeigen, sind die von der Sonne beleuchteten Atmosphären von Venus und Mars. In den 70er Jahren des letzten Jahrhunderts ist in beiden Planetenatmosphären nicht-thermische CO<sub>2</sub> Emissionen entdeckt worden [JBM<sup>+</sup>76] [BJMS76] [KM83]. Es wird vermutet, dass zunächst kurzwelliges Sonnenlicht in den jeweiligen Atmosphären absorbiert wird. Mittels molekularer Stöße werden dann die oberen, an der Lasertätigkeit beteiligten Niveaus der CO<sub>2</sub>-Moleküle bevölkert [DM83]. Damit ergeben sich in diesen Atmosphären viele der Übergänge, die man z.B. auch in einem CO<sub>2</sub>-Laser findet. Aufgrund des nicht-thermischen Charakters dieser Übergänge und der niedrigen Drücke in den Atmosphärenschichten, aus denen die Strahlung stammt, sind diese Linien nur einige 10 MHz breit und im Vergleich zur thermischen Emission des Gases sehr hell. Dies gilt insbesondere für die Übergänge zwischen Niveaus mit kleinen J-Quantenzahlen (also nah an den Bandenursprüngen des CO<sub>2</sub>-Moleküls).

In Abbildung 6.12 ist das Ergebnis einer Messung des Übergangs R(36) mit einer Ruhfrequenz von 1087.9483 cm<sup>-1</sup> zu sehen. Aufgetragen ist wiederum die Antennentemperatur gegen die Zwischenfrequenz. Durchgeführt wurde die Beobachtung am Morgen des 1.12.2002 mit dem 90 cm West-Auxiliary Solar Telescope auf dem Kitt Peak. Die Integrationszeit betrug 5990 Sekunden und die Dopplerverschiebung im Erde-Venus-System variierte während der Messung zwischen 1056 und 1079 MHz. Dies hat zur Folge, dass die Emissionslinie durch den Dopplereffekt verbreitert wird. Zum Zeitpunkt der Beobachtung war die Venus zu 22 % beleuchtet und die Planetenscheibe hatte einen Durchmesser von 44 Bogensekunden am Himmel.

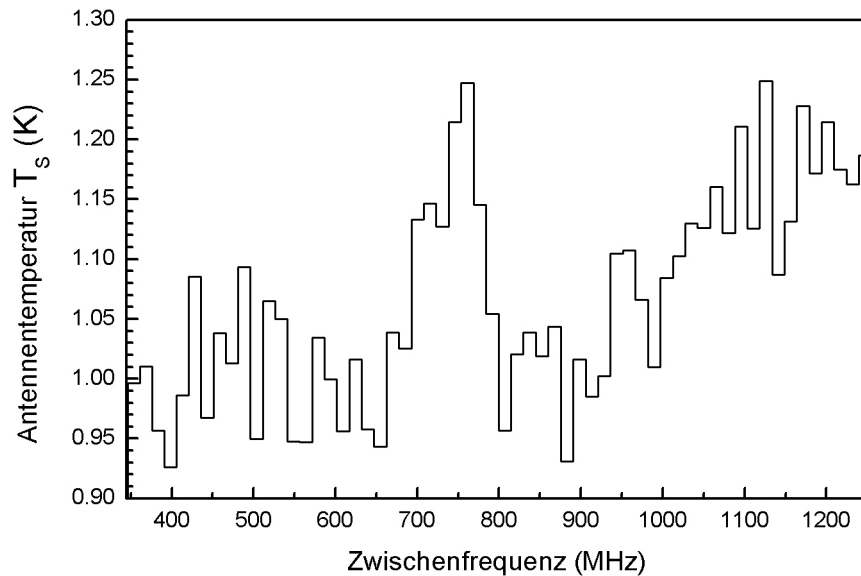


Abbildung 6.12: Nicht-thermische  $\text{CO}_2$ -Emission  $R(36)$  aus der beleuchteten Venus-Atmosphäre bei  $1087.9 \text{ cm}^{-1}$ . Aufgetragen ist die Antennentemperatur gegen die Zwischenfrequenz mit einer Frequenzauflösung von 15 MHz. Die Integrationszeit betrug 5990 s

Das Teleskop wurde so nachgeführt, dass die hellste Region der beleuchteten Kante der Venusscheibe auf dem Kontrollmonitor mit der zuvor anhand der Sonne bestimmten Punkt größter IR-Empfindlichkeit übereinstimmte. Die etwa 90 MHz (FWHM) breite Emission bei 750 MHz ZF befindet sich in der Mitte der mehrere 100 MHz breiten  $\text{CO}_2$ -Absorption, die die Venusatmosphäre gegen den warmen Planeten als Hintergrundquelle liefert.<sup>4</sup>

Zur Kalibration der Messung wurden die detektierten Strahlungstemperatur-Differenzen zwischen Venus und kaltem Himmel mit der Differenz der Strahlungstemperaturen der Kalibrationsstrahler multipliziert und schließlich um die Ankoppeleffizienz von 66.5% korrigiert. Dies entspricht einer Doppelseitenband-Kalibration, die für eine Beurteilung der Kontinuumstemperatur einer Hintergrundquelle entscheidend ist (vgl. Kapitel 6.4.3). Der Einfluss der Atmosphäre im Bereich von  $1087.9 \text{ cm}^{-1}$  beschränkt sich für die Beobachtungsgeometrie (Elevationswinkel der Venus zwischen  $40^\circ$  und  $45^\circ$ ) auf eine nahezu gleichbleibende Transmission von etwa 95% und kann vernachlässigt werden. Die Emissionslinie, die nur aus dem oberen Seitenband stammt, hat daher nicht die im Plot ablesbare Temperatur von 300 mK sondern etwa 600 mK. Diesen Wert kann man in einer groben Abschätzung mit gemessenen Daten anderer  $\text{CO}_2$ -Emissionslinien aus der Venus Atmosphäre vergleichen.

<sup>4</sup>Aufgrund der hohen Dichten von bis zu 90 bar in tiefen Atmosphärenschichten sieht man nicht die Venusoberfläche selbst als Hintergrundquelle, sondern die im mittleren IR undurchsichtigen warmen Wolkenschichten unterhalb von ca. 80 km Höhe.

Für die Besetzung der Energieniveaus eines starren Rotators gilt der Ausdruck (siehe z.B. [Ber95])

$$P_J \approx \frac{B}{k_b T} (2J + 1) \cdot e^{-BJ(J+1)/k_b T} \quad (6.8)$$

Dabei bezeichnet  $B$  die Rotationskonstante ( $B=0.39\text{cm}^{-1}$  für CO<sub>2</sub>),  $J$  die Rotationsquantenzahl und  $T$  die physikalische Temperatur des emittierenden Materials. Für eine Temperatur von 300 K ergibt sich daraus  $J_{max} \approx 15$ . Die gemessenen 600 mK für die R(36) ergeben etwa 2.5 K für den Bereich des maximalen  $J$ . Johnson et al. haben in [JBM<sup>+</sup>76] für die Beobachtung der P(14) Emission bei  $950\text{cm}^{-1}$  am subsolaren Punkt eine Temperatur von etwa 5 K ermittelt. Betz et al. berichten in [BJMS76] Temperaturen für die P(16) für ähnliche Beobachtungsgeometrie von etwa 6 K.

Hieraus wird ersichtlich, dass die Kalibration des mit THIS gemessenen Spektrums vernünftige Werte liefert. Eine darüber hinausgehende Aussage über die Qualität der Daten lässt sich allerdings nicht machen. Dafür gibt es mehrere Gründe:

- Die beschriebene Beobachtungsgeometrie liefert eine besonders große Unsicherheit. Zunächst hängt die nachweisbare Stärke der CO<sub>2</sub>-Emissionen stark von dem vom Teleskopstrahl erfassten Atmosphärenvolumen ab, denn nur wenn die wenige Kilometer dicke, atmosphärische Schicht, in der die Emission entsteht, in der Mitte des Teleskopstrahls liegt, kann maximales Signal beobachtet werden. Beim tangentialen Blick durch die Atmosphäre entsprechen zum Beobachtungszeitpunkt einer Schichtdicke von ca. 50 km nur 0.2". Der Teleskopstrahl hingegen hatte eine Größe von etwa 3". Dazu kommt noch die nicht exakt mögliche Nachführung des Teleskops durch die Szintillation.
- Eine verlässliche Aussage über die gemessene Temperatur und die Kalibration ließe sich durch Vergleich mit einer weiteren Emissionslinie bei gleicher Beobachtungsgeometrie gewinnen. Leider war mit dem zur Beobachtung verwendeten Laser keine weitere CO<sub>2</sub>-Emission erreichbar.
- Die beobachteten Nicht-Gleichgewichtsphänomene sind zeitlich und räumlich stark variabel. Dies muss beim Vergleich mit Messungen anderer Instrumente zu anderen Zeiten berücksichtigt werden. Die räumliche Variation der Linienstärke hängt dabei z.B. von der Intensität der Sonneneinstrahlung ab. Vom sonnennächsten Punkt (dem sogenannten Subsolaren Punkt) nimmt die Intensität zu den Polen hin ab. Zusätzlich dazu variiert die Signalstärke zeitlich mit den Jahreszeiten. Zur Gewinnung einer exakten Aussage über Temperaturen müssten daher zwei Messungen in kurzem zeitlichen Abstand und bei gleicher Beobachtungsgeometrie erfolgen.

### 6.5.2 Mars

Analog zu der im vorherigen Abschnitt vorgestellten Messung wurde auch nicht-thermische CO<sub>2</sub>-Emission in der Mars-Atmosphäre nachgewiesen. Dazu wurde unter anderem am 30.11.2003 mit dem 1.5 m Sonnenteleskop auf dem Kitt Peak die Kante des Mars bei etwa 20° nördlicher Breite beobachtet. Das Spektrum in Abbildung 6.13 wurde in einer Integrationszeit von etwa 2400 s aufgenommen und ist mit einer Frequenzauflösung von 4 MHz dargestellt. Zur Temperaturkalibration wurde wiederum die gemessene Strahlungstemperatur-Differenz mit der Differenz der Strahlungstemperaturen der Kalibrationsquellen multipliziert und um die gemessene Ankoppeleffizienz (siehe Abschnitt 6.3) von 55% korrigiert.

Zur weiteren Auswertung der Messung wurde an die Daten ein Modellspektrum angepasst. Das am Goddard Space Flight Center der NASA entwickelte Modell erlaubt es, gleichzeitig die Einflüsse der Erdatmosphäre und den Strahlungstransport in der Marsatmosphäre zu berechnen. Der auf der HITRAN-Datenbank basierende Algorithmus GENLN2 erzeugt zunächst für die gegebene Beobachtungsgeometrie ein synthetisches Spektrum der Erdatmosphäre [Edw92]. Wahlweise kann dazu auch der bereits erwähnte KOPRA-Algorithmus verwendet werden. Diese Daten werden dann an den BEAMINT-Algorithmus übergeben [HGL<sup>+</sup>], welcher zusätzlich den Strahlungstransport in der Marsatmosphäre berechnet. Iterativ wird dann ein synthetisches Spektrum an die Messdaten angepasst. BEAMINT liefert zusätzlich eine Kalibration der Messdaten in Einheiten des spektralen Flusses. Die vom Algorithmus verwendeten Einheiten können in Jy umgerechnet werden:

$$1 \frac{\text{erg}}{\text{s cm}^2 \text{ SR cm}^{-1}} = 0.33 \cdot 10^{12} \text{ Jy/SR} \quad (6.9)$$

In den Abbildungen 6.14 und 6.15 ist die mit GENLN2 berechnete atmosphärische Transmission bzw. das Mars-Modellspektrum dargestellt. Die Überlagerung dieser beiden Anteile ergibt den in Abbildung 6.13 eingezeichneten, kombinierten Fit.

Zur Berechnung des Mars-Spektrums wird eine auf Daten der Viking-Sonde basierende Standard-Mars-CO<sub>2</sub>-Atmosphäre verwendet. Weiterhin wird aus Daten des an Bord des Mars Global Surveyor (MGS) befindlichen Thermal Emission Spectrometer (TES) ein Wert für die Kontinuum-Temperatur der Marsoberfläche bestimmt. Während die breite (~400 MHz) Absorption gegen das Kontinuum der Marsoberfläche von der gesamten, bis zur Planetenoberfläche reichenden CO<sub>2</sub>-Säule hervorgerufen wird, stammt die schmale (42±4 MHz) Emissionslinie aus einer Höhenschicht zwischen 60 und 80 km. Dabei ergibt sich folgende interessante Feststellung: die Emission ist um 7.5±2.2 MHz gegen das Zentrum der breiten Absorption verschoben. Eine mögliche Erklärung dieser Tatsache könnte zonaler Wind in der atmosphärischen Schicht sein, in der die Emission entsteht. Die gemessene Verschiebung

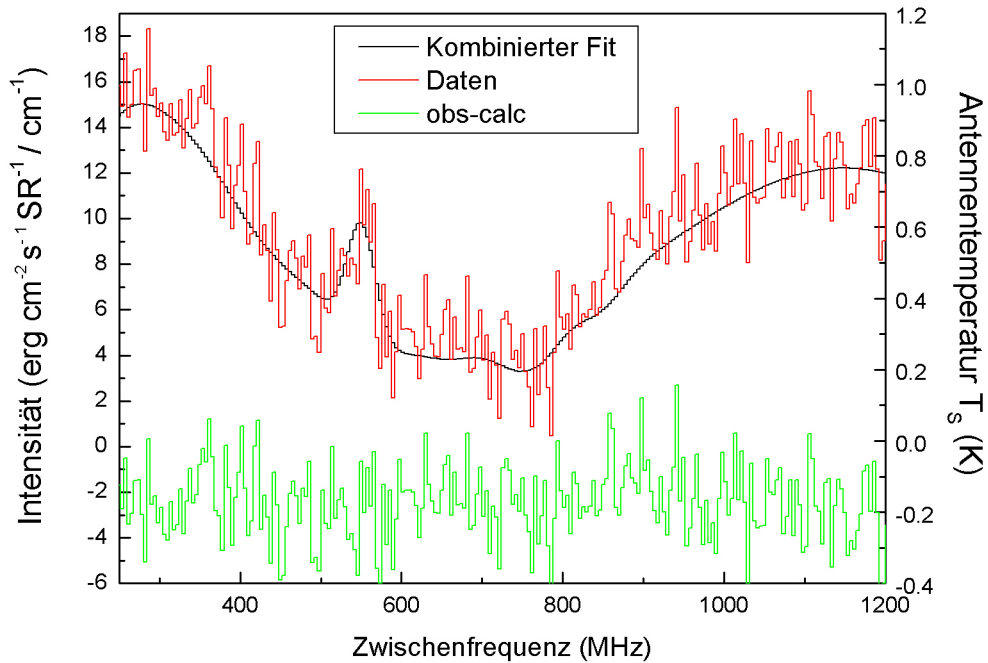


Abbildung 6.13: Nicht-thermische CO<sub>2</sub>-Emission aus der beleuchteten Mars-Atmosphäre bei 1037.4341 cm<sup>-1</sup> P(30). Aufgetragen ist die Antennentemperatur gegen die Zwischenfrequenz mit einer Frequenzauflösung von 4 MHz. Die Integrationszeit betrug 2400 s

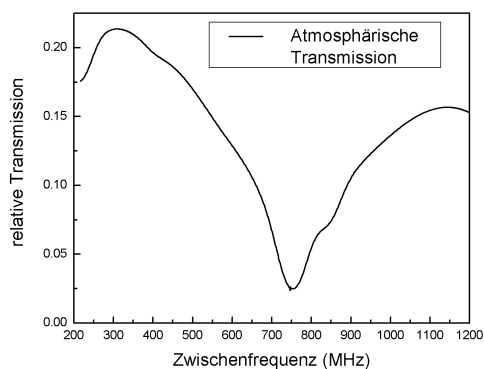


Abbildung 6.14: Transmission der Erdatmosphäre.

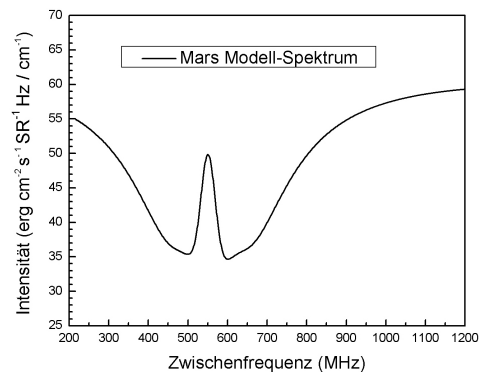


Abbildung 6.15: Modellspektrum der Marsatmosphäre.

der Emissionslinie entspricht dabei einem Wind entlang des Sehstrahls von  $72 \pm 21$  m/s bzw. einem zonalen Wind von  $74 \pm 22$  m/s. Diese Werte gelten unter Vernachlässigung aller sonstigen Effekte. Diese Werte stimmen erstaunlich gut mit Vorhersagen aus aktuellen Modellen zur thermischen Struktur der Marsatmosphäre, die aus MGS/TES-Daten erstellt wurden, überein [smi01]: Diese Modelle sagen für den Zeitraum der Beobachtungen und die Beobachtungsgeometrie zonale Winde mit Geschwindigkeiten von  $>60$  m/s vorher.

Abschließend lässt sich sagen, dass mit THIS jetzt ein durchstimmbares Instrument zur Verfügung steht, mit dem die Erkundung planetarer Atmosphären deutlich flexibler als mit Gaslaser-Instrumenten durchgeführt werden kann. Der in der Frequenz abstimmbare LO erlaubt eine deutlich weniger restriktive Planung von Beobachtungen und zudem die Nutzung von ansonsten nicht erreichbaren molekularen Absorptionen und Emissionen zur Untersuchung von Atmosphären.

Wie gezeigt, ist die Empfindlichkeit für planetare Untersuchungen ausreichend und die Verwendung des AOS erlaubt erstmals die volle Ausschöpfung der in den Beobachtungsdaten enthaltenen Information bis hinab auf die 1 MHz Skala. Für die demonstrierte Bestimmung von Windgeschwindigkeiten in Planetenatmosphären beispielsweise ist dieser Vorteil entscheidend.

# Kapitel 7

## Ausblick

Durch die Verwendung von QC-Lasern als LO konnte im Rahmen dieser Arbeit endgültig demonstriert werden, dass es möglich ist, im mittleren Infrarot einen durchstimmbaren Heterodynempfänger auf Basis von Halbleiterlasern aufzubauen, der die Empfindlichkeit von Gaslaser-Systemen erreicht. Damit konnte auch belegt werden, dass sich mit hinreichend großer Ausgangsleistung und Strahlqualität auch andere Halbleiterlaser für den Einsatz als LO eignen. Trotz aller Erfolge in der Entwicklung der QC-Laser sind cw-QC-Laser kommerziell bislang nur für wenige Wellenlängen verfügbar. Das Potential des Instruments kann daher für interessante Beobachtungsprojekte momentan nicht voll ausgeschöpft werden.

### Laser und Detektoren

Als weiteres Standbein soll deshalb in naher Zukunft untersucht werden, ob optisch gepumpte Bleisalzlaser ebenfalls als LO genutzt werden können. Diese Laser erreichen, wie auch QC-Laser, einige 10 mW an optischer Ausgangsleistung und sollten mindestens den Wellenlängenbereich abdecken, den auch elektrisch gepumpte Bleisalzlaser bereitstellen können (der Bereich von 3 bis 16  $\mu\text{m}$  ist bereits erschlossen [dFL]). Wellenlängen darüber hinaus sollten ebenfalls im Bereich des Möglichen liegen. Ob allerdings cw-Betrieb mit diesen Lasern im mittleren IR erreichbar ist, ist gegenwärtig noch nicht absehbar. Welche Maßnahmen zur Frequenzstabilisierung notwendig sein werden (z.B. ein externer Resonator mit Gitter) soll in Zusammenarbeit mit der Gruppe um Dr. Hans Zogg von der ETH Zürich untersucht werden. In Abbildung 7.1 ist eine Schemazeichnung eines solchen Laserkristalls für Wellenlängen um 6  $\mu\text{m}$  dargestellt.

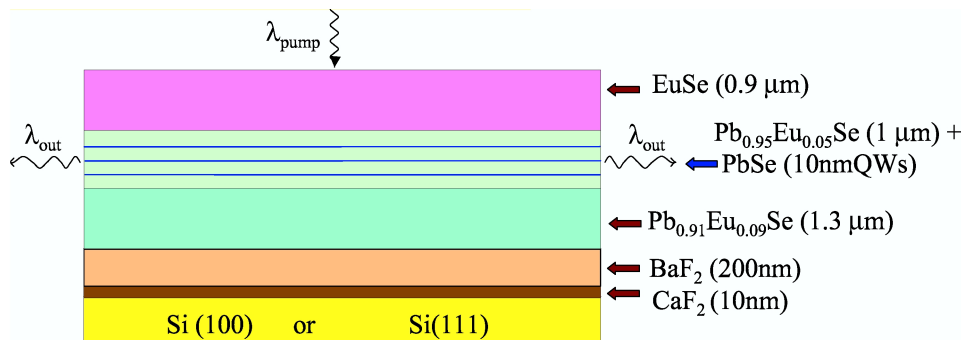


Abbildung 7.1: Schema eines optisch gepumpten Bleisalzlasers. Der Kristall wird mittels MBE gewachsen und zu einige 100  $\mu\text{m}$  breiten Streifen verarbeitet. Als Pumplaser werden handelsübliche Nah-IR oder Telekom-Laserdioden mit bis zu einigen Watt an Ausgangsleistung und Wellenlängen zwischen 0.8 und 1.5  $\mu\text{m}$  verwendet. Das IR-Laserlicht tritt dann, wie eingezeichnet, aus beiden Facetten aus. Abbildung aus [KAZZ04]

Durch eine vereinfachte Optik und verbesserte Strahlführung ist es eventuell doch möglich, auch elektrisch betriebene Bleisalzlasers als LO sinnvoll einzusetzen. Dabei muss gegebenenfalls auf höchste Empfindlichkeiten verzichtet werden. Es sind allerdings viele Fragestellungen denkbar, die eher ein Instrument erfordern, das möglichst viele Beobachtungswellenlängen abdecken und mit großer Bandbreite hochaufgelöst Daten aufnehmen kann, auch ohne in Reichweite des Quantenlimits zu operieren. Insbesondere für atmosphärische Untersuchungen ist daher die Vergrößerung der zur Verfügung stehenden Bandbreite von großem Interesse. Die im Rahmen dieser Arbeit begonnenen Untersuchungen an 'Quantum Well Infrared'-Photodetektoren werden daher intensiv weitergeführt, gerade im Hinblick auf die Realisierung von Mischern mit einer nutzbaren Bandbreite von einigen GHz. In Abbildung 7.2 ist ein erstes Ergebnis dargestellt. Die mit dem (nicht für den Heterodyneinsatz optimierten) QWIP erreichten Systemtemperaturen liegen unterhalb von 20000 K. Hier ist vermutlich noch ein erhebliches Potential zur Verbesserung der Empfindlichkeit vorhanden. In bereits begonnenen Experimenten ist der Aufbau einer ZF-Kette geplant, die es erlaubt, die Nachweisempfindlichkeit eines QWIPs über einige GHz Bandbreite zu untersuchen.

Da die Verfügbarkeit von geeigneten Lasern entscheidend mitbestimmen wird, welche Beobachtungsprojekte in naher Zukunft durchgeführt werden können, ist es durchaus denkbar, für einzelne Projekte auch einen  $\text{CO}_2$ -Laser als LO einzusetzen. Zudem werden in naher Zukunft verbesserte HgCdTe-Mischer verfügbar sein, die neben 9.6 und 10.6 auch den Bereich um 12  $\mu\text{m}$  abdecken werden. Dieser Ansatz verleiht dem Projekt weitere Flexibilität.



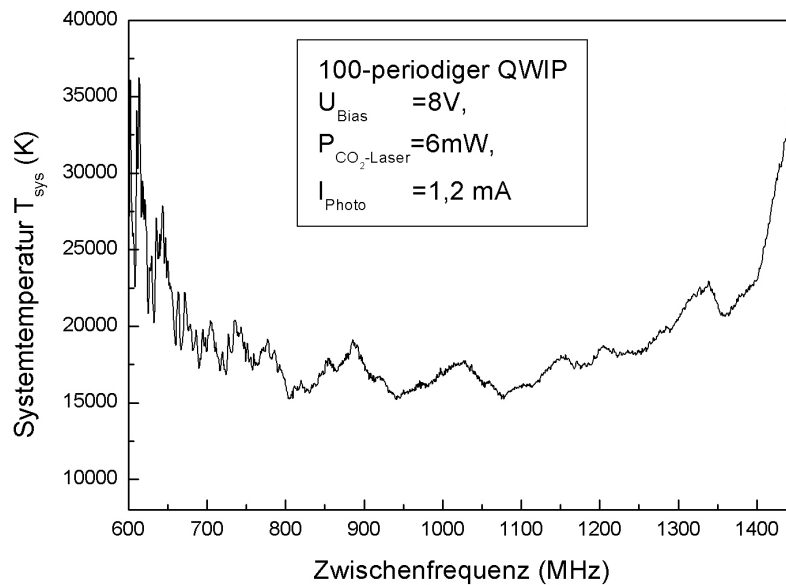


Abbildung 7.2: Erstes Messergebnis mit einem QWIP als Mischer. Dargestellt ist die erreichte Systemtemperatur über der Zwischenfrequenz. Im mittleren Bereich des ZF-Bandes konnten Systemtemperaturen von weniger als 20000 K erreicht werden.

### Beobachtungen

Für atmosphärische, planetare und astronomische Beobachtungen steht nun ein einsatzbereites und konkurrenzfähiges Empfangssystem bereit. Zur Durchführung atmosphärischer Beobachtungen wäre es wünschenswert, eine deutlich größere Bandbreite zur Verfügung zu haben, um mehrere Absorptionslinien gleichzeitig vermessen zu können. Ein vielversprechendes Projekt könnte die Beobachtung von Verbindungen sein, die am Ozonabbau beteiligt sind. Mit der zur Verfügung stehenden Empfindlichkeit des Systems wird es auch möglich sein, sehr schwache Molekül-Absorptionen gegen die Sonne als Hintergrundquelle zu detektieren.

Die Untersuchungen planetarer Atmosphären können nun unter konkreten Fragestellungen angegangen werden. Insbesondere die Ausnutzung der zur Verfügung stehenden maximalen Auflösung sollte dabei im Vordergrund stehen. Wie am Beispiel des Mars demonstriert, lassen sich bestehende Modelle überprüfen und gegebenenfalls verbessern und ergänzen.

Die demonstrierte Empfindlichkeit von THIS reicht nunmehr aus, um auch das eigentliche Ziel der Entwicklung unseres abstimmbaren IR-Heterodynsystems anzugehen: die Untersuchung astronomischer Quellen. Die Verfügbarkeit geeigneter Teleskope und Laser vorausgesetzt, steht der Durchführung von höchstauflösender IR-Spektroskopie von molekularen Signaturen im interstellaren Medium, in protoplanetaren Scheiben oder auf kühlen Sternen nichts mehr im Wege.



# Anhang A

## Betrachtungen zur Systemempfindlichkeit

### A.1 Direkt-Detektion

Der Nachweis von Photonen in einem Detektor stellt einen statistischen Prozeß dar, der der Poisson-Statistik folgt. Somit erhält man für die Varianz der Zahl der erzeugten Photoelektronen  $m_p$  (siehe z.B. [KM78]):

$$\langle \Delta m_p^2 \rangle = \langle m_p \rangle \quad (\text{A.1})$$

Hier und im Folgenden bezeichnet  $\langle x \rangle$  den Erwartungswert der jeweiligen Größe  $x$ . Befindet sich vor dem Detektor ein Filter, erzeugt dieses zusätzliches wave-fluctuation-noise, wenn für die Integrationszeit  $t$  gilt  $t \gg 1/\text{Filterbreite}$ :

$$\langle \Delta m_{fl}^2 \rangle = \frac{\langle m_{fl} \rangle^2}{B_{fl} \cdot t} \quad (\text{A.2})$$

Dabei bezeichnet  $B_{fl}$  die Fluktuationsbandbreite des Filters mit Transmissionsprofil  $L(\nu)$  und ist definiert als:

$$B_{fl} = \frac{[\int_0^\infty L(\nu) \cdot d\nu]^2}{\int_0^\infty L^2(\nu) \cdot d\nu} \quad (\text{A.3})$$

Geht man nun zum Photostrom mittels  $\langle i \rangle = \langle m \rangle \cdot e_0/t$  über, erhält man:

$$\langle \Delta i^2 \rangle = 2 \cdot \langle i_p \rangle \cdot \frac{e_0}{t} + \frac{\langle i_{fl} \rangle^2}{B_{fl} \cdot t} \quad (\text{A.4})$$

wobei  $\langle i_p \rangle$  den Gesamtstrom am Detektor bezeichnet und  $\langle i_{fl} \rangle$  für den Photostrom steht. Der gesamte vom Detektor erzeugte Strom  $\langle i_p \rangle$  kann dabei in drei Komponenten aufgeteilt werden:

---

<sup>1</sup>Dies ist die Radiometer-Formel

- $\langle i_d \rangle$  bezeichnet den Dunkelstrom, der sich zusammensetzt aus dem Dunkelstrom ohne Bestrahlung des Detektors, dem durch das Auslesen des Detektors erzeugten Strom sowie aus dem durch ungefilterte Hintergrundstrahlung erzeugten Strom.
- $\langle i_b \rangle$  bezeichnet den Anteil des Photostroms, den durch das Filter eingefallene Hintergrundstrahlung erzeugt.
- $\langle i_s \rangle$  schließlich bezeichnet den Anteil des Photostroms, den durch das Filter eingefallene Signalphotonen erzeugen.

Damit bekommt man:

$$\langle \Delta i^2 \rangle = 2 \cdot (\langle i_d \rangle + \langle i_b \rangle + \langle i_s \rangle) \cdot \frac{e_0}{t} + \frac{(\langle i_b \rangle + \langle i_s \rangle)^2}{B_{fl} \cdot t} \quad (\text{A.5})$$

Die kleinste detektierbare Leistung eines Empfangssystems ergibt sich aus dem oben Gesagten, wenn gilt:  $\langle \Delta i^2 \rangle = \langle i_s^{min} \rangle^2$ . Zum Auffinden von  $\langle i_s^{min} \rangle$  ist die quadratische Gleichung

$$\langle i_s^{min} \rangle^2 = 2 \cdot (\langle i_d \rangle + \langle i_b \rangle + \langle i_s^{min} \rangle) \cdot \frac{e_0}{t} + \frac{(\langle i_b \rangle + \langle i_s^{min} \rangle)^2}{B_{fl} \cdot t} \quad (\text{A.6})$$

zunächst zu minimieren. Für den minimal nachweisbaren Photostrom bei einem Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) von eins ergibt sich:

$$\langle i_s^{min} \rangle = \frac{\frac{\langle i_b \rangle}{B_{fl}} + e_0 + \left[ (e_0)^2 + \langle i_b \rangle t \left( \frac{\langle i_b \rangle}{B_{fl}} + 2e_0 \right) + \langle i_d \rangle 2e_0 \left( t - \frac{1}{B_{fl}} \right) \right]^{1/2}}{t - \frac{1}{B_{fl}}} \quad (\text{A.7})$$

Generell gilt die Annahme, dass die Integrationszeit  $t$  groß gegenüber dem Kehrwert der Fluktuationsbandbreite des Filters  $1/B_{fl}$  ist, denn  $B_{fl}$  liegt mindestens im MHz-Bereich während typische Integrationszeiten einige Sekunden betragen. Die Näherung  $t \gg 1/B_{fl}$  ist daher gerechtfertigt und man findet:

$$\langle i_s^{min} \rangle = \left( \frac{\langle i_b \rangle}{B_{fl}} + e_0 + \left[ (e_0)^2 + \left( \frac{\langle i_b \rangle^2}{B_{fl}} + (\langle i_b \rangle + \langle i_d \rangle) \cdot 2e_0 \right) \cdot t \right]^{1/2} \right) \cdot \frac{1}{t} \quad (\text{A.8})$$

Sobald die Zahl der durch Hintergrundstrahlung erzeugten Elektronen nicht exakt gleich null ist, ist für hinreichend lange Integrationszeiten immer die Ungleichung

$$\left( \frac{\langle i_b \rangle^2}{B_{fl}} + (\langle i_b \rangle + \langle i_d \rangle) \cdot 2e_0 \right) \cdot t \gg (e_0)^2 \quad (\text{A.9})$$

erfüllt. Damit ergibt sich schließlich:<sup>2</sup>

$$\langle i_s^{min} \rangle^2 \approx \left[ \langle i_b \rangle \cdot \left( \frac{\langle i_b \rangle}{B_{fl}} + e_0 \right) + \langle i_d \rangle \cdot 2e_0 \right] \cdot \frac{1}{t} \quad (\text{A.11})$$

Gleichung A.11 beinhaltet nun lediglich die Rauschbeiträge des Detektors. Da das Ausgangssignal typischerweise sehr klein ist, muss immer eine Nachverstärkung erfolgen. Dabei kann das Eigenrauschen des ersten Nachverstärkers durch dessen Rauschtemperatur  $T_a$  beschrieben werden. Zur vollständigen Beschreibung des Rauschens in einem Direkt-Detektionssystem ergibt sich damit:

$$\langle i_s^{min} \rangle^2 \approx \left[ \langle i_b \rangle \cdot \left( \frac{\langle i_b \rangle}{B_{fl}} + e_0 \right) + \langle i_d \rangle \cdot 2e_0 + \frac{k_b T_a}{R_d} \right] \cdot \frac{1}{t} \quad (\text{A.12})$$

Dabei bezeichnet  $k_b$  die Boltzmannkonstante und  $R_d$  die Impedanz des Detektors. Die vom Verstärker generierte Rauschleistung ist damit gegeben durch  $k_b \cdot T_a \cdot \Delta_{pd}$  bezogen auf die Nachweisbandbreite ('Post-Detection-Bandwidth')  $\Delta_{pd}$  welche wiederum gegeben ist durch  $1/t$ .

An dieser Stelle kann man nun vom minimal nachweisbaren Photostrom zur minimal detektierbaren Leistung  $p_s^{min}$  übergehen:

$$\langle i \rangle = \frac{\eta_q \cdot p_s^{min} \cdot e_0}{h \cdot \nu} \quad (\text{A.13})$$

Hier bezeichnet  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum und  $\eta_q$  die Quanteneffizienz des Detektors. Diese kann in guter Näherung als konstant im Bereich des Signalfilters um die mittlere Frequenz  $\nu$  angenommen werden, da die Filterbandbreite typischerweise schmal gegenüber der Mittenfrequenz ist. Setzt man dies in Gl A.12 ein ergibt sich:

$$\langle p_s^{min} \rangle = \left[ \left( p_b \cdot \left( \frac{p_b}{B_{fl}} + \frac{h\nu}{\eta_q} \right) + \frac{2 \cdot \langle i_d \rangle}{e_0} \cdot \left( \frac{h\nu}{\eta_q} \right)^2 + \frac{k_b T_a}{e_0^2 R_d} \cdot \left( \frac{h\nu}{\eta_q} \right)^2 \right) \cdot \frac{1}{t} \right]^{1/2} \quad (\text{A.14})$$

Zur weiteren Charakterisierung der Hintergrund-Strahlungsleistung  $p_b$  wird nun zunächst angenommen, dass nur Strahlung einer Polarisationsrichtung nachgewiesen wird, was für astronomische Beobachtungen (insbesondere mit einem Heterodynempfänger) typischerweise zutrifft.

<sup>2</sup>Diese Gleichung kann man auch direkt ableiten, wenn man annimmt, dass das Signal selbst nicht zum Rauschen beiträgt. In diesem Fall ist Gl. A.6 zu ersetzen durch:

$$\langle i_s^{min} \rangle^2 = (\langle i_d \rangle + \langle i_b \rangle) \cdot \frac{2e_0}{t} + \frac{\langle i_b \rangle^2}{B_{fl} \cdot t} \quad (\text{A.10})$$

Für den Fall allerdings, dass Detektor- und Hintergrundrauschen klein werden, ist der Beitrag des Signalrauschens durchaus von Bedeutung!

Wir führen daher die spektrale Besetzungszahldichte  $n_b(\nu)$  des Hintergrund-Strahlungsfeldes ein:

$$\begin{aligned} p_b &= \int_0^\infty h\nu \cdot n_b(\nu) \cdot L(\nu) \cdot d\nu \\ &\approx h\nu \cdot n_b \cdot \delta_{res} \cdot L_{max} \\ &= P \cdot L_{max} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

Hierbei beschreibt

$L(\nu)$	die Transmissionkurve des Filters
$L_{max}$	die maximale Transmisson (die für ein gutes Filter nahe 1 sein sollte)
$\nu$	die Mittenfrequenz des Filters
$n_b = n_b(\nu)$	die mittlere Besetzungszahldichte und
$\delta_{res}$	die Bandbreite des Filters

Letztere ist definiert als

$$\delta_{res} = \int_0^\infty \frac{L(\nu)}{L_{max}} \cdot d\nu \quad (\text{A.16})$$

und man erhält mit  $\eta = \eta_q \cdot L_{max}$  als Gesamteffizienz:

$$\langle p_s^{min} \rangle = \frac{h\nu}{\eta} \delta_{res} \cdot \left[ \eta n_b (\eta n_b + q) + \frac{2 \cdot \langle i_d \rangle}{e_0} \frac{q}{\delta_{res}} + \frac{k_b T_a}{e_0^2 R_d} \frac{q}{\delta_{res}} \right]^{1/2} \cdot \frac{1}{\sqrt{B_{fl} t}} \quad (\text{A.17})$$

Die Größe  $q$  beschreibt dabei das Verhältnis der Fluktuations- zur Auflösungsbandbreite des Filters:  $q = B_{fl}/\delta_{res}$ .<sup>3</sup>

Wir können nun die 'Noise-Equivalent-Power' (NEP) einführen. Darunter versteht man die mit einem System minimal nachweisbare Leistung bezogen auf eine Nachweisbandbreite (nach der Detektion also 'Post-Detection-Bandwidth') von 1 Hz bzw. einer Integrationszeit von 0.5 s:

$$\begin{aligned} NEP &= \sqrt{2} \cdot p_s^{min} \quad (t_{int} = 0.5 \text{ s}) \\ &= 2 \cdot \frac{h\nu}{\eta} \cdot \left[ \eta n_b \cdot \delta_{res} \left( \frac{\eta n_b}{q} + 1 \right) + \frac{2 \cdot \langle i_d \rangle}{e_0} + \frac{k_b T_a}{e_0^2 R_d} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

Die NEP wird in  $W/\sqrt{Hz}$  angegeben. Der Faktor 2 ergibt sich aus einem Faktor  $\sqrt{2}$ , welcher der Notwendigkeit, Differenzen zwischen zwei statistisch unabhängigen Messungen zu betrachten (Signal-Referenz), Rechnung trägt. Der Ausdruck  $1/\sqrt{t}$  in Gl. A.17 liefert für eine Integrationszeit von 0.5 s den zweiten Faktor  $\sqrt{2}$ .

<sup>3</sup>Der Wert von  $q$  variiert ja nach eingesetztem Filtertyp. Ein Filter mit Rechteck-Transmission liefert einen Wert von  $q = 1$  während ein Fabry-Perot-Filter, dessen Transmission durch die Airy-Funktion beschrieben wird, einen Wert von  $q = 2$  aufweist.

An dieser Stelle kann man die zur Charakterisierung von Empfangssystemen häufig verwendete System- oder Rauschtemperatur einführen. Dazu setzt man zunächst:

$$p_s^{min} = k_b \cdot \Delta T \cdot \delta_{res} \quad (\text{A.19})$$

Hier bezeichnet  $k_b$  die Boltzmannkonstante und  $\Delta T$  die kleinste, gerade noch nachweisbare Strahlungstemperatur-Differenz. Setzt man dies in Gl. A.17 ein und vergleicht mit der Radiometerformel

$$\Delta T = \frac{T_{sys}}{\sqrt{B_{flt} t}}, \quad (\text{A.20})$$

welche die für eine gegebene Systemtemperatur  $T_{sys}$  gerade noch nachweisbare Strahlungstemperatur-Differenz  $\Delta T$  mit der Integrationszeit  $t$  verknüpft, kann man die Systemtemperatur wie folgt definieren:

$$\begin{aligned} T_{sys} &= \frac{\alpha}{\eta} \cdot T_{ql} \quad \text{mit} & (\text{A.21}) \\ \alpha &= \left[ \eta n_b (\eta n_b + q) + \frac{2 \cdot \langle i_d \rangle}{e_0} \frac{q}{\delta_{res}} + \frac{k_b T_a}{e_0^2 R_d} \cdot \frac{q}{\delta_{res}} \right]^{1/2} \\ T_{ql} &= \frac{h\nu}{k_b} \end{aligned}$$

$T_{ql}$  bezeichnet das sogenannte Quantenlimit. Die Gln. A.18 und A.21 hängen somit folgendermaßen zusammen:

$$NEP = 2 \cdot k_b \cdot T_{sys} \cdot \sqrt{\frac{\delta_{res}}{q}} \quad (\text{A.22})$$

Man kann nun zwei Grenzfälle unterscheiden: Ist ein System nahezu frei von Eigenrauschen (Detektor und Verstärker) und somit nur durch den Strahlungshintergrund limitiert, ist die NEP proportional zur Wurzel aus der Auflösungsbandbreite, siehe Gl. A.18. Daraus folgt direkt, dass die Systemtemperatur für jede Auflösungsbandbreite konstant ist.

Dominiert das durch den Detektor-Dunkelstrom erzeugte Rauschen (zusammen mit dem Beitrag des ersten Verstärkers), wird die NEP unabhängig von der Auflösungsbandbreite, während die Systemtemperatur nun umgekehrt proportional dazu ist. Hier wird nun deutlich, dass die Qualität des Detektors und insbesondere die des Verstärkers bestimmen, welche der Alternativen für ein gegebenes Instrument gültig ist.

## A.2 Heterodyn-Detektion

Die bisher dargestellten Sachverhalte gelten in dieser Form nur für die Direkt-detektion. Für ein Heterodynsystem muss die obige Herleitung quantenmechanisch durchgeführt werden. Zunächst entstehen durch den Mischprozess zwei Seitenbänder im Zwischenfrequenzband (ZF). Weiterhin wird das Zwischenfrequenzsignal vom Mischer selbst und nochmals hinter dem Mischer verstärkt und erst dann in Form von ZF-Photonen detektiert. Dabei tragen die ZF-Verstärker und der Mischer jeweils wieder mit einer Rauschtemperatur bei, da bei der Verstärkung des ZF-Bandes dem Signal zwangsläufig spontan emittierte Photonen hinzugefügt werden, die berücksichtigt werden müssen. Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass nur eine Mode des einfallenden Strahlungsfeldes an den Mischer angekoppelt wird. Dies ist in Heterodynsystemen typischerweise der Fall. Die Zahl der Photonen, die der Mischer pro Frequenz und Zeiteinheit im Zwischenfrequenzband erzeugt, ist dann gegeben durch:

$$n'(\nu_{zf}) = G_m \cdot [n(\nu_u)\eta_u + n(\nu_l)\eta_l + 1] - 1 \quad (\text{A.23})$$

Dabei bezeichnet:

$n'(\nu_{zf})$	die Zahl der erzeugten ZF-Photonen
$G_m$	die Zahl der erzeugten ZF-Photonen pro Signal-Photon (oder 'particle-gain') im ZF-Band
$\eta_{u,l}$	die Quanteneffizienz des Mixers im oberen bzw. unteren Seitenband (u: 'upper', l: 'lower')
$n(\nu_{u,l})$	die Besetzungszahldichte pro Mode bei Frequenz $\nu_{u,l}$

Die '+1' in Gl. A.23 bezeichnet die spontane Emission von Photonen im Mischer. Dieser Term muss vorhanden sein, da der Mischprozess einen Gewinn an Photonen, also letztlich eine Verstärkung erzeugt. Wenn aber Verstärkung vorhanden ist, gibt es immer auch spontane Emission. Dies folgt direkt aus den Einstein-Koeffizienten für erzwungene und spontane Emission. Der Term '-1' stellt sicher, dass für den Fall verschwindender Verstärkung die '+1' wieder aufgehoben wird und kann im typischen Fall mit  $G_m \gg 1$  weggelassen werden. Wiederum muss auch ein Term für das Schrotrauschen, das der durch den Mischer fließende Strom erzeugt, sowie ein Ausdruck für den Beitrag des ersten Nachverstärkers eingeführt werden. Damit erhält man:

$$n'(\nu_{zf}) = G_a \cdot \left( G_m \cdot [n(\nu_u)\eta_u + n(\nu_l)\eta_l + 1] + \frac{2e_0 \langle i_m \rangle R_m}{h\nu_{zf}} + \frac{k_b T_a}{h\nu_{zf}} + 1 \right) - 1 \quad (\text{A.24})$$

Dabei setzt sich der mittlere Strom durch den Detektor zusammen aus Photostrom und durch die Vorspannung ('Bias') erzeugten Dunkelstrom:

$$\langle i_m \rangle = c \cdot \langle i_{lo} \rangle + \langle i_b \rangle \quad (\text{A.25})$$



Die Größe  $c$  beschreibt den Einfluss des Photostroms auf das ZF-Rauschen. Für einen Detektor mit quadratischer Kennlinie gilt  $c = 1$ . Der erste Verstärker wird durch seine Rauschtemperatur  $T_a$ , seine Verstärkung ('partikel-gain')  $G_a$  und die am Eingang anliegende Impedanz  $R_m$  des Mixers beschrieben. Wie oben erläutert treten dabei wiederum die Terme '+/-1' aufgrund der Verstärkung auf. Nach der ersten Stufe der ZF-Verstärkung kann man die Transmission eventuell folgender Filter und die Effizienz des die ZF-Photonen nachweisenden Detektors (z.B. das CCD in einem AOS) vernachlässigen, da durch Verstärkung nahezu beliebig viele ZF-Photonen erzeugt werden können.

Zur Bestimmung der minimal detektierbaren Leistung bzw. der Systemtemperatur kann man den Einfluss der eingeführten Verstärkungen  $G_m$  und  $G_a$  auf den Mischereingang beziehen und aus der berechneten Photonendichte im Zwischenfrequenzband einen dazu äquivalenten Strom durch den Mischer bestimmen. Dazu muss durch das Produkt der Verstärkungen geteilt werden. Damit erhält man zunächst für die Besetzungszahldichte der ZF-Photonen:

$$n(\nu_{zf}) = 1 + n(\nu_u)\eta_u + n(\nu_l)\eta_l + \frac{1}{g_m} \cdot \frac{(2e_0 \langle i_m \rangle R_m + k_b T_a)}{h\nu_{lo}} \quad (\text{A.26})$$

Die Größe  $g_m$  steht dabei für das Verhältnis der Leistungen am Eingang und Ausgang des Mixers und man benutzt:

$$G_m \approx g_m \cdot \frac{\nu_u}{\nu_{zf}} \approx g_m \cdot \frac{\nu_l}{\nu_{zf}} \approx g_m \cdot \frac{\nu_{lo}}{\nu_{zf}} \quad (\text{A.27})$$

Diese Voraussetzung ist für kleine ZF-Bandbreite relativ zur Beobachtungsfrequenz und damit im mittleren IR sicher erfüllt, denn die Frequenzen der einzelnen Seitenbänder liegen nah an der LO-Frequenz. Nun kann man den von der in Gl. A.26 angegebenen Besetzungszahldichte von ZF-Photonen erzeugten, äquivalenten Strom durch den Mischer bestimmen:

$$\begin{aligned} \langle i_{zf} \rangle &= e_0 \cdot \delta_{res} \cdot n(\nu_{zf}) \\ &= e_0 \cdot \delta_{res} \cdot \left[ 1 + n(\nu_u)\eta_u + n(\nu_l)\eta_l + \frac{1}{g_m} \cdot \frac{(2e_0 \langle i_m \rangle R_m + k_b T_a)}{h\nu_{lo}} \right] \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

Die schon erwähnte nahezu beliebig hohe Verstärkung des ZF-Signals erzeugt eine große Anzahl an Photonen, so dass für die Schwankung des so berechneten Stroms die Radiometerformel (vgl. Gl. A.20) gilt:

$$\sqrt{\langle \Delta i_{zf}^2 \rangle} = \frac{\langle i_{zf} \rangle}{\sqrt{B_{fl} \cdot t}} \quad (\text{A.29})$$

Weiterhin kann man vom Strom zur Leistung am Eingang des Mixers übergehen. Die minimal detektierbare Leistung ergibt sich, wenn man nur den (unvermeidlich vorhandenen) Hintergrund an ZF-Photonen  $n_b(\nu_{zf})$  berücksichtigt

der den äquivalenten Strom  $\langle i_{zf}^b \rangle$  erzeugt. Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 p_s^{min} &= \frac{1}{(\eta_l + \eta_u)} \cdot \frac{h\nu}{e_0} \cdot \sqrt{\langle \Delta i_{zf}^2 \rangle} \\
 &= \frac{1}{(\eta_l + \eta_u)} \cdot \frac{h\nu}{e_0} \cdot \frac{\langle i_{zf}^b \rangle}{\sqrt{B_{fl} \cdot t}} \\
 &= \frac{1}{(\eta_l + \eta_u)} \cdot h\nu \cdot \delta_{res} \cdot \frac{n_b(\nu_{zf})}{\sqrt{B_{fl} \cdot t}}
 \end{aligned} \tag{A.30}$$

Damit lässt sich schließlich die NEP analog zu Direkt-Detektionssystemen definieren als

$$\begin{aligned}
 NEP &= \sqrt{2} \cdot p_s^{min} \quad (t_{int} = 0.5 \text{ s}) \\
 &= \frac{2 \cdot h\nu_{lo}}{(\eta_l + \eta_u)} \cdot \sqrt{\frac{\delta_{res}}{q}} \cdot \\
 &\quad \left[ 1 + n_b(\nu_u)\eta_u + n_b(\nu_l)\eta_l + \frac{1}{g_m} \cdot \frac{(2e_0 \langle i_m \rangle R_m + k_b T_a)}{h\nu_{lo}} \right]
 \end{aligned} \tag{A.31}$$

Wie schon für die Direkt-Detektion gezeigt, ergibt sich die Systemtemperatur dann zu

$$\begin{aligned}
 T_{sys} &= \frac{\alpha}{(\eta_u + \eta_l)} \cdot T_{ql} \quad \text{mit} \\
 \alpha &= 1 + n_b(\nu_u)\eta_u + n_b(\nu_l)\eta_l + \frac{1}{g_m} \cdot \left( \frac{2e_0 \langle i_M \rangle R_m}{k_b \cdot T_{ql}} + \frac{T_a}{T_{ql}} \right) \\
 T_{ql} &= \frac{h\nu}{k_b}
 \end{aligned} \tag{A.32}$$

Im Vergleich mit der Direkt-Detektion (siehe Gl. A.21) gibt es in einem Heterodynsystem eine fundamentale Grenze für die Systemtemperatur, das sogenannte Quantenlimit, die aus der '1' in Gl. A.32 resultiert und selbst dann bestehen bleibt, wenn alle anderen Rauschbeiträge verschwinden. Weiterhin wird im Vergleich von Heterodyn- mit Direkt-Detektion auch deutlich, dass bei niedrigen Frequenzen (beispielsweise im Radiobereich bei einigen 100 GHz) Heterodynsysteme ebenso wie Direkt-Detektionssysteme zunehmend vom thermischen Hintergrund limitiert werden. Für Heterodynempfänger sinkt das Quantenlimit bei einigen 100 GHz auf einige 10 K während die Besetzungszahlen (siehe Gl. 2.10) des thermischen Hintergrundes stark ansteigen.

Im mittleren IR können zunächst die Terme, die den Strahlungshintergrund beschreiben, weggelassen werden, da die Besetzungszahlen sehr klein sind. Bei nicht zu kleinem 'gain'  $g_m \approx 0 \text{ dB}$  im Mischer und einem gekühlten Verstärker mit einer Rauschtemperatur  $T_a < 100 \text{ K}$  wird auch dieser Term klein, da das Quantenlimit bei  $10 \mu\text{m}$  Wellenlänge bei 1440 K liegt. Das Schrot-Rauschen, das der durch den Mischer fließende Strom erzeugt, liefert somit den größten Beitrag zur Rauschtemperatur.

# Literaturverzeichnis

- [ASF<sup>+</sup>04] Lassaad Ajili, Giacomo Scalari, Jerome Faist, Harvey Beere, Edmund Linfield, David Ritchie, and Giles Davies. High power quantum cascade lasers operating at  $\lambda \simeq 87$  and  $130 \mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 85(18):3986–3988, 2004.
- [ASH<sup>+</sup>02] Lassaad Ajili, Giacomo Scalari, Daniel Hofstetter, Mattias Beck, Jerome Faist, Harvey Beere, Edmund Linfield, and David Ritchie. Continuous-wave operation of far-infrared quantum cascade lasers. *Electronics Letters*, 38:1675, 2002.
- [BDH<sup>+</sup>96] M. Bester, W. C. Danchi, D. Hale, C. H. Townes, C. G. Degiacomi, D. Mekarnia, and T. R. Geballe. Measurement at 11 micron wavelength of the diameters of  $\alpha$  Orionis and  $\alpha$  Scorpii, and changes in effective Temperature of  $\alpha$  Orionis and very recent dust emission. *The Astrophysical Journal*, 463:336–343, 1996.
- [Ber] Peter Bernath. Persönliche Mitteilungen.
- [Ber95] Peter F. Bernath. *Spectra of Atoms and Molecules*. 1995.
- [Bet81] A. L. Betz. Ethylene in IRC+10216. *Astrophysical Journal Letters*, 244(2):L103–L105, 1981.
- [BFO<sup>+</sup>00a] Mattias Beck, Jerome Faist, Ursula Oesterle, Marc Ilegems, Emilio Gini, and Hans Melchior. Buried Heterostructure Quantum Cascade Lasers with a Large Optical Cavity Waveguide. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(11):1450–1452, 2000.
- [BFO<sup>+</sup>00b] Mattias Beck, Jerome Faist, Ursula Oesterle, Marc Ilegems, Emilio Gini, and Hans Melchior. Buried heterostructure quantum cascade lasers with a large optical cavity waveguide. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12:1450–1452, 2000.
- [BHA<sup>+</sup>02] Mattias Beck, Daniel Hofstetter, Thierry Aellen, Jerome Faist, Ursula Oesterle, Marc Ilegems, Emilio Gini, and Hans Melchior. Continuous Wave Operation of a Mid-Infrared Semiconductor Laser at Room Temperature. *Science*, 295:301–305, 2002.

- [BJMS76] A. L. Betz, M. A. Johnson, R. A. McLaren, and E. C. Sutton. Heterodyne detection of CO<sub>2</sub> emission lines and wind velocities in the atmosphere of venus. *Astrophysical Journal Letters*, 208(3):L141–L144, 1976.
- [Bla03] Stephane Blaser. High power and single frequency quantum cascade lasers for chemical sensing. Vortrag im Rahmen des QCL-Workshops am Fraunhofer Institut für physikalische Meßtechnik, Freiburg, 2003.
- [BSP<sup>+</sup>00] Cyrille Becker, Carlo Sirtori, Hideaki Page, Genevieve Glastre, Valentin Ortiz, Xavier Marcadet, Max Stellmacher, and Julien Nagle. AlAs/GaAs quantum cascade lasers based on large direct conduction band discontinuity. *Applied Physics Letters*, 77(4):463–465, 2000.
- [CA75] A. Y. Cho and J. R. Arthur. *Progress in Solid State Chemistry*, volume 10. 1975.
- [CCG<sup>+</sup>01] Raffaele Colombelli, Federico Capasso, Claire Gmachl, Albert L. Hutchinson, Deborah L. Sivco, Alessandro Tredicucci, Michael C. Wanke, Michael Sergent, and Alfred Y. Cho. Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5  $\mu\text{m}$  and 24  $\mu\text{m}$  wavelengths. *Applied Physics Letters*, 78(18):2620–2622, 2001.
- [CFSC97] F. Capasso, J. Faist, C. Sirtori, and A. Y. Cho. Infrared (4-11  $\mu\text{m}$ ) Quantum Cascade Lasers. *Solid State Communications*, 102(2-3):231–236, 1997.
- [CGSC99] Federico Capasso, Claire Gmachl, Deborah L. Sivco, and Alfred Y. Cho. Quantum cascade lasers. *Physics World*, 6:27–33, 1999.
- [CGSC02] Federico Capasso, Claire Gmachl, Deborah L. Sivco, and Alfred Y. Cho. Quantum Cascade Lasers. *Physics Today*, 5:34–40, 2002.
- [CPM<sup>+</sup>02] Federico Capasso, Roberto Paiella, Rainer Martini, Raffaele Colombelli, Claire Gmachl, Tanya L. Myers, Matthew S. Taubmann, Richard M. Williams, Clyde G. Bethea, Karl Unterrainer, Harold Y. Hwang, Deborah L. Sivco, Alfred Y. Cho, A. Michael Sergent, H. C. Liu, and Edward A. Whittaker. Quantum Cascade Lasers: Ultrahigh-Speed Operation, Optical Wireless Communication, Narrow Linewidth, and Far-Infrared Emission. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(6):511–532, 2002.
- [CTG<sup>+</sup>99] Federico Capasso, Alessandro Tredicucci, Claire Gmachl, Deborah L. Sivco, Albert L. Hutchinson, Alfred Y. Cho, and Gaetano Scamarcio. High-Performance Superlattice Quantum Cascade Lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 5(3):792–807, 1999.

- [CTG<sup>+</sup>01] R. Colombelli, A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, A. M. Sergent, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho. Continuous wave operation of  $\lambda \sim 19 \mu\text{m}$  surface-plasmon quantum cascade lasers. *Electronics Letters*, 37:1023, 2001.
- [CW51] H.B. Callan and T.A. Welton. Irreversibility and generalized noise. *Physics Review*, 83(1):34–40, 1951.
- [DCT<sup>+</sup>96] A. Delahaigue, D. Courtois, C. Thiebaux, S. Kalite, and B. Parvite. Atmospheric laser heterodyne detection. *Infrared Physics and Technology*, 37:7–12, 1996.
- [dFL] Web-Seite der Firma Lasercomponents. <http://www.lasercomponents.de>.
- [DHD87] B. Dahmani, L. Hollberg, and R. Drullinger. Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback. *Optics Letters*, 12:876–878, 1987.
- [DM83] D. Deming and M. J. Mumma. Modeling of the 10- $\mu\text{m}$  Natural Laser Emission from the Mesospheres of Mars and Venus. *Icarus*, 55:356–368, 1983.
- [DOE] J. G. Doyle, E. O’Shea, and R. Erdelyi. Nonthermal velocities in the solar transition zone and corona. *Solar Physics*, 173.
- [Dup84] R.D. Dupuis. Metalorganic Chemical Vapor Deposition of III-V Semiconductors. *Science*, 226:623–629, 1984.
- [EC94] S.J. Eglash and H.K. Choi. InAsSb/AlAsSb double-heterostructure diode lasers emitting at 4  $\mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 64(7):833–835, 1994.
- [Edw92] D. P. Edward. GENLN2: A General line-by-line atmospheric transmittance and radiance model: Version 3. 0 description and user’s guide. *Reprints of National Center for Atmospheric Research*, 1992.
- [ET70] L. Esaki and R. Tsu. Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors. *IBM Journal of Rescent Developments*, 14:61–65, 1970.
- [EYD<sup>+</sup>04] A. Evans, J.S. Yu, J. David, L. Doris, K. Mi, S. Slivken, and M. Razeghi. High-temperature, high-power, continuous-wave operation of buried heterostructure quantum-cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 84(3):314–316, 2004.
- [FBAG01] Jerome Faist, Mattias Beck, Thierry Aellen, and Emilio Gini. Quantum cascade lasers based on a bound-to-continuum transition. *Applied Physics Letters*, 78(2):147–149, 2001.

- [FCS<sup>+</sup>94a] Jerome Faist, Federico Capasso, Deborah L. Sivco, Albert L. Hutchinson, Carlo Sirtori, S. N. G. Chu, and Alfred Y. Cho. Quantum cascade laser: Temperature dependence of the performance characteristics and high  $T_0$  operation. *Applied Physics Letters*, 65(23):2901–2903, 1994.
- [FCS<sup>+</sup>94b] Jerome Faist, Federico Capasso, Deborah L. Sivco, Carlo Sirtori, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. Quantum Cascade Laser. *Science*, 264:553–556, 1994.
- [FCS<sup>+</sup>95] Jerome Faist, Federico Capasso, Carlo Sirtori, Deborah L. Sivco, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. Continuous wave operation of a vertical transition quantum cascade laser above  $T=80$  K. *Applied Physics Letters*, 67(21):3057–3059, 1995.
- [FCS<sup>+</sup>96] Jerome Faist, Federico Capasso, Carlo Sirtori, Deborah L. Sivco, James N. Baillargeon, Albert L. Hutchinson, Sung-Nee G. Chu, and Alfred Y. Cho. High power mid-infrared ( $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$ ) quantum cascade lasers operating above room temperature. *Applied Physics Letters*, 68(26):3680–3682, 1996.
- [FCS<sup>+</sup>97] Jerome Faist, Federico Capasso, Carlo Sirtori, Deborah L. Sivco, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. Laser action by tuning the oscillator strength. *Nature*, 387:777–782, 1997.
- [FCS<sup>+</sup>98] Jerome Faist, Federico Capasso, Deborah L. Sivco, Albert L. Hutchinson, Sung-Nee G. Chu, and Alfred Y. Cho. Short wavelength ( $\lambda \approx 3.4 \mu\text{m}$ ) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs. *Applied Physics Letters*, 72(6):680–682, 1998.
- [FGC<sup>+</sup>97] Jerome Faist, Claire Gmachl, Federico Capasso, Carlo Sirtori, Deborah L. Sivco, James N. Baillargeon, and Alfred Y. Cho. Distributed feedback quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 70(20):2670–2672, 1997.
- [FHB<sup>+</sup>02] Jerome Faist, Daniel Hofstetter, Mattias Beck, Thierry Aellen, Michel Rochat, and Stephane Blaser. Bound-to-Continuum and Two-Photon Resonance Quantum-Cascade Lasers for High Duty Cycle, High-Temperature Operation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(6):533–546, 2002.
- [FOTO90] H. Fukunishi, S. Okano, M. Taguchi, and T. Ohnuma. Laser heterodyne spectrometer using a liquid nitrogen cooled tunable diode laser for remote measurements of atmospheric  $\text{O}_3$  and  $\text{N}_2\text{O}$ . *Applied Optics*, 29:2722–2728, 1990.
- [FTC<sup>+</sup>98] Jerome Faist, Alessandro Tredicucci, Federico Capasso, Carlo Sirtori, Deborah L. Sivco, James N. Baillargeon, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. High-Power Continuous-Wave Quantum

- Cascade Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(2):336–343, 1998.
- [GCF<sup>+</sup>98] Claire Gmachl, Federico Capasso, Jerome Faist, Albert L. Hutchinson, Alessandro Tredicucci, Deborah L. Sivco, James N. Baillargeon, S. N. George Chu, and Alfred Y. Cho. Continuous-wave and high-power pulsed operation of index-coupled distributed feedback quantum cascade laser at  $\lambda \approx 8.5 \mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 72(12):1430–1432, 1998.
- [GCSC01] Claire Gmachl, Federico Capasso, Deborah L. Sivco, and Alfred Y. Cho. Recent progress in quantum cascade lasers and applications. *Reports on Progress in Physics*, 64:1533–1601, 2001.
- [GCT<sup>+</sup>99] Claire Gmachl, Federico Capasso, Alessandro Tredicucci, Deborah L. Sivco, Rüdiger Köhler, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. Dependence of the Device Performance on the Number of Stages in Quantum-Cascade Lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 5(3):808–816, 1999.
- [GFB<sup>+</sup>97] Claire Gmachl, Jerome Faist, James N. Baillargeon, Federico Capasso, Carlo Sirtori, S. N. George Sivco, Deborah L. Chu, and Alfred Y. Cho. Complex-Coupled Quantum Cascade Distributed-Feedback Laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 9(8):1090–1092, 1997.
- [Gol88] David Moses Goldhaber. *Infrared Heterodyne Spectroscopy of Polyatomic Molecules in Circumstellar Envelopes*. PhD thesis, University of California at Berkeley, 1988.
- [Gol98] Paul E. Goldsmith. *Quasioptical Systems - Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications*. IEEE Press, 1998.
- [GTC<sup>+</sup>98] Claire Gmachl, Alessandro Tredicucci, Federico Capasso, Albert L. Hutchinson, Deborah L. Sivco, James N. Baillargeon, and Alfred Y. Cho. High-power  $\lambda \approx 8 \mu\text{m}$  quantum cascade lasers with near optimum performance. *Applied Physics Letters*, 72(24):3130–3132, 1998.
- [HABF00] Daniel Hofstetter, Thierry Aellen, Mattias Beck, and Jerome Faist. High Average Power First-Order Distributed Feedback Quantum Cascade Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(12):1610–1612, 2000.
- [Har92] Markus Harter. Entwicklung eines hochauflösenden Infrarot-Heterodynspektrometers zur Messung von atmosphärischen Spurengasen. Dissertation am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln, 1992.

- [HBA<sup>+</sup>01] Daniel Hofstetter, Mattias Beck, Thierry Aellen, Jerome Faist, Ursula Oesterle, Marc Ilegems, Emilio Gini, and Hand Melchior. Continuous wave operation of a 9.3  $\mu\text{m}$  quantum cascade laser on a Peltier cooler. *Applied Physics Letters*, 78(14):1964–1966, 2001.
- [HBAF01] Daniel Hofstetter, Mattias Beck, Thierry Aellen, and Jerome Faist. High-temperature operation of distributed feedback quantum-cascade lasers at 5.3  $\mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 78(4):396–398, 2001.
- [HBD<sup>+</sup>00] D. D. S. Hale, M. Bester, W. C. Danchi, W. Fitelson, S. Hoss, E. A. Lipman, and J. D. Monnier. The Berkeley Infrared Spatial Interferometer: A Heterodyne Stellar Interferometer for the Mid-Infrared. *The Astrophysical Journal*, 537:998–1012, 2000.
- [HFB<sup>+</sup>99] Daniel Hofstetter, Jerome Faist, Mattias Beck, Antoine Müller, and Ursula Oesterle. Demonstration of high-performance 10.16  $\mu\text{m}$  quantum cascade distributed feedback lasers fabricated without epitaxial regrowth. *Applied Physics Letters*, 75(5):665–667, 1999.
- [HFBO99] Daniel Hofstetter, Jerome Faist, Mattias Beck, and Ursula Oesterle. Surface-emitting 10.1  $\mu\text{m}$  quantum cascade distributed feedback lasers. *Applied Physics Letters*, 75(24):3769–3771, 1999.
- [HGL<sup>+</sup>] T. Hewagama, J. Goldstein, T.A. Livengood, D. Buhl, F. Espenak, K. Fast, T. Kostiuik, and F. Schmuelling. Beam Integrated High-Resolution Spectra: Plane Parallel, Extended, Clear Atmospheres. *to be published in JQSRT*.
- [Jak] Karl Jakobs. Persönliche Mitteilungen.
- [JBM<sup>+</sup>76] M. A. Johnson, A. L. Betz, R. A. McLaren, E. C. Sutton, and C. H. Townes. Nonthermal 10 micron CO<sub>2</sub> emission in the atmospheres of Mars and Venus. *The Astrophysical Journal*, 208:L145–L148, 1976.
- [KAZZ04] Klaus Kellerman, Karim Alchalabi, Dmitri Zimin, and Hans Zogg. Optically pumped lead-chalcogenide infrared-emitters on Si-substrates. Vortrag im Rahmen des 34. IR-Kolloquiums am Fraunhofer Institut für angewandte Festkörperphysik, Freiburg, 2004.
- [KEMR89] T. Kostiuik, F. Espenak, M. J. Mumma, and P. Romani. Infrared studies of hydrocarbons on jupiter. *Infrared Physics and Technology*, 29(2–4):199–204, 1989.
- [KFL<sup>+</sup>01] Theodor Kostiuik, Kelly E. Fast, Timothy A. Livengood, Tilak Hewagama, Jeffrey J. Goldstein, Fred Espenak, and David Buhl. Direct Measurement of Winds on Titan. *Geophysical Research Letters*, 28(12):2361, 2001.



- [KFP97] A. R. Kerr, M. J. Feldman, and S.-K. Pan. Receiver Noise Temperature, the Quantum Noise Limit, and the Role of the Zero-Point Fluctuations. *Proceedings of the Eighth International Symposium on Space Terahertz Technology*, pages 101–111, 1997.
- [KGT<sup>+</sup>00] Rüdiger Köhler, Claire Gmachl, Alessandro Tredicucci, Federico Capasso, Deborah L. Sivco, S. N. George Chu, and Alfred Y. Cho. Single-mode tunable, pulsed, and continuous wave quantum-cascade distributed feedback lasers at  $\lambda \sim 4.6\text{--}4.7 \mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 76(9):1092–1094, 2000.
- [KM78] R. H. Kingston and D. L. MacAdam. *Detection of optical and infrared radiation*. Springer Series in Optical Science, Springer, New York, 1978.
- [KM83] T. Kostiuk and M. J. Mumma. Remote sensing by IR heterodyne spectroscopy. *Applied Optics*, 22(17):2644–2654, 1983.
- [KMH<sup>+</sup>77] T. Kostiuk, M. J. Mumma, J. J. Hillman, D. Buhl, L. W. Brown, J. L. Faris, and D. L. Spears.  $\text{NH}_3$  spectral line measurements on earth and jupiter using a  $10 \mu\text{m}$  superheterodyne receiver. *Infrared Physics and Technology*, 17:431–439, 1977.
- [Kra86] J. D. Kraus. *Radio Astronomy*. Cygnus-Quasar Books, Ohio, 2nd edition, 1986.
- [KS71] R.F. Kazarinov and R.A. Suris. Possibility of the Amplification of Electromagnetic Waves in a Semiconductor with a Superlattice. *Soviet Physics–Semiconductors*, 5(4):707–709, 1971. Translated from *Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov*, 5(4):797–800, April, 1971.
- [KTB<sup>+</sup>02] Rüdiger Köhler, Alessandro Tredicucci, Fabio Beltram, Harvey E. Beere, Edmund H. Linfield, A. Giles Davis, David A. Ritchie, Rita C. Iotti, and Fausto Rossi. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417:156–159, 2002.
- [KU81] Marc L. Kutner and B. L. Ulich. Recommendations for Calibration of Millimeter-Wavelength Spectral Line Data. *The Astrophysical Journal*, 250:341–348, 1081.
- [Lac] John Lacy. Persönliche Mitteilungen.
- [LRG<sup>+</sup>02] J. H. Lacy, M. J. Richter, T. K. Greathouse, D. T. Jaffe, and Q. Zhu. TEXES: A Sensitive High-Resolution Grating Spectrograph for the Mid-Infrared. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 114(792):153–168, 2002.
- [Man69] H.M. Manasevit. Single-Crystal Gallium Arsenide on Insulating Substrates. *Applied Physics Letters*, 12:156–159, 1969.

- [MKT<sup>+</sup>04] Lukas Mahler, Rüdiger Köhler, Alessandro Tredicucci, Fabio Beltram, Harvey E. Beere, Edmund H. Linfield, David Ritchie, and A. Giles Davies. Single-mode operation of terahertz quantum cascade lasers with distributed feedback resonators. *Applied Physics Letters*, 84(26):5446–5448, 2004.
- [MST<sup>+</sup>00] A. Matlis, S. Slivken, A. Tahraoui, K. J. Luo, J. Diaz, Z. Wu, A. Rybaltowski, C. Jelen, and M. Razeghi. Low-threshold and high power  $\lambda \sim 9.0 \mu\text{m}$  quantum cascade lasers operating at room temperature. *Applied Physics Letters*, 77(12):1741–1743, 2000.
- [Obs02] Big Bear Observatory. Das Bild der Sonne vom 21.11.02 wurde freundlicherweise vom Big Bear Solar Observatory des New Jersey Institute of Technology zu Verfügung gestellt; <http://www.bbso.njit.edu>, 2002.
- [oTA] University of Texas / Austin. [http://www.as.utexas.edu/astronomy/research/exes\\_est\\_cap.html](http://www.as.utexas.edu/astronomy/research/exes_est_cap.html), Extrapolierte Werte für die Empfindlichkeit von EXES.
- [Pan80] M.B. Panish. Molecular Beam Epitaxy. *Science*, 208:916–922, 1980.
- [Phy] Spectra Physics. Spectra Physics. Handbuch zum stabilisierten Helium–Neon–Laser.
- [RAW<sup>+</sup>02] Michel Rochat, Lassaad Ajili, Harald Willenberg, Jerome Faist, Harvey Beere, Giles Davis, Edmund Linfield, and David Ritchie. Low-threshold terahertz quantum-cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 81(8):1381–1383, 2002.
- [RHBF01] Michel Rochat, Daniel Hofstetter, Mattias Beck, and Jerome Faist. Long-wavelength ( $16 \mu\text{m}$ ), room-temperature, single-frequency quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition. *Applied Physics Letters*, 79(26):4271–4273, 2001.
- [RJBL02] M. J. Richter, D. T. Jaffe, Geoffrey A. Blake, and J. H. Lacy. Looking for Pure Rotational H<sub>2</sub> Emission from Protoplanetary Disks. *The Astrophysical Journal*, 572:161–164, 2002.
- [RLJ<sup>+</sup>00] M. J. Richter, J. H. Lacy, D. T. Jaffe, T. K. Greathouse, and M. K. Hemenway. EXES: a progress report on the development of a high-resolution mid-infrared grating spectrograph for SOFIA. In *SPIE conference on IR instrumentation, Munich*, 2000.
- [RLRL02] N. Ryde, D. L. Lambert, M. J. Richter, and J. H. Lacy. Detection of Water Vapour in the Photosphere of Arcturus. *The Astrophysical Journal*, 580:447–458, 2002.
- [SAF<sup>+</sup>03] G. Scalari, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, E. Linfield, D. Ritchie, and G. Davies. Far-infrared ( $\lambda \sim 87 \mu\text{m}$ ) bound-to-continuum

- quantum-cascade lasers operating up to 90 K. *Applied Physics Letters*, 82(19):3165–3167, 2003.
- [Sch97] Frank Schmülling. Entwicklung eines hochauflösenden Infrarot-Heterodynspektrometers mit einem Bleisalz-Diodenlaser als Lokaloszillator. Dissertation am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln, 1997.
- [SCS<sup>+</sup>97] Gaetano Scamarcio, Federico Capasso, Carlo Sirtori, Jerome Faist, Albert L. Hutchinson, Deborah L. Sivco, and Alfred Y. Cho. High-Power Infrared (8-Micrometer Wavelength) Superlattice Lasers. *Science*, 279:773–776, 1997.
- [SEDR02] S. Slivken, A. Evans, J. David, and M. Razeghi. High-average-power, high-duty-cycle ( $\lambda \approx 6 \mu\text{m}$ ) quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 81(23):4321–4323, 2002.
- [SFC<sup>+</sup>95] Carlo Sirtori, Jerome Faist, Federico Capasso, Deborah L. Sivco, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. Quantum cascade laser with plasmon-enhanced waveguide operating at  $8.4 \mu\text{m}$  wavelength. *Applied Physics Letters*, 66(24):3242–3244, 1995.
- [SFC<sup>+</sup>96] Carlo Sirtori, Jerome Faist, Federico Capasso, Deborah L. Sivco, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. Continuous wave operation of midinfrared ( $7.4\text{--}8.6 \mu\text{m}$ ) quantum cascade lasers up to 110 K. *Applied Physics Letters*, 68(13):1745–1747, 1996.
- [SFG<sup>+</sup>00a] W. Schrenk, N. Finger, S. Gianordoli, E. Gornik, and G. Strasser. Continuous-wave operation of distributed feedback AlAs/GaAs superlattice quantum-cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 77(21):3328–3330, 2000.
- [SFG<sup>+</sup>00b] W. Schrenk, N. Finger, S. Gianordoli, L. Hvozdar, G. Strasser, and E. Gornik. Surface-emitting distributed feedback quantum-cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 77(14):2086–2088, 2000.
- [SGH<sup>+</sup>99] G. Strasser, S. Gianordoli, L. Hvozdar, W. Schrenk, K. Unterrainer, and E. Gornik. GaAs/AlGaAs superlattice quantum cascade lasers at  $\lambda \approx 13 \mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 75(10):1345–1347, 1999.
- [SHER02] S. Slivken, Z. Huang, A. Evans, and M. Razeghi. High-power ( $\lambda \approx 9 \mu\text{m}$ ) quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 80(22):4091–4093, 2002.
- [SK01] R. Schieder and C. Kramer. Optimization of heterodyne observations using Allan variance measurements. *Astronomy and Astrophysics*, 373:746–756, 2001.
- [SKB<sup>+</sup>98] Carlo Sirtori, Peter Kruck, Stefano Barbieri, Phillippe Collot, and Julien Nagle. GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 73(25):3486–3488, 1998.

- [SKB<sup>+</sup>99] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, H. Page, J. Nagle, M. Beck, J. Faist, and U. Oesterle. Low-loss Al-free waveguides for unipolar semiconductor lasers. *Applied Physics Letters*, 75(25):3911–3913, 1999.
- [SKH<sup>+</sup>98] F. Schmülling, B. Klumb, M. Harter, R. Schieder, B. Vowinkel, and G. Winnewisser. High-sensitivity mid-infrared heterodyne spectrometer with a tunable diode laser as a local oscillator. *Applied Optics*, 37:5771–5776, 1998.
- [smi01] Thermal Emission Spectrometer results: Mars atmospheric thermal structure and aerosol distribution. *Journal of Geophysical Research*, 106 (E10):23929–23945, 2001.
- [SMJ<sup>+</sup>99] S. Slivken, A. Matlis, C. Jelen, A. Rybaltowski, J. Diaz, and M. Razeghi. High-temperature continuous-wave operation of ( $\lambda \sim 8 \mu\text{m}$ ) quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 74(2):173–175, 1999.
- [Son02] Guido Sonnabend. Aufbau und Charakterisierung des Infrarot-Heterodyn-Spektrometers THIS. Dissertation am I. Physikalisches Institut der Universität zu Köln, 2002.
- [SPBO02] Carlo Sirtori, Hideaki Page, Cyrille Becker, and Valentin Ortiz. GaAs-AlGaAs Quantum Cascade Lasers: Physics, Technology, and Prospects. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(6):547–558, 2002.
- [Spe77] D. Spears. Planar HgCdTe quadrantal heterodyne arrays with GHz response at  $10.6 \mu\text{m}$ . *Infrared Physics*, 17:5–8, 1977.
- [SWD] G. Stellmacher, E. Wiehr, and I. E. Dammasch. Spectroscopy of solar prominences simultaneously from space and ground. *Solar Physics*, 217.
- [SWES02] G. Sonnabend, D. Wirtz, A. Eckart, and R. Schieder. Proposal for a multiwavelength IR-Heterodyne Instrument for the VLT. In *ESO Astrophysics Symposia - Scientific Drivers for ESO future VLT/VLTI Instrumentation*, pages 225–230, 2002.
- [Tac95] Maurus Tacke. New Developments and Applications of Tunable IR Lead Salt Lasers. *Infrared Physics and Technology*, 36(1):447–463, 1995.
- [TGC<sup>+</sup>99] Alessandro Tredicucci, Claire Gmachl, Federico Capasso, Deborah L. Sivco, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. Long wavelength superlattice quantum cascade lasers at  $\lambda \approx 17 \mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 74(5):638–640, 1999.

- [TGC<sup>+</sup>00] Alessandro Tredicucci, Claire Gmachl, Federico Capasso, Albert L. Hutchinson, Deborah L. Sivco, and Alfred Y. Cho. Single-mode surface-plasmon laser. *Applied Physics Letters*, 76(16):2164–2166, 2000.
- [TGW<sup>+</sup>00] Alessandro Tredicucci, Claire Gmachl, Michael C. Wanke, Federico Capasso, Albert L. Hutchinson, Deborah L. Sivco, Sung-Nee G. Chu, and Alfred Y. Cho. Surface plasmon quantum cascade lasers at  $\lambda \approx 19 \mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 77(15):2286–2288, 2000.
- [TMS<sup>+</sup>01] A. Tahraoui, A. Matlis, S. Slivken, J. Diaz, and M. Razeghi. High-performance quantum cascade lasers ( $\lambda \approx 11 \mu\text{m}$ ) operating at high temperature ( $T \geq 425 \text{ K}$ ). *Applied Physics Letters*, 78(4):416–418, 2001.
- [UCG<sup>+</sup>02] Karl Unterrainer, Raffaele Colombelli, Claire Gmachl, Federico Capasso, Harold Y. Hwang, Michael Sergent, Deborah L. Sivco, and Alfred Y. Cho. Quantum cascade lasers with double metal-semiconductor waveguide resonators. *Applied Physics Letters*, 80(17):3060–3062, 2002.
- [UKS<sup>+</sup>02] Jochen Ulrich, Johann Kreuter, Werner Schrenk, Gottfried Strasser, and Karl Unterrainer. Long wavelength (15 and  $23 \mu\text{m}$ ) GaAs/AlGaAs quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 80(20):3691–3693, 2002.
- [VM90] B. Vowinkel and Ph. Müller. Cryogenic L-Band HEMT-Amplifier with a Noise Figure of Less than 0.1 dB. *MIOP Conference Proceedings*, 1990.
- [WBL<sup>+</sup>95] Lloyd Wallace, Peter Bernath, William Livingston, Kenneth Hinkle, Jennifer Busler, Bujin Guo, and Keqing Zhang. Water on the Sun. *Science*, 268:1155–1158, 1995.
- [WCKH03] Benjamin S. Williams, Hans Callebaut, Sushil Kumar, and Quing Hu. 3.4-THz quantum cascade laser based on longitudinal-optical-phonon scattering for depopulation. *Applied Physics Letters*, 82(7):1015–1017, 2003.
- [Wir00] Daniel Wirtz. Frequenzkontrolle des Lokaloszillators in einem Infrarot-Heterodynsystem. Diplomarbeit am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln, 2000.
- [WKCH03a] Benjamin S. Williams, Sushil Kumar, Hans Callebaut, and Qing Hu. Terahertz quantum-cascade laser operating up to 137 K. *Applied Physics Letters*, 83(25):5142–5144, 2003.
- [WKCH03b] Benjamin S. Williams, Sushil Kumar, Hans Callebaut, and Quing Hu. Terahertz quantum-cascade laser at  $100 \mu\text{m}$  using metal waveguide for mode confinement. *Applied Physics Letters*, 83(11):2124–2126, 2003.

- [WLHB96] L. Wallace, W. Livingston, K. Hinkle, and P. Bernath. Infrared Spectral Atlases Of The Sun From NOAO. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 106:165–169, 1996.
- [WSS01] D. Wirtz, G. Sonnabend, and R. Schieder. THIS - A tuneable infrared heterodyne spectrometer. In *Proceedings of SPIE - Infrared Spaceborne Remote Sensing IX*, volume 4486, pages 140–147, 2001.
- [YSE<sup>+</sup>03] J.S. Yu, S. Slivken, A. Evans, L. Doris, and M. Razeghi. High-power continuous-wave operation of a 6  $\mu\text{m}$  quantum-cascade laser at room temperature. *Applied Physics Letters*, 83(13):2503–2505, 2003.

# Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die mich während der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben. Dieser Dank gilt insbesondere meiner Frau Karin, die viel Geduld und Verständnis für meine Arbeit aufbringen musste.

Ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Rudolf Schieder. Er begleitete den Fortgang dieser Arbeit tatkräftig mit zahlreichen Ideen und Ratschlägen. Insbesondere möchte ich mich für die fruchtbaren Diskussionen zur Empfindlichkeit von IR-Detektionssystemen und die Möglichkeit bedanken, zahlreiche Teleskopaufenthalte eigenständig planen und durchführen zu können.

Herrn Prof. Dr. Andreas Eckart danke ich für die Möglichkeit der Durchführung dieser Doktorarbeit am I. Physikalischen Institut.

Besonders danken möchte ich meinem ehemaligen Kollegen Dr. Guido Sonnabend, der nicht nur im Labor, sondern insbesondere während der Teleskopaufenthalte entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Ohne die ausserordentlich gute Zusammenarbeit wären die vorgestellten Ergebnisse nicht erreicht worden. Die 'gleiche Wellenlänge' ging dabei weit über das Infrarote hinaus.

Danken möchte ich dem 'aktuellen' THIS-Team bestehend aus Volker Vetterle und Manuela Sornig. Gerade die Weitergabe von Erfahrungen rund um THIS regten zu zahlreichen Diskussionen an und eröffneten viele neue Sicht- und Denkweisen.

Weiterhin möchte ich allen Mitarbeitern des I. Physikalischen Instituts und insbesondere den Kollegen der Laborspektroskopie danken. Die jeweiligen 'Fachleute' hatten auch für knifflige Fragen immer ein offenes Ohr und erleichterten durch ihre Hilfsbereitschaft den Fortgang der Arbeit erheblich.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern für Ihre Unterstützung und Förderung.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei allen bedanken, die Teile dieser Arbeit gelesen und korrigiert haben: Klaus, Monika, Karin, Guido, Manuela, Volker, Thomas und Frank.

Erwähnen möchte ich die Kollegen in anderen Instituten und Einrichtungen, die durch ihre Unterstützung ihren Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben: Herrn Eberhard Wiehr und Herrn Franz Kneer von der Sternwarte Göttingen, Herrn Michele Bianda vom IRSOL in Locarno, Herrn Klaus Reif von der Sternwarte Bonn sowie Herrn Claude Plymate und Herrn Eric Galayda vom National Solar Observatory auf dem Kitt Peak / Arizona, USA.





Ich versichere, dass ich die vorgelegte Dissertation selbstständig und ohne unzulässige Hilfe angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen -, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe, dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät zur Prüfung vorgelegen hat, dass sie abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen noch nicht veröffentlicht worden ist und dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde.

Die Bestimmungen der geltenden Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Herrn Prof. Dr. Rudolf Schieder betreut worden.

Ich versichere, dass ich alle Angaben wahrheitsgemäß nach bestem Wissen und Gewissen gemacht habe und verpflichte mich, jedmögliche, die obigen Angaben betreffenden Veränderung, dem Dekanat unverzüglich mitzuteilen.

**Teile dieser Arbeit sind bzw. werden in folgenden Publikationen veröffentlicht:**

D. Wirtz, G. Sonnabend, and R. Schieder. THIS: a tuneable heterodyne infrared spectrometer. In *Proceedings of the SPIE, Infrared Spaceborne Remote Sensing IX, 1-3 August 2001, San Diego, USA*, Vol. 4486, 140-147, 2002

D. Wirtz, G. Sonnabend, V. Vetterle, M. Olbrich and R. Schieder. THIS - Quantum-Cascade-Laser Pumped Mid-Infrared Heterodyne Receiver. In *Proceedings of the 14<sup>th</sup> International Symposium on Space Terahertz Technology, 22-24 April, Tucson, USA*, 525-528, 2003

D. Wirtz, G. Sonnabend, and R. Schieder. THIS: next-generation infrared heterodyne spectrometer for remote sensing. In *Proceedings of the SPIE, Infrared Spaceborne Remote Sensing XI, 6-8 August 2003, San Diego, USA*, Vol. 5152, 83-91, 2003

G. Sonnabend, D. Wirtz, V. Vetterle and R. Schieder. High-resolution observations of Martian non-LTE CO<sub>2</sub> emission near 10 μm with a new tuneable heterodyne receiver. In *Astronomy and Astrophysics*, submitted

G. Sonnabend, D. Wirtz and R. Schieder. Heterodyne measurements of H<sub>2</sub>O and SiO in sunspots. In *Solar Physics*, in preparation



# Lebenslauf

## Daniel Wirtz

geboren am 18.10.1973 in Finnentrop-Heggen  
Nationalität Deutsch

- *1980-84* Christine-Koch Grundschule Finnentrop-Bamenohl
- *1984-93* Privates Gymnasium Maria Königin Lennestadt-Altenhundem, Erwerb der Allgemeinen Hochschulreife
- *Seit Oktober 1993* Studium der Physik an der Universität zu Köln
- *SS 1995* Erwerb des Vordiploms im Fach Physik
- *September 1998 - Dezember 1999* Studentische Hilfskraft am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln
- *Dezember 1999* Erwerb des Diploms im Fach Physik
- *Seit Januar 2000* Beginn eines Promotionsstudiums an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität zu Köln
- *Januar 2000-Dezember 2000* Wissenschaftliche Hilfskraft am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln
- *Seit Januar 2001* Wissenschaftlicher Mitarbeiter am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln