

Aufbau, Charakterisierung und Inbetriebnahme des 1.4 THz Kanals des Heterodyn-Empfängers GREAT

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von
Oliver Ricken
aus Kranenburg



Köln, im Dezember 2011

Berichtersteller: Prof. Dr. J. Stutzki
Prof. Dr. J. Jolie

Tag der mündlichen Prüfung: 23.01.2012

Kurzzusammenfassung

Diese Arbeit behandelt die Inbetriebnahme des Heterodyn-Empfängers “German REceiver for Astronomy at Terahertz frequencies” (GREAT) auf dem Flugzeugobservatorium “Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy” (SOFIA).

GREAT beobachtet im THz-Bereich des elektromagnetischen Spektrums. Hier finden sich viele Moleküllinien, z.B. Rotationsübergänge des CO, und Feinstrukturübergänge von Atomen und Ionen wie C^+ und O. Sie werden oft in Photonen-dominierten Regionen (PDR) im Weltall angeregt. Diese entstehen in Randbereichen von dichteren Wolken des interstellaren Mediums, die starken UV-Strahlungsfeldern (6 – 13,6eV), z.B. von nahen OB-Sternen, ausgesetzt sind. Die UV-Strahlung heizt den Staub und das Gas der Wolke und dissoziiert und ionisiert die Gasteilchen. Die Reaktionen finden in Abhängigkeit von der Dichte und dem Strahlungsfeld in der Wolke statt, so dass es zur Ausbildung einer charakteristischen Schichtabfolge der Ionen, Atome und Moleküle in diesen Randbereichen kommt.

GREAT ist ein modularer 2-Kanal-Empfänger. Zur Zeit stehen drei Ein-Pixel-Frequenzkanäle zur Verfügung, ein vierter und zwei Multi-Pixel-Kanäle sind im Aufbau.

Diese Arbeit beschreibt zunächst den Aufbau des Lokaloszillators (LO) für den L#1-Kanal (1,25–1,5 THz). Dieser bestand aus dem Entwurf eines universellen LO-Gehäuses und dessen Zertifizierung durch NASA und FAA. Weiter wird die Charakterisierung der verwendeten Frequenz-Vervielfacherketten des Herstellers Virginia Diodes Inc. erläutert und die entwickelten Steuerelektroniken und Schutzschaltungen erklärt.

Alsdann wird die Charakterisierung und Inbetriebnahme von GREAT an SOFIA vorgestellt. Die Anfangskonfiguration von GREAT bestand aus dem L#1- und dem L#2-Kanal (1,82 – 1,92 THz). Die Justage der kanalübergreifenden Optik wird kurz angesprochen. Danach wird auf die Vermessung der GREAT-Optik und ihre Anpassung an die Teleskop-Optik eingegangen. Die Methoden zur Bestimmung der Strahlpositionen in der Fokalebene und am Subreflektor des Teleskops werden erklärt. Die erreichte Pointinggenauigkeit, die Ausleuchtung des Teleskops und das Co-Alignment zwischen beiden Kanälen vor den ersten zwei Flugserien (April und Juli 2011) werden aufgelistet. Im Anschluss werden die Empfindlichkeit des Systems (ausgedrückt als Rauschtemperatur) und die Stabilität (als spektroskopische Allan-Varianz-Zeit) behandelt. Der L#1-Kanal erreicht eine Rauschtemperatur über das Frequenzband von 1200 – 1400 K, der L#2-Kanal liegt bei 1300 – 1800 K. Die spektroskopischen Allan-Zeiten betragen über 100s.

In einem zweiten Teil der Arbeit werden die ersten Ergebnisse von einem der ersten, mit GREAT beobachteten Objekte vorgestellt. Cepheus B ist Teil der großen

Molekülwolke im Sternbild Cepheus und zeigt sequentielle Sternentstehung. Die UV-Strahlung einer nahen OB-Sternen-Assoziation erzeugt in Cepheus B verschiedene PDRs und ist möglicherweise Auslöser für weitere Sternentstehungsprozesse. So ist die Existenz junger, in Cepheus B eingebetteter Sterne, inklusive eines leuchtkräftigen B-Sterns, bekannt. Das Ziel des Projekts ist die Untersuchung und Messung der Dynamik von Prozessen induziert durch UV-Strahlung, die zur Auslösung von Sternentstehung führen. Das heiße Gas in Cepheus B wurde über den Feinstrukturübergang einfach ionisierten Kohlenstoffs [CII] und hoch angeregte CO-Rotationsübergänge (CO(11–10), CO(13–12)) detektiert. Geschwindigkeitsaufgelöste Karten einer Teilregion von Cepheus B, die den eingebetteten Stern, zwei PDRs und zwei Dichte-Ansammlungen enthalten, wurden beobachtet. Die Karten mit integrierten Intensitäten des Bereichs sind konsistent mit früheren Radiokontinuumsmessungen und Beobachtungen in ^{13}CO . Die Geschwindigkeitskanal-Daten zeigen einen globalen Geschwindigkeitsgradienten in [CII]. Der ermittelte Wert von $(3,6 \pm 0,6) \times 10^{-3} \text{ kms}^{-1} / \text{arcsec}$ stimmt mit jenem aus CO-Messungen von Beuther et al. (2000) überein. Eine lokale Umkehr dieses Gradienten ist in den CO(11–10)- und [CII]-Beobachtungen zwischen den Positionen zweier CO(11–10)-Maxima erkennbar. Drei mögliche Szenarien hierfür werden präsentiert und weitere hochauflösende CO- und [NII]-Beobachtungen zur Klärung des Sachverhalts werden vorgeschlagen. Unter Einbeziehung von ^{13}CO -Messungen von Mookerjea et al. (2006) wurde eine klare Schichtstruktur in einem Bereich der Karte nahe dem B-Stern nachgewiesen und weiter untersucht. Die Abfolge entspricht der erwarteten einer einfachen 1-dimensionalen PDR. Diese PDR konnte dem eingebetteten Stern als Quelle der UV-Strahlung zugeordnet werden. Die Abstände der Schichtabfolge wurden vermessen und mit Modellrechnungen verglichen. Diese grenzen den Dichtebereich der PDR-Oberfläche auf $10^4 - 10^6 / \text{cm}^3$ ein. Die errechneten Werte sind konsistent mit Berechnungen von Mookerjea et al. (2006).

Abstract

This thesis describes the characterisation and commissioning of the heterodyne receiver “German REceiver for Astronomy at Terahertz frequencies” (GREAT) aboard of the airborne “Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy” (SOFIA).

GREAT is a modular dual-channel-receiver designed for frequencies between 1,25 and 4,7 THz. Currently three single-pixel frequency channels are available. A fourth

one is currently under construction and two multi-pixel systems are planned for 2014. In the frequency range observable with GREAT one can find a lot of transitions of molecules, such as rotational transitions of CO, and of atoms and ions, e.g. the fine structure lines of C⁺ and O. Line emission of these transitions is often observed in photon-dominated regions (PDR) in space. These regions form at the edges of denser clouds of the interstellar medium which are illuminated by strong UV fields, e.g. of nearby OB-stars. The UV-radiation heats up the gas and dust of the cloud and dissociates and ionizes the gas particles. These reactions depend on the intensity of the UV field, which drops down with increasing depth inside the clouds, and the density, which rises, leading to a characteristic stratification of the ions, atoms and molecules.

After two short introductory chapters describing astronomy and receivers in the THz regime and especially the GREAT receiver and the SOFIA observatory, this thesis starts with a description of the build-up of the local oscillator (LO) for the L#1-channel (1,25–1,5 THz) of GREAT. This includes the design of a cross-channel LO housing and its certification by NASA and FAA. Then the used frequency multiplier chains, manufactured by Virginia Diodes Inc., are characterised. Afterwards the developed control electronics and security circuits for these chains are presented.

The next chapter is dedicated to the commissioning of GREAT on SOFIA. GREAT's configuration during the first flights consisted of the L#1- and L#2-channel (1,82 – 1,92 THz). A short note on the adjustment of the cross-channel common optics is given. Then, the text presents a description of the developed alignment procedures and methods to derive the positions of the GREAT beam in SOFIA's focal plane and on its sub-reflector. Final values for pointing, telescope coupling and co-alignment between the two channels measured before the first and second flight series (April and July 2011) are given. The sensitivity and stability of the GREAT system are investigated. Noise temperatures of the L#1-channel lie in the range of 1200 – 1400 K, for the L#2-channel in the range of 1300 – 1800 K. The spectroscopic Allan times are above 100 s.

The fifth chapter of this thesis presents results of the Cepheus B-Project, one of the first observed with GREAT on SOFIA. Cepheus B is part of a giant molecular cloud and shows sequential star formation. The UV radiation of a nearby OB-star cluster illuminates the cloud surface, thereby creating several PDRs and possibly triggering new star formation processes. The existence of several embedded stars, including a luminous B-star, inside Cepheus B is known. The aim of this project is to measure the dynamics of the triggering of star formation by UV radiation. [CII] and high rotational transitions of CO are used to trace the hot gas in Cepheus B. A velocity resolved map containing the embedded star, two PDRs and two dense clumps was observed. Integrated-intensity maps are presented showing emission which is consistent with previous radio continuum and ¹³CO observations. A global

velocity gradient across the map is visible in the velocity channel maps of [CII]. A value of $(3,6 \pm 0,6) \times 10^{-3} \text{ kms}^{-1}/\text{arcsec}$ was calculated which is consistent with former observations of Beuther et al. (2000). [CII] and CO(11–10) observations show a localized inversion of this gradient between the positions of two CO(11–10) emission maxima. Three possible scenarios are proposed for this discovery and further high resolution CO and [NII] observations to clarify this situation are suggested. Together with ^{13}CO observations of Mookerjea et al. (2006). A clear stratification, consistent with the expected emission pattern of a simple 1-dimensional PDR, in a region of the map near the embedded star was observed. The embedded star is found to be the source of the UV radiation creating this PDR. The distances between the emission maxima were measured and compared with model calculations. The results are consistent with Mookerjea's and constrain the surface density of the PDR to $10^4 - 10^6 /\text{cm}^3$.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	13
1.1. Diese Arbeit	13
1.2. Astronomie bei Terahertz-Frequenzen	14
1.3. Terahertz-Empfänger	18
1.3.1. Heterodyn-Prinzip	18
1.3.2. Terahertz-Mischelemente	20
1.3.3. Terahertz-Strahlungsquellen	22
1.3.4. Überlagerung des Referenz- und astronomischen Signals	27
1.3.5. Spektrometer	28
1.3.6. Derzeitige und zukünftige Terahertz-Empfänger	30
2. GREAT auf SOFIA	33
2.1. SOFIA	33
2.1.1. Teleskop	37
2.1.2. Wissenschaftliche Instrumente	38
2.2. GREAT	39
2.2.1. Modularer Aufbau	41
2.2.2. L-Kanäle	42
2.2.3. M-Kanal	43
2.2.4. Weitere Kanäle	44
2.2.5. Spektrometer	45
3. Aufbau des 1.4 THz Lokaloszillators	47
3.1. Anforderungen von Seiten des GREAT-Projekts	47
3.2. Lokaloszillatorgehäuse	49
3.2.1. Strukturanalyse and Zertifizierung	51
3.2.2. Allgemeiner Aufbau des 1.4 THz-Lokaloszillators	56
3.3. Vervielfacherketten	57
3.3.1. Ausgangsleistung vs. Frequenz	59
3.3.2. Linienbreite	61
3.3.3. Bau einer zusätzlichen Verdopplerstufe	61
3.3.4. RF-Eingangsfiler	65
3.3.5. Befestigung und Wechsel der Ketten	67

3.4.	Optik	68
3.4.1.	Gauß'sche Optik	70
3.4.2.	LO-Optik	73
3.5.	Elektronik	74
3.5.1.	Frontpanel	75
3.5.2.	Netzteile	77
3.5.3.	Mikroprozessor-Steuerung	78
3.5.4.	Analoge Sicherungsschaltung	78
3.5.5.	Potentialumsetzung des Diodenstrom-Monitorsignals	81
3.6.	Externer Abschwächer	81
3.7.	Zusammenfassung und Ausblick	82
4.	Inbetriebnahme von GREAT an SOFIA	85
4.1.	Optikjustage	85
4.1.1.	Justage der gemeinsamen Optik	86
4.1.2.	Co-alignment – Strahlpositionen in der Fokalebene	88
4.1.3.	Ausleuchtung – Strahlpositionen auf dem Subreflektor	92
4.1.4.	Pointing	97
4.2.	Empfindlichkeit des Empfängers	100
4.2.1.	Bias-Punkte der Mischer	100
4.2.2.	Interne Cold-load	101
4.2.3.	Direct-detection Effekt	104
4.2.4.	Rauschtemperaturen vs. Frequenz	107
4.2.5.	Kreuzpolarisation im optischen Pfad	112
4.3.	Stabilität des Empfängers	112
4.3.1.	Baseline-Veränderungen und Installation eines neuen Bias-T	113
4.3.2.	LO-Stabilität	113
4.3.3.	Minimale Allan-Varianz-Zeit	117
4.4.	Zusammenfassung und Ausblick	119
5.	[CII]- und CO-Beobachtungen von Cepheus B	121
5.1.	Cepheus B	121
5.2.	Beobachtungen	125
5.2.1.	Ziel	125
5.2.2.	Karte	126
5.3.	Ergebnisse	128
5.3.1.	Integrierte Intensitäten	129
5.3.2.	PDR-Modellvergleich	132
5.3.3.	Vergleich mit KAO-Daten	138
5.3.4.	Geschwindigkeitsstruktur	140
5.4.	Zusammenfassung und Ausblick	147

6. Zusammenfassung und Ausblick	149
A. Anhang – Rauschtemperatur	153
B. Anhang – LO Steuerung	157
C. Abkürzungsverzeichnis	159
Literaturverzeichnis	169

1. Einleitung

1.1. Diese Arbeit

Diese Arbeit beschreibt den Aufbau und die Tests des Heterodyn-Empfängers “German REceiver for Astronomy at Terahertz frequencies” (GREAT), sowie seine Inbetriebnahme am Flugzeugobservatorium “Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy” (SOFIA).

Sie lässt sich in zwei Bereiche unterteilen. Den größeren Teil dieser Arbeit (Kapitel 2 bis 4) bildet die Beschreibung der Inbetriebnahme, der Charakterisierung und des Aufbaus einzelner Komponenten des GREAT-Empfängers. In einem zweiten Teil (Kapitel 5) werden die vorläufigen Ergebnisse des astronomischen Projekts des Autors, das mit Hilfe des behandelten Empfängers durchgeführt wurde, vorgestellt.

Kapitel 2 stellt das Flugzeugobservatoriums SOFIA und den Heterodyn-Empfängers GREAT vor. Im ersten Unterkapitel werden der Aufbau des Teleskops und sein Strahlengang beschrieben. Anschließend folgt in einem weiteren Unterkapitel die Beschreibung des Modulsystems von GREAT. Die einzelnen Frequenzkanäle und ihre astronomische Relevanz werden erläutert.

Einen erheblichen Teil der Arbeit des Autors bildete der Entwurf und der Bau des Lokaloszillators (LO) für die niederfrequente Erweiterung von GREAT. Diesem Bereich ist das Kapitel 3 gewidmet. In einzelnen Unterkapiteln werden die Subkomponenten des LOs detaillierter erläutert. Zunächst wird die Entwicklung des kanalübergreifenden Gehäusedesigns präsentiert. Aufgrund der strengen Sicherheitsbestimmungen für elektronische Gegenstände an Bord von Flugzeugen bestand hier ein großer Teil der Arbeit in der Strukturanalyse und Zertifizierung. Alle Parameter des Gehäuses erreichten sehr hohe Sicherheitseinstufungen. Anschließend wird auf die eingesetzten Vervielfacherketten, die das Ausgangssignal des Lokaloszillators erzeugen, und ihre Charakterisierung eingegangen. Wichtige Parameter, wie Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Ausgangsfrequenz und die Linienbreite des Ausgangssignals wurden vermessen. Der nächste Abschnitt erklärt die Berechnung der Optik des LOs. Ein weiteres Unterkapitel veranschaulicht die entworfenen elektrischen Schaltungen und die programmierte Steuersoftware des LOs.

Kapitel 4 beschreibt die Installation und Charakterisierung des GREAT-Systems am SOFIA-Observatorium. Hier war der Autor maßgeblich mitbeteiligt an der Erstellung und den Tests der Inbetriebnahme-Routinen vor jedem Flug des Empfän-

gers. Hierzu gehören z.B. die Justage der Optiken und die Ermittlung der optimalen Betriebsparameter des Empfängers. Das Kapitel beginnt mit der Beschreibung der Justageprozeduren. Die finale Ausrichtung der GREAT-Optik auf das Teleskop während der ersten zwei Beobachtungskampagnen ist tabellarisch festgehalten. Danach wird die Empfindlichkeit des Empfängers vermessen und Korrekturen und Verbesserungen in diesem Zusammenhang erläutert. Den Abschluss bildet die Behandlung der Stabilität des Empfängers und ebenfalls Systemveränderungen zur Verbesserung dieses Parameters.

Als eines der ersten astronomischen Objekte wurde die Sternentstehungsregion Cepheus B von GREAT in [CII]¹, dem Feinstrukturübergang $^2P_{3/2} - ^2P_{1/2}$ des einfach ionisierten Kohlenstoffs, und CO beobachtet. Kapitel 5 behandelt die ersten Ergebnisse dieses Projekts. Karten mit integrierten Intensitäten werden präsentiert und mit früheren Beobachtungen des Radiokontinuums und in ^{13}CO verglichen. Geschwindigkeitskanal-Daten werden gezeigt und die Geschwindigkeitsstruktur abgeleitet. Eine Photonen-dominierten Region (PDR), die einem eingebetteten B-Stern zugeordnet werden kann, wird untersucht und mit zwei Modellfälle verglichen.

1.2. Astronomie bei Terahertz-Frequenzen

Die Radioastronomie ist ein mächtiges Werkzeug zur Untersuchung vieler astronomischer Fragestellungen, wie z.B.: Woraus besteht das interstellare Medium (ISM)? Wie sieht seine Verteilung, wie seine Kinematik aus? Wie entstehen Sterne und was sind die auslösenden Faktoren? Was führt zur gesteigerten Sternentstehung in aktiven Galaxien? ...

Erst seit der 1. Hälfte des 20. Jahrhunderts sind wir in der Lage unsere Welt in diesem Wellenlängenbereich zu betrachten. War der beobachtbare Radio-Bereich zu Beginn noch sehr auf lange (Meter-)Wellenlängen beschränkt, wurde seine Grenze im Laufe der Jahre durch technologische Fortschritte bis in den Sub-Millimeter-Bereich verschoben. Doch nicht nur technologische Schwierigkeiten traten hierbei auf. Da die Erdatmosphäre selber verschiedene Wellenlängen, hauptsächlich durch den in ihr enthaltenen Wasserdampf und Sauerstoff, blockiert, mussten auch neue Standorte – möglichst trocken und möglichst hoch gelegen – für Beobachtungen gefunden werden.

Der Bereich der Terahertzstrahlung – mit Wellenlängen zwischen etwa 1 mm und 30 μm oder entsprechend Frequenzen zwischen 300 GHz und 10 THz – befindet sich zwischen den Mikrowellen und dem Fernen Infrarot (FIR) im elektromagnetischen Spektrum. Die Energie der Photonen liegt bei einem bis einigen zehn Millielek-

¹In der Astronomie und Astrophysik bezeichnen die aufsteigenden römischen Zahlen (I, II, III, IV usw.) den Ionisationsgrad des betrachteten Teilchens: I = neutral, II = einfach ionisiert, ...

tronenvolt, also im Bereich von Phononenanregungen im Festkörper, Rotations-Vibrations-Übergängen in Molekülen oder atomaren Feinstrukturübergängen. Im Weltraum werden im Terahertzbereich Strukturen mit Temperaturen zwischen einigen zehn bis einigen hundert Kelvin erkennbar. Astronomie bei THz-Frequenzen eignet sich daher sehr gut, um den Entstehungsprozess von Sternen zu untersuchen.

Heterodyn oder direkte Detektion

Der THz-Bereich ist auch der Bereich, in dem die beiden fundamentalen Detektionsverfahren (kohärent=heterodyn und inkohärent=direct-detection) mit ihren Technologien aufeinandertreffen.

Allgemein gibt es für jeden neuen Empfänger – abhängig von Faktoren wie dem Stand der Detektortechnik, der Teleskopwahl, der Beobachtungsfrequenz usw. – eine Grenze für das spektrale Auflösungsvermögen, bis zu der Direct-detection-Instrumente die höhere Empfindlichkeit aufweisen. Ist ein höheres Auflösungsvermögen gewünscht, sind Heterodyn-Empfänger die bessere Wahl.

Direct-detection-Instrumente messen die Anzahl der pro Zeiteinheit auftreffenden Photonen. Ihre Empfindlichkeit ist prinzipiell nicht beschränkt. Sie wird bestimmt durch Faktoren wie Dunkelströme im Detektor, Strahlung ausgehend von (ungekühlten) Komponenten des Empfängers und Teleskops und Effizienz der verwendeten Optiken. Um das Eingangssignal spektral aufzulösen beinhalten die Optiken von Direct-detector-Systemen dispersive Elemente wie Fabry-Pérot-Filter, Beugungsgitter usw., die die unterschiedlichen Wellenlängen auf verschiedene Detektorelemente verteilen. Ein Element stellt damit eine spektrale Auflösungseinheit dar. Je größer der gewünschte Grad der spektralen Auflösung, desto geringer ist der Photonenfluß pro Detektorelement. Bei gegebenem Rauschpegel wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis² (SNR) daher mit größerer spektraler Auflösung kleiner. Um ein gesetztes SNR zu erreichen, muss länger integriert werden. Die Empfindlichkeit des Systems sinkt.

Heterodyn-Empfänger bieten hohe spektrale Auflösungen, sind aber, da sie Amplitude und Phase des elektromagnetischen Feldes gleichzeitig messen, aufgrund der Unschärferelation in ihrer maximalen Empfindlichkeit auf das (frequenzabhängige) Quantenlimit $\frac{h\nu}{k_B}$ beschränkt (Anhang A). Im Bereich des sichtbaren Lichts liegt das Quantenlimit bei $\approx 10^4$ K, wodurch hier bei gleicher spektraler Auflösung Heterodyn-Instrumente Direct-detection-Systemen bezüglich der Empfindlichkeit unterlegen sind. Bei THz-Frequenzen jedoch liegt das Quantenlimit nur noch bei 50 – 100 K. Zusätzlich ist die technologische Entwicklung soweit fortgeschritten, dass die Empfindlichkeit aktueller SIS-Mischer (Abschnitt 1.3.2) sich ebenfalls in diesem Bereich bewegt. HEB-Mischer, die oberhalb von 1 THz eingesetzt wer-

²engl. signal-to-noise ratio

den, haben zur Zeit Rauschtemperaturen, die etwa einen Faktor 10 – 20 größer sind. Beide Werte sind aber klein genug, um in diesem Frequenzbereich Heterodyn-Empfänger bauen zu können, die bei ihrer sehr hohen spektralen Auflösung eine, den Direct-detection-Systemen überlegene Empfindlichkeit aufweisen.

Photonen-dominierte Regionen

Unsere heutige Vorstellung des interstellaren Gases geht davon aus, dass das ISM auf allen Längen- und Dichteskalen stark turbulent ist. So auch in Molekülwolken, in denen dadurch klumpige Strukturen entstehen. Durch äußere Einflüsse, z.B. Schockfronten einer nahen Supernova-Explosion oder durch nahe leuchtkräftige Sterne ausgelöste Ionisationsfronten am Wolkenrand, können Regionen unter die kritische Größe komprimiert und gravitativ instabil werden. Es entstehen verdichtete Bezirke innerhalb der Wolke, innerhalb derer Sterne entstehen können. Dabei können bereits früher entstandene Sterne – z.B. in einem zuvor kollabierten Wolkenabschnitt – weitere Sternentstehung auslösen. Vor allem O-/B-Sterne mit ihrem starken Strahlungsfeld und ihrer geringen Lebenszeit sind hier zu nennen. Die Sternentstehungsregion Cepheus B, die in Kapitel 5 behandelt wird, ist ein Beispiel für solche Prozesse.

Das intensive Strahlungsfeld von O-/B-Sternen hat großen Einfluss auf ihre Umgebung. UV-Photonen mit Energien über 13,6 eV werden vollständig absorbiert, in dem sie den umgebenden Wasserstoff ionisieren. Es bilden sich [HII]-Regionen aus, die auch im Optischen durch z.B. die H α -Linie sichtbar sind. Dringen die Photonen in die Wolke ein, verlieren sie durch Wechselwirkung mit Gasteilchen und Staub Energie. Durch die sich verändernden physikalischen und chemischen Bedingungen bildet sich eine Schichtfolge von bestimmten Ionen, Atomen und Molekülen aus. Diese Gebiete mit charakteristischer Schichtabfolge, die den Übergang zwischen der [HII]-Region und der molekularen (H $_2$) Wolke bilden, heißen “photon dominated regions” oder auch “photodissociation regions” (PDR). Die hier stattfindenden Prozesse werden grundlegend vom UV-Feld der jungen und heißen Sterne bestimmt.

Der aufgeheizte Staub der Wolke strahlt seine Energie beinahe vollständig durch Kontinuumsstrahlung ab, hauptsächlich im Infraroten. Dieser Kühlprozess ist sehr effektiv, so dass die Temperatur des Staubes nur im Bereich von 100 K liegt. Etwa 1% der UV-Photonen lösen Elektronen aus den Staubkörnern, deren Energie um die 1 eV beträgt und die durch Stöße das Gas weiter aufheizen. Die, direkt durch UV-Photonen oder indirekt durch kinetische Elektronen, angeregten Gasteilchen können ihre aufgenommene Energie nur über bestimmte Linien abgeben. Hierdurch werden sie beobachtbar und identifizierbar. Aufgrund des eingeschränkten Frequenzbereichs ist ihr Kühlmechanismus weniger effektiv als der des Staubs. Die Gastemperaturen in den Randbereichen der Wolke liegen damit deutlich höher als die des Staubs.

Nach genügend langer Zeit hat sich in einer Wolke bei Vorhandensein von Koh-

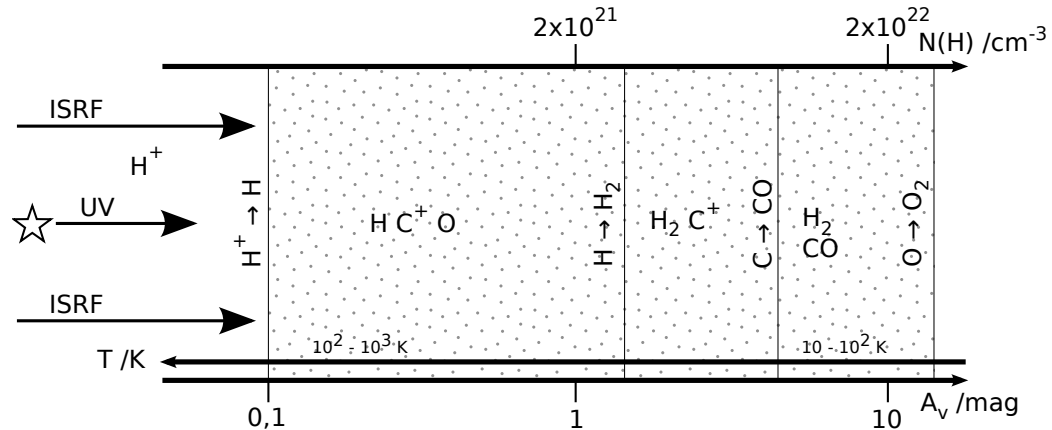


Abbildung 1.1.: Schema einer PDR nach [42]. Das interstellare Strahlungsfeld (ISRF) und UV-Strahlung von jungen O-/B-Sternen trifft auf eine Molekülwolke und dringt in diese ein. Mit zunehmender Eindringtiefe (z.B. gemessen als optische Tiefe A_v) steigt die Dichte an und fällt das Strahlungsfeld ab. Durch Dissoziations- und Ionisationsreaktionen entsteht eine charakteristische Schichtfolge von Molekülen.

lenstoff und Sauerstoff das sehr stabile Kohlenmonoxid gebildet. Verstärkt sich nun die äußere UV-Strahlung und dringt in die Wolke ein, finden Dissoziations- ($\text{CO} + h\nu \rightarrow \text{C} + \text{O}$) und Ionisationsreaktionen ($\text{C} + h\nu \rightarrow \text{C}^+ + e^-$) statt, deren Raten vom Abstand zur Wolkenoberfläche abhängen. Denn das Strahlungsfeld verliert mit zunehmender Tiefe an Intensität und die durchschnittliche Photonenenergie sinkt. In der Wolke bildet sich eine charakteristische Schichtfolge von Atomen und Molekülen aus (Abb. 1.1) [42]. In den obersten Schichten der Wolke ist das UV-Feld stark genug, um H_2 und CO fast vollständig zu dissoziieren und den Kohlenstoff zu ionisieren. Seine Ionisationsenergie (11,26 eV) liegt gerade unterhalb der Ionisationsenergie von Wasserstoff. In tieferen Schichten wird immer weniger H_2 aufgespalten bis es zur H_2 -Selbstabschirmung kommt. Außerdem nimmt die Zahl ausreichend hoch energetischer Photonen für die Ionisationsreaktion von Kohlenstoff ab: Auch die Häufigkeit von C^+ sinkt. Stattdessen sind in diesem Bereich neutraler Kohlenstoff und Sauerstoff vorhanden, da die Dissoziationsreaktion von CO weiterhin auftritt. In noch tieferen Schichten findet auch diese Reaktion nicht mehr statt und CO wird vorherrschend.

C^+ ist beobachtbar durch die [CII]-Linie. Sie ist eine der stärksten Kühllinien des interstellaren Mediums. C^0 kann man durch seine Feinstrukturübergängen bei 490 GHz und 810 GHz beobachten und CO ist durch seine Übergänge $J \rightarrow J - 1$ mit der Rotationsquantenzahl J detektierbar.

Reale Molekülwolken sind stark fragmentiert und bestehen aus vielen verschiedenen Dichtensammlungen unterschiedlicher Größe und Masse mit weniger dichtem Material zwischen diesen Klumpen. Hierdurch kann die UV-Strahlung deutlich tiefer

als in dem beschriebenen einfachen Modell in eine Wolke eindringen. Es bilden sich an jedem der Klumpen eigene PDRs aus.

Durch Beobachtung der Kühllinien kann aus den Linienprofilen die Kinematik der Wolke bestimmt werden. Auch die dreidimensionale Struktur wird durch verschiedene Geschwindigkeitskomponenten entlang der Sehstrahls sichtbar. Hierzu müssen jedoch die Linienprofile mit sehr hoher spektraler Auflösung, wie sie mit Heterodyn-Instrumenten erreicht werden kann, vermessen werden. Aus den Intensitäten in den verschiedenen Rotationsanregungszuständen des CO kann auf die Gastemperatur und -dichte geschlossen werden und die Verteilung der Intensitäten über die Wolke lässt Rückschlüsse auf ihre Klumpigkeit zu.

1.3. Terahertz-Empfänger

Im folgenden wird allgemein der Aufbau eines Heterodyn-Systems, angepasst für astronomischen Einsatz, vorgestellt. Zunächst wird das zugrunde liegende Prinzip erklärt, gefolgt von den einzelnen Elementen eines Heterodyn-Empfängers.

1.3.1. Heterodyn-Prinzip

Generell ist es schwierig THz-Strahlung direkt zu detektieren und spektral hoch aufgelöst weiter zu verarbeiten. Ein großes Problem stellen fehlende rauscharme Elektronikkomponenten dar. So existieren z.B. keine Verstärker in diesem Frequenzbereich. Die Frequenzen liegen zu hoch für Halbleitertechnologie, aber auch zu niedrig für einen optischen Ansatz.

Abhilfe schafft hier die Nutzung des Heterodyn-Prinzips. Mit dessen Hilfe kann das zu beobachtende Frequenzband zunächst auf einen deutlich kleineren Bereich umgesetzt werden. Die vollständige spektrale Information (Amplitude und Phase) bleibt dabei erhalten. Das neue Frequenzband ist im Prinzip frei wählbar, kann also auch in einem Bereich liegen, in dem Komponenten zur Verstärkung existieren. Da die Phasen-Information weiterhin vorhanden ist, sind auch interferometrische Messungen immer noch möglich.

Abb. 1.2 zeigt die Skizze eines Heterodyn-Empfängers. Das schwache astronomische Signal des Teleskops f_{RF} wird mit dem Signal einer Referenzstrahlungsquelle, dem Lokaloszillator (LO), f_{LO} überlagert. Die kombinierten Signale werden auf ein Element mit nichtlinearer Strom-Spannungskennlinie gegeben. Durch die Nichtlinearität entstehen am Ausgang des Mischelements auch höhere Harmonische, sowie Mischprodukte der Eingangssignale. Interessiert ist man nun am Differenzsignal, auch Zwischenfrequenz³-Signal (ZF-Signal/IF-Signal) genannt,

$$f_{\text{IF}} = |f_{\text{RF}} - f_{\text{LO}}| \quad , \quad (1.1)$$

³engl. intermediate frequency

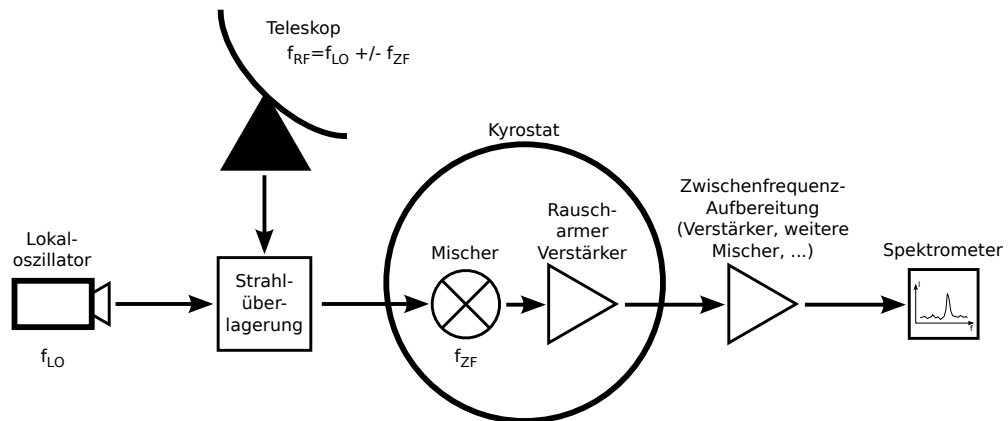


Abbildung 1.2.: Diagramm eines Heterodyn-Empfängers. Das astronomische Signal wird mit dem Lokaloszillator-Signal überlagert und auf ein Mischelement geleitet. Dieses erzeugt das Schwebungssignal, welches nach weiteren Verarbeitungsschritten mit einem Spektrometer ausgewertet wird.

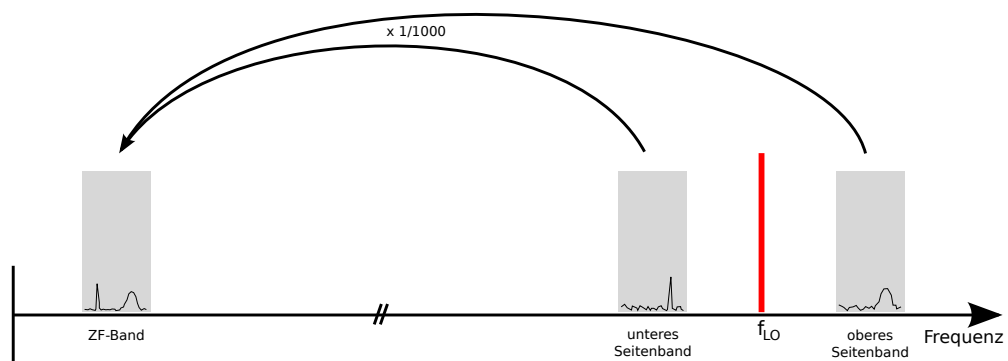


Abbildung 1.3.: Darstellung des Mischprozesses im Heterodynaufbau. Die Signale aus unterem und oberem Seitenband werden in das ZF-Band konvertiert. Bei THz-Empfängern wird hierdurch das Signal etwa um den Faktor 1000 in der Frequenz erniedrigt.

dessen Frequenz so niedrig sein kann, dass eine einfache Weiterverarbeitung in der IF-Kette – mit Verstärkern, Umsetzern und ähnlichen Bauteilen bis hin zum Spektrometer – möglich wird. Reale Mischelemente erzeugen nur in einem endlichen Band ein Differenzsignal. Lage und Breite dieses ZF-Bandes hängen dabei von den zugrunde liegenden physikalischen Vorgängen und von Parametern, wie z.B. der Größe des Mischelements ab.

Aufgrund des Betrags in Gl. (1.1) existieren zwei Seitenbänder symmetrisch zur LO-Frequenz, die in der Zwischenfrequenz übereinander gefaltet werden (Abb. 1.3). Sie werden entsprechend dem Verhältnis zur LO-Frequenz oberes Seitenband⁴ (USB) und unteres Seitenband⁵ (LSB) genannt. Durch zusätzliche Seitenband-selektieren-

⁴engl. upper sideband

⁵engl. lower sideband

de Elemente kann eines unterdrückt oder beide Seitenbänder auf verschiedene Mischerausgänge ausgegeben werden. Entsprechend benennt man Mischer im Englischen double sideband (DSB), single sideband (SSB) oder sideband separating (2SB) mixer.

Die Verwendung von beiden Seitenbändern (DSB-Empfänger) ist insofern nachteilig, als dass bei Beobachtung eines Signals im einen Band das Rauschen aus dem unbenutzten Band auf das ZF-Signal addiert wird. Hierdurch verschlechtert sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Vorteile bringt sie dann, wenn z.B. zwei Moleküllinien mit passendem Frequenzabstand gleichzeitig beobachtet werden können, die erste im USB, die zweite im LSB; oder wenn bei Beobachtung eines sehr breiten Signals, das beide Seitenbänder überspannt (z.B. einer Kontinuumsquelle), die Empfindlichkeit des Empfängers durch die doppelt so große Bandbreite verbessert wird. Die meisten astronomischen THz-Heterodyn-Empfänger sind heutzutage immer noch DSB-Empfänger, da die Herstellung der zusätzlichen Filterelemente zur Trennung der Seitenbänder oder zur Unterdrückung eines Seitenbandes nicht trivial ist und die Elemente zusätzliche Rauschbeiträge einbringen können, die die Empfindlichkeit soweit senken, dass kein Gewinn gegenüber einem DSB-System mehr verbleibt.

Die Empfindlichkeit eines Heterodyn-System wird als Rauschtemperatur angegeben (Anhang A). Benutzt der Empfänger ein DSB-Mischelement, wird im Bereich des Empfängerbaus zumeist auch die DSB-Rauschtemperatur angegeben; für die Planung und Auswertung astronomischer Beobachtungen ist die SSB-Rauschtemperatur wichtiger. Ist der Gain des Empfängers in beiden Seitenbändern gleich, wird das Rauschen durch die Überlagerung der zwei Seitenbänder halbiert. Der Zusammenhang zwischen beiden Rauschtemperaturen ist daher $T_{SSB} = 2 \cdot T_{DSB}$.

1.3.2. Terahertz-Mischelemente

Zur Zeit werden drei verschiedene Arten von Mischelementen im Terahertz-Bereich eingesetzt. Unter 1 THz können Schottky-Dioden, Supraleiter-Isolator-Supraleiter (SIS)-Mischer und Hot-Electron-Bolometer (HEB)-Mischer verwendet werden.

Vorteil der Schottky-Mischer besteht in der Möglichkeit, sie bei Raumtemperaturen zu betreiben. Sie benötigen allerdings mehr LO-Leistung (≈ 1 mW) und sind deutlich unempfindlicher als die beiden anderen Mischertypen. Rauschtemperaturen bei 1,9 THz liegen bei 6000 K [16]. GREAT – mit supraleitenden HEB-Mischern – erreicht bei dieser Frequenz 1500 K (Kapitel 4). Da die Integrationszeit, die benötigt wird, um eine gewisse Grenzempfindlichkeit zu erreichen, quadratisch von der Rauschtemperatur des Empfängersystems abhängt, wie aus der Radiometerformel (Anhang A) zu entnehmen ist, verringert sich die Beobachtungszeit mit GREAT gegenüber dem System aus [16] um den Faktor 16.

Heutzutage werden hauptsächlich SIS-Mischer im Frequenzbereich unter 1 THz eingesetzt. Ihr Mischeffekt basiert auf dem Tunnelstrom durch eine wenige nm di-

cke Isolationsschicht. Die Barriere befindet sich zwischen zwei supraleitenden Elektroden und wird mit einer Spannung so vorgespannt, dass die Photonenenergie im THz-Bereich ausreicht, um das Tunneln von Cooper-Paaren zu ermöglichen. Hieraus folgt eine starke Nichtlinearität der Strom-Spannungs-Kennlinie. Die Obergrenze der erreichten Frequenzen liegt zur Zeit bei etwa 1,2 THz [13] [46] [49] [50] [26]. Bei höheren Frequenzen werden die Verluste in den derzeit verfügbaren Materialien zu groß. Die Rauschtemperaturen von SIS-Mischern liegen im Bereich nahe des Quantenlimits bis einiger hundert Kelvin (Anhang A).

Oberhalb von 1 THz werden supraleitende Hot-Electron-Bolometer benutzt. So auch im, in dieser Arbeit behandelten L-Kanal des GREAT-Empfängers [66] [65] [70].

In einem Bolometer wird durch die auftreffende Strahlung ein Medium aufgeheizt, welches mit einer Wärmesenke in Verbindung steht. Die sich einstellende Temperatur des Mediums hängt von der Leistung des einfallenden Signals und von der Wärmeleitfähigkeit zwischen Medium und Wärmesenke ab. Misst man direkt die Temperatur des Mediums als Maß für die einfallende Signalintensität, nutzt man das Bolometer als inkohärenten Detektor. Eine hohe Frequenzauflösung ist in einem solchen Aufbau jedoch nur durch weitere frequenzselektierende Elemente im Signalpfad möglich, da Bolometer in großen Frequenzbereichen empfindlich sind. Beispiele wären Fabry-Pérot-Interferometer, Infrarot-Filterfolien, Echellegitter, o.ä. Wie jeder Leistungsdetektor kann ein Bolometer auch als kohärenter Detektor, d.h. als Mischer, eingesetzt werden. Der Mischeffekt beruht auf der Nichtlinearität seiner Strom-Spannungskennlinie, da der Strom $I(t)$ durch das Element proportional zur einfallenden Leistung bzw. zum Quadrat der Spannung

$$P(t) = I(t) \cdot U(t) = \frac{U(t)}{R} \cdot U(t)$$

ist. Ein Bolometer ist daher ein "square law mixer".

Fallen zwei unterschiedliche Signale $U_{\text{LO}}(t) = U_{\text{LO}} \cdot \cos(\omega_{\text{LO}}t)$ und $U_{\text{RF}}(t) = U_{\text{RF}} \cdot \cos(\omega_{\text{RF}}t)$ ein, folgt für $I(t)$

$$\begin{aligned} I(t) &\propto P_{\text{gesamt}} \propto U_{\text{gesamt}}^2 \\ &= (U_{\text{LO}}(t) + U_{\text{RF}}(t))^2 \\ &= \frac{1}{2} (U_{\text{LO}}^2 + U_{\text{RF}}^2) \\ &\quad + \frac{1}{2} (U_{\text{RF}}^2 \cos(2\omega_{\text{RF}}t) + U_{\text{LO}}^2 \cos(2\omega_{\text{LO}}t)) \\ &\quad + U_{\text{LO}}U_{\text{RF}} \cdot \cos((\omega_{\text{LO}} + \omega_{\text{RF}})t) \\ &\quad + U_{\text{LO}}U_{\text{RF}} \cdot \cos((\omega_{\text{LO}} - \omega_{\text{RF}})t) \end{aligned} \tag{1.2}$$

Der erste Term stellt den Gleichspannungsanteil des Ausgangssignals dar. Die folgenden zwei Terme sind die 2. Harmonischen der Eingangsfrequenzen. Die letzten

beiden Terme beschreiben die Mischfrequenzen.

Das erhitzte Medium eines *Hot-Electron*-Bolometers sind die Elektronen in einer nur wenige nm dicken, supraleitenden Brücke. Durch die geringe Dicke entkoppelt das Elektronengas von den Gitteratomen, woraus eine sehr kleine Wärmekapazität des Bolometers folgt. Temperaturänderungen sind also schon sehr groß bei kleinen Änderungen der auf die Brücke einfallenden Strahlungsleistung. Da die heißen Elektronen aufgrund ihrer Trägheit Feldern mit Frequenzen über einigen GHz nicht folgen können, kann Gl. (1.2) vereinfacht werden zu

$$I_{\text{HEB}}(t) \propto \underbrace{\frac{1}{2} (U_{\text{LO}}^2 + U_{\text{RF}}^2)}_{\text{DC}} + \underbrace{U_{\text{LO}} U_{\text{RF}} \cdot \cos(|\omega_{\text{LO}} - \omega_{\text{RF}}|t)}_{\text{Differenzfrequenz}} \quad (1.3)$$

Daher erscheinen am Ausgang eines HEB nur die Gleichströme und der Differenzterm. Die Energie in den hochfrequenten Termen wird im HEB in Wärme umgewandelt. Die von den Elektronen absorbierte Energie kann je nach HEB-Design durch Anregung von Phononen ans Gitter und weiter ans Substrat oder über Diffusion der heißen Elektronen zu Wärmesenken an den Enden der Brücke abgeführt werden. Je nachdem welcher Prozeß überwiegt, spricht man von Phononen-gekühlten oder diffusionsgekühlten HEBs. Durch Anpassung des Mischeraufbaus wird hier eine hohe Wärmeleitfähigkeit angestrebt. Kleine Wärmekapazität C und hohe Wärmeleitfähigkeit G führen zu einer kleinen Response-Zeit und damit einer hohen Empfindlichkeit des HEB. Die ZF-Bandbreiten von HEBs liegen bei $\frac{G}{C} \approx 2 \dots 4 \text{ GHz}$ [20] [86].

Die Nichtlinearität der Strom-Spannungskennlinie eines *supraleitenden* HEBs, wie sie in GREAT eingesetzt werden, ist am größten im Übergangsbereich zwischen supraleitender und normalleitender Phase. Entsprechend wählt man den Arbeitspunkt des HEBs durch geeignete Bias-Spannung und LO-Leistung.

1.3.3. Terahertz-Strahlungsquellen

THz-Strahlung liegt in einem Bereich, in dem sowohl elektronische Bauteile von niedrigen Frequenzen her kommend, als auch die Photonik von höheren Frequenzen her kommend an ihre Grenzen stoßen. Die verfügbaren Ausgangsleistungen von Strahlungsquellen sind klein. HEBs brauchen einige zehn bis einige hundert nW an LO-Leistung, je nach Größe der supraleitenden Brücke. Aber selbst solche kleinen Werte sind oberhalb von 1 THz ohne große und komplizierte Aufbauten erst seit einigen Jahren erreichbar. Die Leistung und die Frequenz eines LOs muss zeitlich sehr stabil sein. Variationen in U_{LO} und ω_{LO} führen nach Gl. (1.3) direkt zu einer Änderung des Ausgabesignals eines Mischers.

FIR-Laser

Früher wurden häufig bis ausschließlich Fern-Infrarot-Laser als Lokaloszillatoren eingesetzt [39] [88] [64]. Hauptsächlich, weil nur sie in der Lage waren, ausreichend Leistung für Heterodyn-Experimente insbesondere mit Schottky-Mischern im Bereich um 1 THz zu liefern [21] [77]. Ihre Strahlung entsteht durch einen Übergang zwischen zwei Rotationszuständen eines Moleküls. Die Besetzungsinversion wird durch eine DC-Entladung oder durch optisches Pumpen erreicht. Bei optisch gepumpten FIR-Lasern kommen meist CO₂-Laser als Pumplaser zum Einsatz.

FIR-Laser haben einige Vorteile, wie vergleichsweise hohe Ausgangsleistung und kleine Linienbreite, aber auch Nachteile. Sie benötigen große, komplexe Aufbauten (Kühlung, Hochspannung, Resonatoren mit Längen im Bereich 1 m, ...), sind schwer zu stabilisieren und es stehen nur Ausgangsfrequenzen bei Laserübergängen zur Verfügung.

Die Entwürfe des LOs für den H-Kanal von GREAT (Abschnitt 2.2.4) basierten lange Zeit auf einem FIR-Laser-System [73].

BWO

Auch heute noch werden Rückwärtswellen-Oszillatoren⁶ (BWO) zur Generierung von THz-Referenzstrahlung für die hochauflösende Spektroskopie eingesetzt [27] [45] [35]. Sie arbeiten mit einem in einem Hohlleiter und entlang einer periodischen Struktur beschleunigten Elektronenstrahl [53]. Hierdurch wird kinetische Energie der Elektronen in die Hohlleitermode überführt [58] [22] und diese am Ende der Beschleunigungsstrecke ausgekoppelt. Zur Beschleunigung wird eine Hochspannung von einigen kV benötigt, deren Höhe auch die Ausgangsfrequenz bestimmt. Die Restenergie der Elektronen wird in Form von Wärme an der Anode frei. BWOs benötigen daher einiges an Kühlung. Die Fokussierung des Elektronenstrahls geschieht über ein, parallel zum Strahl ausgerichtetes Magnetfeld.

Der LO für den L#2 -Kanal von GREAT (Abschnitt 2.2.2) basierte ursprünglich auf einer BWO-Röhre. Der Aufbau entstand im Rahmen der Doktorarbeit von Martin Philipp hier am 1. Physikalischen Institut der Universität zu Köln (KOSMA⁷) [69]. Er benutzte die Strahlung eines BWOs bei 633 GHz, die anschließend durch einen Verdreifacher (s. unten) auf 1,9 THz gebracht wurde. Der LO besaß nur ein kleines Frequenzband und war speziell auf die [CII]-Linie ausgelegt. Das Magnetfeld wurde durch einen etwa 1 T starken Permanentmagneten erzeugt. Die Kühlung erfolgt über einen Wasserkreislauf mit Wärmetauscher. Die Hochspannung wurde mit einem teilweise modifizierten gekauften Netzteil generiert. Die Frequenzstabilisierung bzw. die Stabilisierung der Hochspannung geschah über zwei Phase-Lock-

⁶engl. backward wave oscillator

⁷Kölner Observatorium für sub-mm-Astronomie

Loop (PLL)-Schaltkreise. Ein Teil der BWO-Strahlung wurde ausgekoppelt und mit der Strahlung einer Gunn-Diode in einem Harmonischen-Mischer zusammengeführt. Die Differenzfrequenz zwischen BWO- und z.B. der siebten Harmonischen der Gunn-Diode diente einer PLL als Signal für die Regelung des BWO-Massenpotential und damit der Hochspannung. Die zweite PLL regelte die Frequenz der Gunn-Diode selber. Aufgrund der verschiedenen eng bei einander liegenden System (Wasserkühlung, Hochspannung) und dem starken Permanentmagneten war einiges an Aufwand für die Zertifizierung des LOs nötig. Leider kam der LO nie zum Einsatz.

Der zur Zeit verwendete L#2 -LO benutzt Vervielfacherketten, die in einem folgenden Abschnitt erläutert werden.

Quantenkaskadenlaser

Von photonischer Seite her kommend, wird zur Zeit intensiv an Quantenkaskadenlasern⁸ (QCL) als Lokaloszillatoren im THz-Bereich gearbeitet. In einigen Empfängersystemen werden sie bereits eingesetzt [33] [44] [72] [71]. Sie bieten hohe Ausgangsleistungen bei bescheidenen Eingangsleistungen. Der QCL-Chip benötigt nur eine Spannung von einigen Volt bei einem Strom von einigen 1 A. Sie sind daher bevorzugte Kandidaten für die kommenden Generationen an großen Array-Empfängern.

QCLs wurden erstmal 1994 erfolgreich getestet [28] und seit dem kontinuierlich weiterentwickelt [29] [30] [82]. Ein QCL besteht aus eine Schichtabfolge von zwei verschiedenen Halbleitern mit unterschiedlicher Bandlücke. Für Elektronen, die durch diese Schichten wandern, bedeutet dies eine Abfolge von Potentialtöpfen und -barrieren. In den Töpfe existieren quantenmechanische Elektronenzustände, die innerhalb der Barrieren abfallen, jedoch aufgrund der kleinen Barrierenbreiten mit Zuständen der Nachbartöpfe überlappen. Es bilden sich Subbänder im Bandschema aus. Durch Herstellung geeigneter Schichtfolgen werden nun Bereiche mit Subbändern und Bereich mit diskreten Energieniveaus erzeugt. Laserstrahlung entsteht beim Übergang der Elektronen zwischen den diskreten Zuständen. Ein Beispiel eines klassischen 3-Niveau-Lasersystems zeigt Abb. 1.4. Durch Anlegen einer äußeren Spannung wird ein Potentialgefälle entlang der Schichten induziert und die Elektronenzustände verschieben sich gegeneinander. In der Injektorregion befinden sich die Leitungselektronen in einem Subband. Dieses existiert jedoch nicht mehr in der aktiven Region mit ihren drei diskreten Zuständen. Die Elektronen werden gezwungen, sich im oberen Laserniveau (3) zu sammeln. Beim Übergang in das untere Laserniveau (2) wird ein Photon abgegeben. Das untere Laserniveau (1) wird nun im Herstellungsprozess so angelegt, das die Energielücke zu (2) etwa einer Phononanregung entspricht. Der Übergang der Elektronen von Niveau (2) nach (1)

⁸engl. quantum cascade laser

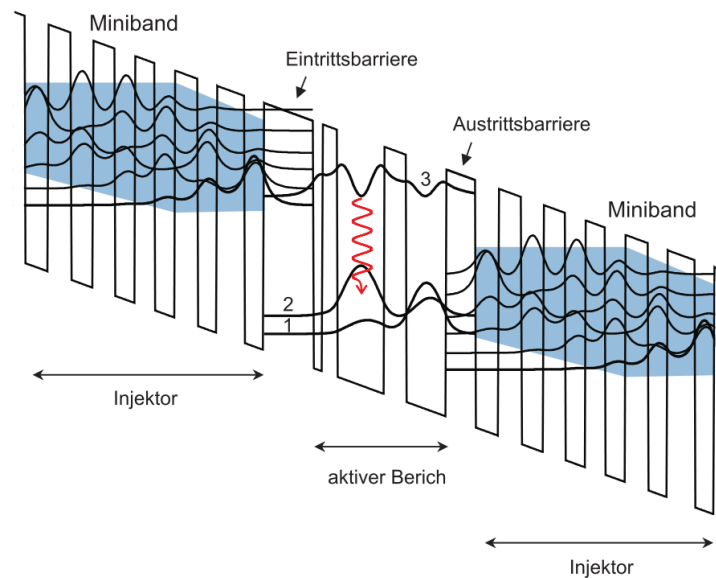


Abbildung 1.4.: Potential im Leitungsband und Wahrscheinlichkeitsdichte der Elektronen in den Potentialtöpfen entlang eines vorgespannten QCLs. Elektronen werden aus dem Subband in das obere Laserniveau (3) gezwungen und geben beim Übergang zum unteren Laserniveau (2) ein Photon ab. Bei THz-QCLs liegt die Energielücke zwischen (2) und (1) gerade im Bereich einer Phononenanregung, so dass (2) sehr schnell entvölkert werden kann [57].

geschieht daher sehr schnell durch Elektron-Phonon-Stöße. Hierdurch ergibt sich die für jeden Laser notwendige Besetzungsinversion. Danach tunneln die Elektronen durch die Austrittsbarriere der aktiven Region und finden sich im Subband des nächsten Injektorbereichs wieder. Der QCL besteht nun aus vielen dieser Injektor-/Aktive-Region-Schichtfolgen, so dass ein Elektron Photonen gleich der Anzahl aktiver Regionen erzeugt. Die verschiedenen Schichten werden flächig auf ein Substrat aufgebracht. Der finale Chip wird im Folgenden aus der Fläche herausgeschnitten oder gebrochen. Die sich ergebenden Endfacetten reflektieren die Photonen, so dass sich ein Resonator ausbildet. Die Ausgangsfrequenz eines QCL hängt daher von der Länge des Chips ab. Bei typischen Chipplängen von einigen Millimetern ergeben sich Lasermoden mit Abständen von einigen zehn bis hundert GHz. Innerhalb einer Mode kann der QCL durch die Änderung der angelegten Spannung um einige GHz abgestimmt werden. Insgesamt ergibt sich aber kein durchgehender Abstimmbereich. Daher wird zur Zeit intensiv an einer Vergrößerung der Resonatorlänge des Lasers geforscht, z.B. durch Entspiegelung der Endfacetten und Einbringen des QCL in eine externe Kavität.

Ein Problem bei der Vergrößerung des Frequenzbereichs in Richtung THz-Strahlung besteht darin, dass die Photonenenergie sich der Phononenenergie annähert. So beträgt die Photonenenergie für 1,4 THz nur noch 5 meV. Typische Phononenan-

regungsenergien liegen bei $1 - 2$ meV. Das bedeutet gleichzeitig, dass strahlungslose Übergänge aus dem oberen Laserniveau zunehmen und damit die Besetzungsinversion abnimmt.

Heutige THz-QCLs benutzen nicht das einfache 3-Niveau-Schema, sondern das THz-Photon wird bei einem Übergang von einem einzelnen diskreten Zustand zur oberen Grenze eines Subbands erzeugt (“bound-to-continuum”). Die Elektronen relaxieren dann sehr schnell durch Intraband-Stöße zu niedrigeren Zuständen im Subband. Die obere Grenze des Subbandes ist daher immer stark entvölkert.

Vervielfacherketten

Vervielfacherketten bestehen sukzessive aus einzelnen Verdoppler- und Verdreifacherstufen, die durch Elemente mit nichtlinearen Kennlinien, meist Schottky-Dioden, die zweite bzw. dritte Harmonische ihres Eingangssignals generieren. Der Gesamtmultiplikator einer Vervielfacherkette ergibt sich als Summe der Faktoren der einzelnen Vervielfacherblöcke. Das niederfrequente Eingangssignal kann z.B. von einem RF-Synthesizer, YIG-Oszillator oder Gunn-Oszillator stammen. Bei jeder Multiplikationsstufe nimmt die Ausgangsleistung deutlich ab. Daher werden Ketten, die mit RF-Synthesizern oder niederfrequenten YIG-Oszillatoren im Bereich einiger 10 GHz betrieben werden, nach ersten Vervielfachungsschritten mit rauscharmen Leistungsverstärkern ausgestattet, die das Signal noch einmal für die hochfrequenten Vervielfacher aufbereiten. Gunn-Oszillatoren haben bereits Ausgangsfrequenzen um die 100 GHz, wo keine kostengünstigen, rauscharmen Verstärker mehr existieren, jedoch brauchen sie aufgrund der höheren Ausgangsfrequenzen auch ein bis zwei Vervielfachungsstufen weniger.

Vor etwa zehn Jahren wurde die Entwicklung von Vervielfacherketten durch die Planung des HIFI-Instrument [23] der Herschel-Satellitenmission vorangetrieben. Es wurden Techniken entwickelt, um planare Schaltkreise mit Schottky-Dioden in Waveguide-Blocks einzubauen [18] [56], sowie rauscharme Verstärker mit Ausgangsleistungen im mW-Bereich bei 100 GHz [32].

Die meisten Vervielfacher bestehen heute aus zwei verschraubten Kupferblöcken, in deren Berührungsflächen Hohlleiterkanäle und Aufnahmen für Schaltungen gefräst sind (“split-block” Technik). Zwischen dem Eingangs- und dem Ausgangshohlleiter befindet sich die planare Vervielfacherstruktur. Die Signale werden über Antennen aus den Hohlleitern aus bzw. in die Hohlleiter eingekoppelt. Das Signal, das auf die planare Vervielfacherstruktur gelangt, passiert zunächst einen Tiefpassfilter, der verhindert, dass die später generierten hochfrequenten Harmonischen zurück in den Eingangshohlleiter gelangen. Danach folgen ein oder mehrere Elemente mit nichtlinearer Kennlinie, meist Schottky-Dioden, die die Harmonischen erzeugen. Das vervielfachte Signal wird dann in den Ausgangshohlleiter ausgegeben.

Heutige Vervielfacherketten sind einfach zu bedienen, sie benötigen (fast) kein

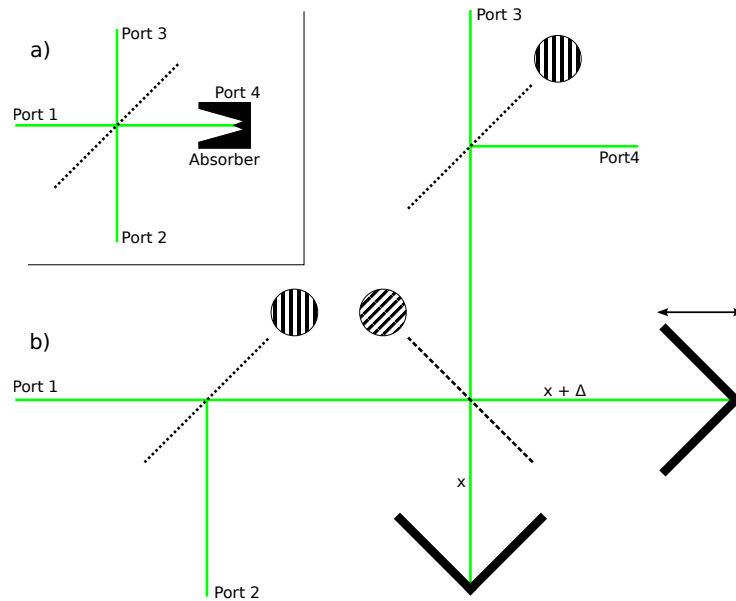


Abbildung 1.5.: Zeichnung a) einer teildurchlässigen Folie und b) eines Martin-Puplett-Interferometers zur Strahlüberlagerung. Port 1 und 2 sind Eingangs-, Port 3 und 4 Ausgangsports. In den Kreisen in b) sind die Richtungen der Gitterdrähte angedeutet.

Tuning und können mit einem handelsüblichen Synthesizer, der Ausgangsfrequenzen bis 20 GHz generieren kann, betrieben werden. Ihre Frequenzstabilität und ihr Phasenrauschen ist hauptsächlich bedingt durch die Qualität des verwendeten Synthesizers.

1.3.4. Überlagerung des Referenz- und astronomischen Signals

Damit das Mischelement ein Differenzsignal erzeugen kann, müssen Teleskopsignal und LO-Signal zusammengeführt werden. Die Überlagerung übernimmt der Diplexer.

Die einfachste Form ist eine teildurchlässige Folie (Abb. 1.5 a). Sie bildet einen 4-Port: zwei Eingangsstrahlen (LO und astronomisches Signal) werden auf zwei Ausgänge aufgeteilt. Das Aufteilungsverhältnis hängt von der Reflektivität der Folie ab. Daher folgt, dass nur ein kleiner Anteil des LO-Signals benutzt werden kann, möchte man den Großteil des astronomischen Signals verwenden. Dies ist gerade im Bereich über 1 THz, wo von vornherein schon wenig LO-Leistung zur Verfügung steht, nicht akzeptabel. Damit ist diese Form von Diplexer meist ungeeignet.

4-Port-Interferometer

Eine Überlagerung der zwei Signale ohne Verluste kann mit Hilfe eines interferometerischen 4-Ports geschehen. Beispiele sind das Michelson-Interferometer, das

Martin-Puplett-Interferometer oder Ring-Interferometer. Im folgenden wird auf das Martin-Puplett-Interferometer (MPI) genauer eingegangen, da diese Form von Diplexer für die L-Kanäle (und auch den M-Kanal) von GREAT (Abschnitt 2.2) verwendet wird.

Abb. 1.5 b zeigt den schematischen Aufbau eines MPI. An Port 1 fällt ein horizontal polarisiertes, an Port 2 ein vertikal polarisiertes Signal ein. Durch ein vertikal ausgerichtetes Gitter werden beide Strahlen in Richtung eines um 45° zur Propagationsrichtung gedrehtes Gitter geleitet. Dieses teilt die ankommenden Signale auf die zwei Interferometerarme auf. Seine Polarisierung hat einen projizierten Winkel von 45° zum Feldvektor der beiden Signale. Am Gitter werden damit beide Strahlen zur Hälfte reflektiert und transmittiert. In den beiden Armen des MPI sind ihre Polarisierungen weiterhin orthogonal zu einander, aber um $\pm 45^\circ$ zur Eingangspolarisation verkippt. Die Retroreflektoren drehen die Polarisierungen um 90° , so dass auf dem Rückweg am zentralen Gitter der zuvor transmittierte Anteil eines Strahls nun reflektiert und der zuvor reflektierte Anteil nun transmittiert wird. Da durch Verschiebung eines Retroreflektors ein Gangunterschied Δ eingeführt werden kann, kann die Polarisation des kombinierten Austrittsstrahl zwischen vertikal, horizontal oder elliptisch verändert werden. Das im Allgemeinen elliptische Signal wird schlussendlich durch ein weiteres Polgitter auf die zwei Ports 3 und 4 aufgeteilt. Die Transmissionen von Port 1 nach 3 und von 2 nach 3 sind

$$|T_{13}|^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda_h} \right) \right] \quad (1.4)$$

$$|T_{23}|^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda_v} \right) \right] \quad (1.5)$$

Übertragen auf einen Heterodyn-Empfänger, bei dem sich die Eingangssignale (LO und astronomisches Signal) gerade um die Zwischenfrequenz f_{ZF} unterscheiden, bedeutet das, dass bei $\Delta = \frac{\lambda_{IF}}{2}$ gerade beide Signale an Port 3 anliegen. Das heißt, LO-Signal und beide Seitenbänder werden auf Port 3 ausgegeben.

Wählt man $\Delta = \frac{\lambda_{IF}}{4}$ verteilt sich der LO auf beide Ausgangsports und in je einem liegt eines der Seitenbänder an. Das MPI kann daher auch als Seitenband-Filter benutzt werden.

1.3.5. Spektrometer

Am Ende der Signalverarbeitungskette eines Heterodyn-Empfängers stehen die Spektrometer. Sie spalten das Heterodyn-Signal in seine spektralen Anteile auf und messen deren Intensität. Im nicht-relativistischen Fall lassen sich, bei bekannter Ruhfrequenz eines betrachteten Übergangs, aus dem gemessenen Linienprofil die Geschwindigkeiten der betrachteten Quelle berechnen durch

$$\frac{\Delta v}{c} = \frac{\delta f}{f} \quad (1.6)$$

mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c , der Relativgeschwindigkeit Δv , der Linienfrequenz f und der Differenzfrequenz δf .

Ein wichtiger Parameter eines Spektrometers ist das Auflösungsvermögen. In wie weit intrinsische Strukturen einer Linie, z.B. Gasanteile mit verschiedenen Geschwindigkeiten, unterschieden werden können, wird hierdurch bestimmt. Z.B. wird für eine Geschwindigkeitsauflösung der CO(11–10)-Linie ($f = 1267,014$ GHz) von 0,1 km/s eine Frequenzauflösung von ≈ 400 kHz benötigt.

Eine weitere Kenngröße ist die Bandbreite des Spektrometers. Sie gibt die Geschwindigkeitsbreite vor, bis zu der Linien mit einer Beobachtung untersucht werden können. Linienbreiten erreichen bei Beobachtungen von ganzen Galaxien bis zu 1000 km/s. Betrachtet man atomare oder Molekülübergänge mit Ruhfrequenzen im THz-Bereich, sind hierzu Bandbreiten von mehreren GHz nötig. Die Linienbreiten innerhalb der Galaxis liegen im Bereich weniger km/s bis einigen 100 km/s. So beträgt z.B. die Geschwindigkeitsbreite der breiteren [CII]-Komponente in der Sternentstehungsregion Cepheus B (Kap. 5) ≈ 6 km/s, die der CO(11–10)-Linie $\approx 3 - 4$ km/s. Linien, deren Breiten die Spektrometerbandbreite überschreiten, müssen in mehrere Frequenzbereiche zerlegt werden, die dann separat vermessen und nachträglich zusammengesetzt werden, wodurch sich die Beobachtungszeit erheblich verlängert.

Aufgrund der höheren Frequenzen im THz-Bereichs wurden breitbandigere Spektrometer als im Radiobereich erforderlich. An GREAT kommen akusto-optische Spektrometer (AOS), Chirp-Transform-Spektrometer (CTS) und digitale Fast-Fourier-Transform-Spektrometer (FFTS) zum Einsatz. Auf diese Typen wird daher im Folgenden genauer eingegangen.

Akusto-optisches Spektrometer – AOS

Das Prinzip des AOS beruht auf der Beugung von Licht an Schallwellen in einem Festkörper. Diesen Effekt hatte schon Brillouin 1921 vorhergesagt.

Das ZF-Signal wird über einen Schallwandler, z.B. ein piezoelektrisches Element, auf einen Festkörper übertragen. Die Ultraschallwellen im Inneren des Festkörpers erzeugen periodische Änderungen des Brechungsindex des Materials (Bragg-Zelle). Eine elektromagnetische Welle, die durch den Festkörper propagiert, wird an der periodischen Struktur gebeugt, wodurch die austretende Welle entsprechend der Frequenzanteile in der ZF aufgespalten wird. Ein AOS führt quasi eine analoge Fourier-Transformation durch. Meist wird ein Laser als Strahlungsquelle und ein CCD-Chip als Detektor verwendet. Entsprechende, der Bragg-Zelle vor- und nachgeschaltete Optiken leiten und fokussieren den Strahl. Die gemessene Intensität als Funktion des Winkels in den einzelnen Pixeln des CCD gibt das gewünschte Frequenzspektrum des ZF-Signals wieder [78]. Durch Erzeugen mehrerer Ultraschallwellen in der Bragg-Zelle kann die Bandbreite eines AOS vergrößert werden

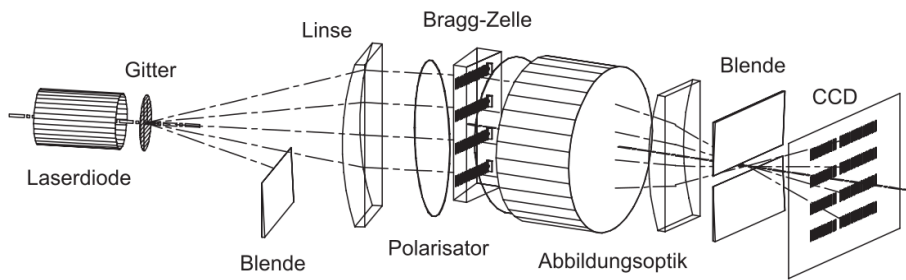


Abbildung 1.6.: Schematischer Aufbau eines Array-AOS mit 4 parallelen Strahlengängen, entwickelt am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln [43].

(Array-AOS, AAOS) (Abb. 1.6).

Chirp-Transform-Spektrometer – CTS

Bevor digitale FFTS als Spektrometer verfügbar waren, wurden hauptsächlich CTS für hochauflösende Spektroskopie eingesetzt. Ein CTS [78] [40] basiert auf der Geschwindigkeitsdispersion einer akustischen Oberflächenwelle auf einem entsprechend bearbeiteten Kristall. Die Wellen werden erzeugt durch auf die Oberfläche aufgebraute Mikrostrukturen. Mit Hilfe der Dispersionseigenschaften können Faltungen in Echtzeit durchgeführt werden, welche für eine Zeit-Frequenz-Transformation nötig sind. CTS haben einige Tausend Frequenzkanäle bei Bandbreiten von einigen hundert MHz.

Fast-Fourier-Transform-Spektrometer – FFTS

Seit der Verfügbarkeit von Analog-Digital-Wandlern (ADC), die mit GHz Sample-Frequenzen arbeiten, und durch die gestiegenen Rechenkapazitäten von Computern sind digitale FFTS mittlerweile den anderen Spektrometertypen überlegen. FFTS sind heutzutage in der Lage große Bandbreiten im GHz-Bereich bei hohen Frequenzauflösungen im 100 kHz-Bereich bereitzustellen [48].

Ein FFTS misst das ZF-Signal in äquidistanten Zeitintervallen Δt . Die Abtastrate $1/\Delta t$ muss dabei nach dem Nyquist-Theorem mindestens dem Doppelten der höchsten Frequenz im Ausgangsband entsprechen. Nach der Digitalisierung durch einen ADC führt ein Prozessor eine schnelle Fourier-Transformation dieser Zeitreihe durch, woraus die Intensitätsverteilung im Frequenzraum folgt. Derzeitige FFTS erreichen Bandbreiten bis $\approx 2,5$ GHz mit einer Auflösung von ≈ 80 kHz (32768 Kanäle).

1.3.6. Derzeitige und zukünftige Terahertz-Empfänger

Unterhalb von 1 THz sind bereits viele Empfängersysteme im Einsatz (z.B. [91] [47] [37]). Der Frequenzbereich oberhalb davon ist jedoch immer noch wenig erschlossen.

Bereits 2006 wurde hier am I. Physikalischen Institut im Rahmen der Doktorarbeit von Gundolf Wieching [94] der “CO N⁺ Deuterium Observations Receiver” (CONDOR)-Empfänger gebaut und an das “Atacama Pathfinder EXperiment” (APEX)-Teleskop gebracht [96] [95]. CONDOR war wie GREAT mit einem KOSMA HEB ausgestattet und benutzte als erster Heterodyn-Empfänger einen Pulse-Tube-Kühler. Seine Zwischenfrequenzbandbreite lag bei 1,1 – 1,9 THz. Zur Strahlüberlagerung wurde ein Martin-Puplett-Interferometer benutzt. Die gewonnenen Erfahrungen aus diesem Projekt gingen zusammen mit einigen Teilen des Empfängers in die niederfrequente Erweiterung des, in dieser Arbeit behandelten GREAT-Instruments ein (Kapitel 2).

Neben GREAT auf SOFIA ist das HIFI-Instrument (Heterodyne Instrument for the Far-Infrared) [23] als Teil der Herschel-Satellitenmission eines der wichtigsten THz-Projekte. HIFI ist ein Heterodyn-Instrument, das den Frequenzbereich von 480 – 1250 GHz und 1410 – 1910 GHz abdeckt. Beiträge des I. Physikalischen Instituts sind die AAOS und die Mischerblöcke für das 640 – 800 GHz-Band. Die Herschel-Mission wird voraussichtlich Anfang 2013 enden.

In Entwicklung ist das 25-Meter Cornell Caltech Atacama Telescope (CCAT), an dem sich auch das I. Physikalische Institut als Junior-Partner beteiligt. Es soll ab 2013 auf dem Cerro Chajnantor in 5600 m Höhe gebaut werden und ab 2017 einsatzbereit sein.

2. GREAT auf SOFIA

In diesem Kapitel wird zunächst das Observatorium “Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy” (SOFIA) vorgestellt. Das Teleskop und die ersten wissenschaftlichen Experimente werden beschrieben. Im Anschluss wird der in dieser Arbeit behandelte GREAT-Empfänger erläutert. Er wurde als eines von zwei early-science-Experimenten für SOFIA ausgewählt. Seine Abkürzung steht für “German REceiver for Astronomy at Terahertz frequencies” (GREAT). Sein modularer Aufbau wird erklärt und die zur Zeit bestehenden und weitere geplanten Frequenzkanäle und ihre astronomische Relevanz präsentiert.



Abbildung 2.1.: SOFIA mit geöffneter Teleskoptüre (Quelle: NASA/DLR).

2.1. SOFIA

Ein Flugzeugobservatorium, wie SOFIA eines ist, vereint viele Vorteile von erdgebundenen Teleskopen, von Ballon- und Satellitenmissionen. Es stellt damit eine ideale Ergänzung im Observatoriums-Repertoire dar.

Der größte Nachteil eines Satelliten ist der Umstand, dass er – einmal im All – nicht mehr gewartet oder repariert werden kann. Seine Lebensdauer ist damit auf meist wenige Jahre begrenzt, bis Versorgungsflüssigkeiten wie flüssiges Helium oder Treibstoff zur Neige gehen. Ein weiterer Nachteil ist die lange Entwicklungszeit. Die verwendete Technologie ist beim Missionsbeginn meist schon veraltet, da bereits Jahre vor dem Start die Endkonfiguration des Satelliten eingefroren werden muss. Zusammen mit dem nötigen Transport in den Orbit und den hohen Anforderungen

an die Technik im Weltraum macht die lange Entwicklungszeit Satellitenmissionen recht teuer. Diesen Einschränkungen jedoch steht der große Vorteil gegenüber, dass Satellitenmissionen Beobachtungen völlig unbeeinflusst von der Erdatmosphäre und damit über sämtliche Frequenzen erlauben.

Ballonmissionen erreichen größere Höhen (≈ 40 km) als ein Flugzeugobservatorium und sind dadurch (noch) weniger durch atmosphärische Absorption beschränkt. Sie können repariert, gewartet und umgebaut werden wie ein Flugzeug oder ein erdgebundenes Teleskop. Jedoch besteht während einer Mission kein Zugang zum System. Ballone können nur kleine Teleskope aufgrund der kleinen Traglast mitführen, wodurch ihr räumliches Auflösungsvermögen geringer ist als bei anderen Observatoriumsarten. Für Langzeitmissionen werden konstante Windverhältnisse benötigt, wodurch man auf einige wenige Ort auf der Erde beschränkt wird.

Erdgebundene Teleskope können deutlich größer gebaut werden als die anderen Observatoriumstypen, da sie nicht mobil und keinen starken Belastungen, wie Satelliten beim Start oder Flugzeugen im Flug, ausgesetzt sind. Die verwendeten Empfänger können ständig an den aktuellen Stand der Forschung angepasst werden. Allerdings sind erdgebundene Teleskope am meisten durch die Atmosphäre behindert.

Nachteil eines Flugzeugobservatoriums gegenüber erdgebundenen ist der mangelnde Platz und damit der kleinere Teleskopdurchmesser und die höheren Kosten. Schwierigkeiten beim Betrieb eines Flugzeugobservatoriums entstehen durch die ständigen mechanischen Belastungen, wodurch teurere Teleskop-Konstruktionen nötig werden, und die Lageänderungen des Flugzeugs, wodurch die Position des Teleskops fortlaufend korrigiert werden muss, was ebenfalls wieder zur Mehrbelastung von Lagern etc. führt. Die Vorteil eines Flugzeugobservatoriums gegenüber einem erdgebundenen bestehen in der größeren Mobilität – Beobachtungen können theoretisch von überall und zu jeder Zeit unternommen werden – und in der größeren Höhe, in der Beobachtungen durchgeführt werden. Zur Zeit liegen die höchsten sub-mm-Observatorien auf etwa 5000 m. So befinden sich APEX und ALMA 5100 m über NN und das kommende CCAT in direkter Nachbarschaft soll sogar auf 5600 m entstehen. Demgegenüber liegt die Flughöhe von SOFIA zwischen 12 – 15 km Höhe, also im Bereich der Tropopause. Fast der gesamte Wasserdampf in der Erdatmosphäre befindet sich damit unterhalb des Observatoriums. Abb. 2.2 zeigt einen Vergleich der Transmission im THz-Bereich zwischen dem Llano de Chajnantor in Chile und SOFIA. Die Transmission für SOFIA liegt im Durchschnitt bei 80%, während an APEX selbst an besten Beobachtungstagen maximal 30% in engen Frequenzbereichen erreicht werden.

Die ersten astronomischen Beobachtungen an Bord von Flugzeugen fanden bereits in den 1920er Jahren statt [24], teilweise zu wissenschaftlichen Zwecken, teilweise zum Vergnügen der Piloten und Passagiere. Viele erfolgreiche Beobachtungen von

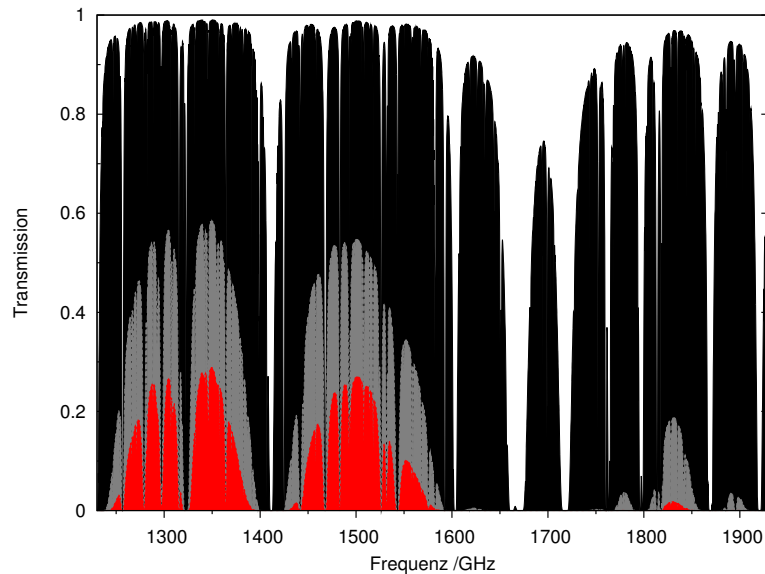


Abbildung 2.2.: Transmissionen im THz-Bereich berechnet mit dem ATRAN-Modell [55] für (schwarz) SOFIA unter günstigsten Bedingungen (Elevation 60° , sehr niedriger Wasserdampfgehalt: $5 \mu\text{m}$), (grau) SOFIA unter sehr schlechten Bedingungen (Elevation 20° , sehr hoher Wasserdampfgehalt: $100 \mu\text{m}$) (Flughöhe beide Male: 13 km) und (rot) APEX unter günstigsten Bedingungen (Elevation 90° , äußerst niedriger Wasserdampfgehalt: $300 \mu\text{m}$).

Sonnenfinsternissen u.ä. überzeugten Anfang der 1960er Jahre die Wissenschaftler bei NASA Ames vom Potential eines Flugzeugobservatoriums, mit der Fähigkeit bis an den Rand der Stratosphäre vorzustoßen. Daher wurde 1964 eine Convair 990 mit dreizehn Fenstern im Dach ausgestattet. Das Flugzeug wurde Galileo genannt und absolvierte bis 1973, als es in einem Zusammenstoß mit einer weiteren Maschine verloren ging, viele erfolgreiche Beobachtungsflüge. An Bord von Galileo flog auch Gerard P. Kuiper, dem es u.a. gelang Infrarot-Spektren der nahen Planeten zu messen. Dies führte zu beachtlichen neuen Erkenntnissen z.B. über die Venus-Atmosphäre [51] und die Saturn-Ringe [52]. Ermutigt durch die Infrarot-Beobachtungen von Kuiper wurde ab 1966 ein Learjet mit einem 12-Zoll-Reflektor ausgestattet, der ohne störendes Fenster, direkt in den Himmel schaute. Das Teleskop besaß als erstes einen Subreflektor, der schnell zwischen zwei Positionen am Himmel umschalten konnte (chopping secondary). So war es durch ON-/OFF-Messungen möglich, die Hintergrundstrahlung des Himmel zu subtrahieren. Der Learjet besaß keine Druckkabine, was zu sehr ungemütlichen Bedingungen für die Wissenschaftler an Bord führte. Sie mussten Druckanzüge gegen die Kälte und Atemmasken tragen. Der direkte Vorgänger von SOFIA war das äußerst erfolgreiche Kuiper Airborne Observatory (KAO), das von 1974 bis 1995 von der NASA betrieben wurde. Die umgebaute C-141 Starlifter (Abb. 2.3) war mit einem 91 cm-Teleskop in Cassegrain-



Abbildung 2.3.: KAO und SOFIA am Tag der offenen Tür 2008 des Ames Research Centers (Quelle: NASA).

Aufbau ausgerüstet. Herausragende wissenschaftliche Ergebnisse sind z.B. die Entdeckung der Uranus-Ringe, die Detektion von Wasserdampf in Kometenschweifen und von Plutos Atmosphäre, die Zusammensetzung, Struktur und Dynamik der Supernova 1987A, Helligkeits-, Staub- und Gasverteilungen im Galaktischen Zentrum, Emissionsspektren von Schockfronten im interstellaren Medium und die Struktur von Wolken, in denen Sternentstehung stattfindet [38].

Bereits Anfang der 80er Jahre begannen die Planungen für einen Nachfolger des KAO. 1996, nach Einstellung des KAO-Programms, begann die Entwicklung und der Bau von SOFIA in Kooperation zwischen NASA und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR¹). Angestrebt war zunächst eine schnelle Nachfolge zum KAO, jedoch sorgten finanzielle und politische Umstände immer wieder für Verzögerungen des Projekts.

Die Kosten des Projekts werden im Verhältnis 80 zu 20 auf die amerikanische und deutsche Seite aufgeteilt. Entsprechend wird auch die zugesprochene Beobachtungszeit verteilt. Die US-amerikanische Seite stellt das Flugzeug und die entsprechende Infrastruktur (Hangar, Flug- und Bodenpersonal, Treibstoff, ...), während der Beitrag der deutschen Seite im Bau und der Wartung des Teleskops besteht.

Das Flugzeug ist eine stark modifizierte Boeing 747-SP. Die Maschine verfügt über vier leistungsstarke Triebwerke, die sie bis auf eine Höhe von 45000 Fuß bringen. Die Dauer eines Beobachtungsflug liegt bei 8 bis 10 Stunden. Auflage der NASA ist es bis 2014 960 Beobachtungsstunden pro Jahr zu erreichen. Das entspricht etwa 120 Flüge pro Jahr.

SOFIA ist in Palmdale, Kalifornien an der Dreyden Aircraft Operations Facility (DAOF) stationiert. In Zukunft sind auch temporäre Aufenthalte weltweit geplant, z.B. in Christchurch, Neuseeland, um Quellen in der südlichen Hemisphäre unter-

¹damals noch Deutsche Agentur für Raumfahrtangelegenheiten (DARA)

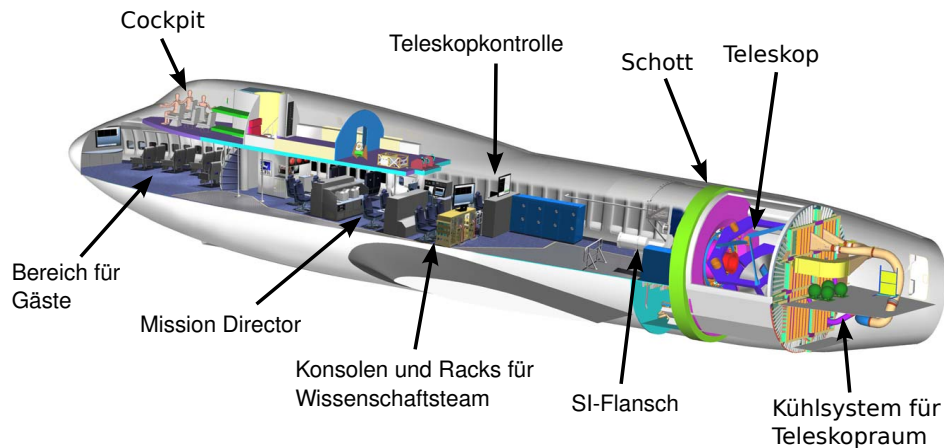


Abbildung 2.4.: Bereiche und Komponenten an Bord von SOFIA (Quelle: NASA).

suchen zu können.

2.1.1. Teleskop

Das Teleskop in modifizierter Cassegrain-Konfiguration wurde von den deutschen Firmen MAN Technologie AG und Kayser Threde unter Leitung des DLR entwickelt und gebaut. Grundgerüst ist eine Hantelkonstruktion mit dem Teleskop auf der einen und dem Verbindungsflansch für das wissenschaftliche Experiment (SI²-Flansch) auf der anderen Seite verbunden über die Nasmyth-Röhre dazwischen. Die Hantel wird gehalten auf einem hydrostatischen Lager in einer Schottwand, die die Druckkabine des Flugzeugs vom Teleskopbereich auf Außendruck und Außentemperatur trennt (Abb. 2.4). Der Empfänger ist dadurch während des Flugs erreichbar. Durch zusätzliche Gewichte auf der SI-Seite wird die Konstruktion ausbalanciert. Die bewegliche Gesamtmasse beträgt etwa 16 t.

Der Zerodur-Primärspiegel des Teleskops hat einen Durchmesser von $D = 2,7\text{ m}$, mit einer effektiven Öffnung von 2,5 m. Er ist für einen Wellenlängenbereich von $0,3 - 1600\ \mu\text{m}$ ausgelegt. Der hyperbolische Sekundärspiegel lenkt das Licht auf einen teildurchlässigen, ebenen Tertiärspiegel, der das IR-Signal reflektiert, sichtbares Licht jedoch passieren lässt. Das sichtbare Licht wird erst an einem dahinter liegenden zweiten Tertiärspiegel in Richtung der Nasmyth-Röhre reflektiert. Der Nasmyth-Fokus des IR-Signals liegt 30 cm vor dem SI-Flansch und damit innerhalb des angeflanschten Empfängers. Das optische Signal wird auf Seiten der Druckkabine auf eine Kamera gegeben und für Stabilisierung und Lagekorrekturen des Teleskops benutzt (Abb. 2.5). Zwei weitere Tracker-Kameras (Wide-Field-Imager und Fine-Field-Imager) sind direkt am Primärspiegelrahmen angebracht.

Die Position und Ausrichtung des Subreflektor kann verändert werden, so dass hierüber einerseits die Lage des Fokus auf die Detektoroptik angepasst werden kann

²engl. science instrument

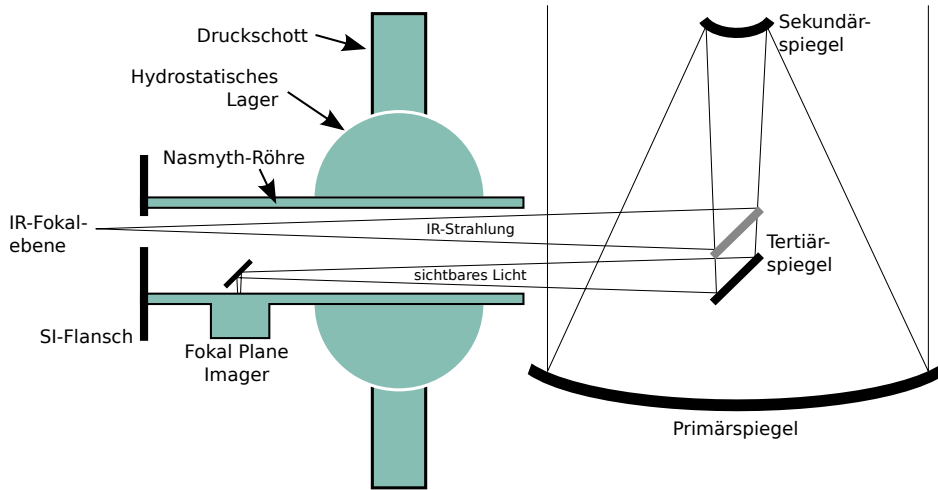


Abbildung 2.5.: Schematischer Aufbau des SOFIA-Teleskops.

und andererseits auch differentielle Beobachtungstechniken (ON-/OFF-Messungen) durchführbar sind (chopping secondary). Der Subreflektor hat einen Durchmesser von 340 mm. In seiner Mitte kann ein zusätzlicher Kegel befestigt werden, der Stehwellen zwischen Empfänger und Subreflektor verhindert (sub-mm-Empfänger) oder Streulicht aus dem Strahlengang entfernt (IR-Instrument). Für GREAT wird ein 90 mm durchmessender Kegel verwendet. Ein Bild des Subreflektors mit Kegel ist in Abschnitt 4.1.3 zu sehen.

Das Teleskop schaut, in Flugrichtung gesehen, links aus dem Flugzeugrumpf hinaus. Der Azimutwinkel einer Quelle wird über den Kurs des Flugzeug eingestellt, für die Elevation besitzt das Teleskop einen Antrieb, der die gesamte Hantelkonstruktion dreht. Im Flug kann ein Bereich von $20 - 60^\circ$ (unvignettiert) angefahren werden. Um die so angefahrne Position stehen Feinantriebe für Korrekturbewegungen von maximal $\pm 3^\circ$ um alle drei Raumachsen zur Verfügung. Die Pointing-Genauigkeit, resultierend aus geforderten Werten für die empfangene Leistung pro Radius, von $1''$ zu Beginn des Projekts wird bis zur Begutachtung 2014 auf $0,2''$ verbessert. Das Auflösungsvermögen des Teleskops liegt oberhalb von $15 \mu\text{m}$ Wellenlänge beugungsbedingt bei [78]

$$R = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (2.1)$$

Bei kleineren Wellenlängen begrenzen Luftströmungen um den Flugzeugrumpf und in der Atmosphäre den Wert auf etwa $3''$.

2.1.2. Wissenschaftliche Instrumente

Zu Beginn des SOFIA-Projekts stehen vier wissenschaftliche Instrumente (FORCAST, GREAT, HIPO, FLITECAM) zur Verfügung. Bei Eintritt in den vollen Operationsbetrieb werden es sieben sein. Geplant ist, pro Jahr ein neues Instrument

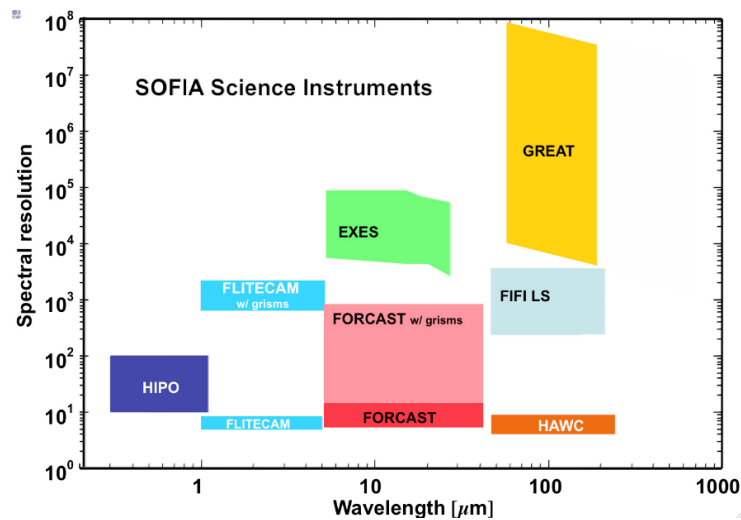


Abbildung 2.6.: Wellenlängenbereich und Auflösungsvermögen der ersten SOFIA-Instrumente (Quelle: DSI).

oder bedeutendes Upgrade zu installieren. Abb. 2.6 zeigt die Frequenzbereiche und spektralen Auflösungen der ersten Instrumente.

Die zwei deutschen Instrumente sind GREAT und FIFI LS. GREAT wird im nächsten Abschnitt genauer erklärt. FIFI LS (Far-Infrared Field-Imaging Line Spectrometer) ist ein 2-Kanal-Infrarot-Kamerasystem für die Wellenlängenbereiche 45 – 110 μm und 110 – 210 μm und ist auf die Beobachtung von Galaxien ausgelegt. Das Gerät verwendet Gallium-dotierte Germanium-Detektoren (direct-Detector) und misst räumlich (5×5 Pixel) und spektral (16 Kanäle) aufgelöst. Das spektrale Auflösungsvermögen liegt bei 1000 – 2000. Es wurde ursprünglich vom Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik gebaut und später von der Universität Stuttgart übernommen. Die Finanzierung der deutschen Instrumente geschieht durch die beteiligten Institute, die Max-Planck-Gesellschaft und die Deutsche Forschungsgemeinschaft mit Unterstützung des DLRs.

2.2. GREAT

GREAT (Abb. 2.7) ist eines von zwei “first-science” Instrumenten, die für den Beginn des wissenschaftlichen Betriebs von SOFIA ausgewählt wurden. Es wird gebaut und unterhalten vom Max-Planck-Institut für Radioastronomie (MPIfR) in Bonn und vom I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln, mit Beteiligung des DLR Instituts für Weltraumsensorik, Berlin-Adlershof und des Max-Planck-Instituts für Sonnensystemforschung, Katlenburg-Lindau (MPS). Bei GREAT handelt sich um ein Infrarot-Heterodyn-Spektrometer, das simultane Messungen in zwei von zur Zeit drei verfügbaren Frequenzkanälen erlaubt. Weitere Kanäle, inklusive zweier Mehr-Pixel-Systeme (Projekt “upGREAT”), sind in Entwicklung.

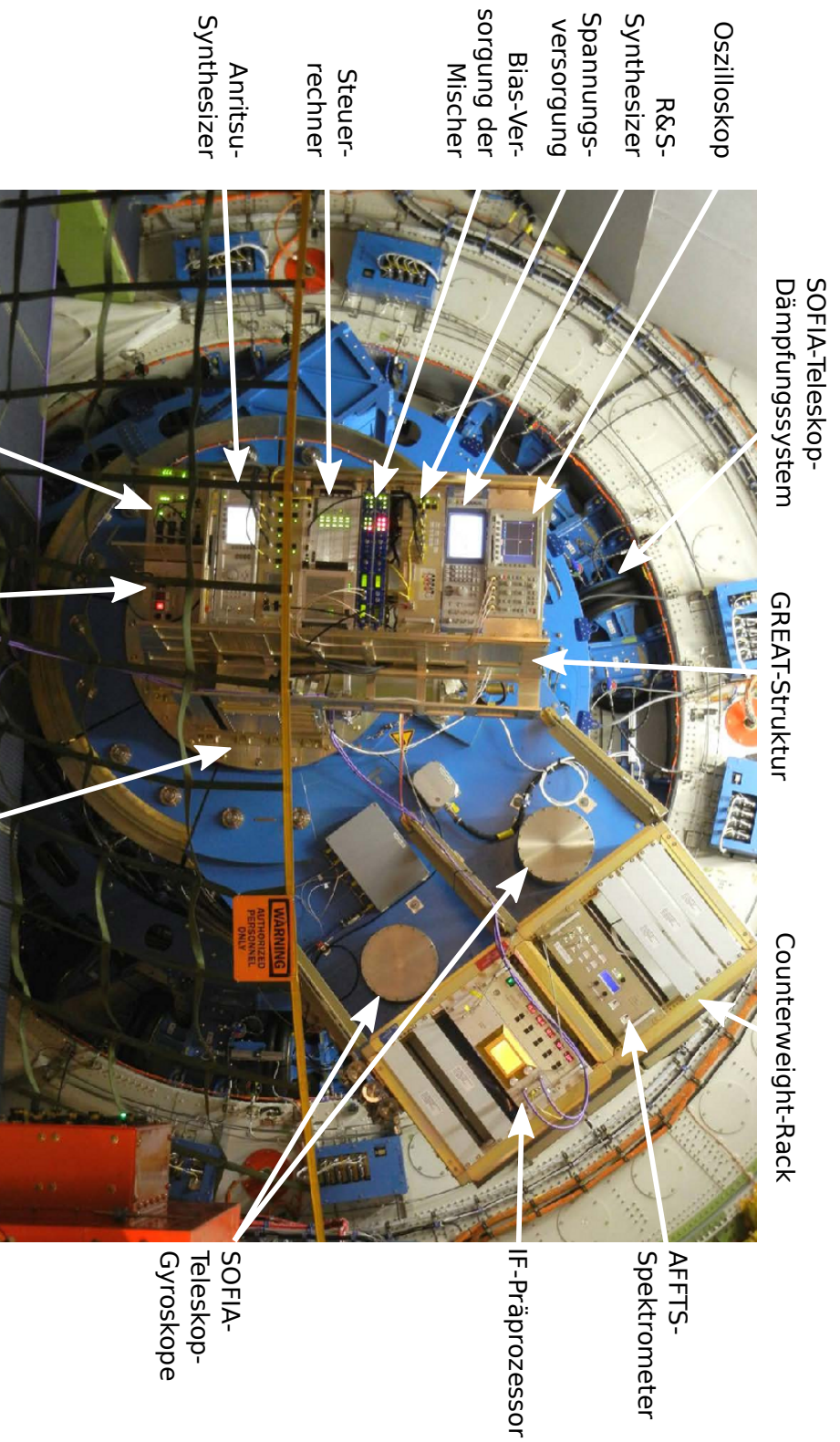


Abbildung 2.7.: GREAT am Teleskopflansch von SOFIA. Alle blauen Komponenten im Bild gehören zur Teleskopstruktur von SOFIA. Im Hintergrund ist das Druckschott zu sehen. In der Bildmitte befindet sich die bestückte GREAT-Struktur. Oben rechts befindet sich das Counterweight-Rack, in dem ein Teil der ZF-Verarbeitung stattfindet, sowie das AFFTS (das XFFTS ist in diesem Foto noch nicht installiert, befindet sich normalerweise über dem AFFTS im Rack). Ein weiteres Rack, das die weitere ZF-Kette, die AAOSe und den Hauptrechner des Instruments enthält, ist nicht sichtbar. (Foto: R. Güsten)

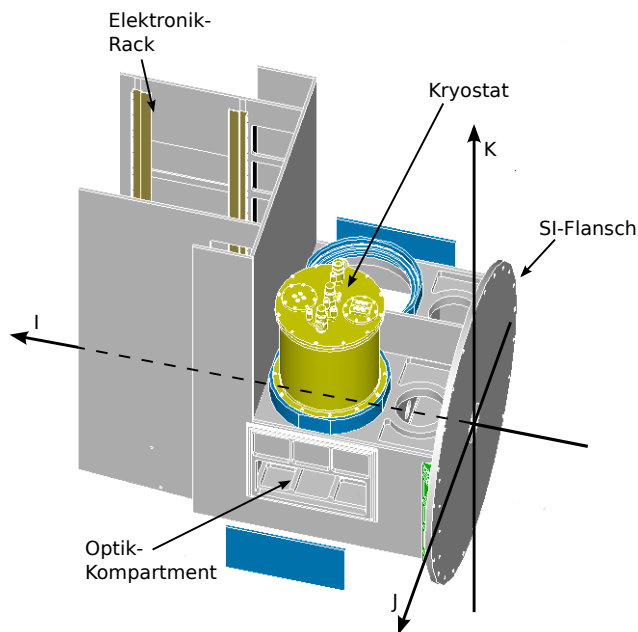


Abbildung 2.8:
Lage des *IJK*-Koordinatensystems, in dem die Position GREAT-Komponenten beschrieben wird. Ist das Teleskop in Nominalposition (Elevation 40° , cross-elevation und l.o.s. 0°) zeigt *I* in Flugrichtung, *J* Richtung backbord und *K* senkrecht zum Boden.

2.2.1. Modularer Aufbau

Um einen einfachen und schnellen Wechsel zwischen den einzelnen Frequenzkanälen zu ermöglichen, war ein modularer Aufbau des Empfängers notwendig. Realisiert wurde er, indem kanalübergreifende Komponenten, wie Elektroniken, Synthesizer, der Strahlteiler zur Aufspaltung des Teleskopsignals u.ä. permanent in der zentralen Trägerstruktur und den Elektronik-Racks von GREAT verbleiben, und nur kanalspezifische Komponenten wie Kryostaten mit Mischern, Lokalszillatoren und Optiken bei einem Kanalwechsel ausgetauscht werden. Für solche Einheiten bietet die GREAT-Struktur Aufnahmen, die einen reproduzierbaren Wiedereinbau erlauben. Hierdurch werden Justagearbeiten stark vereinfacht. So ist ein Kanalwechsel innerhalb von 1–2 Tagen möglich.

Das *IJK*-Koordinatensystem (Abb. 2.8) von GREAT wird in dieser Arbeit verwendet, um Position und Richtung im Instrument zu beschreiben. Sein Ursprung liegt in der Ebene und auf der Achse des SI-Flansches von GREAT. Die *I*-Achse zeigt zum Flugzeugbug, die *J*-Achse Richtung backbord. Abb. 2.8 zeigt eine Skizze der Trägerstruktur von GREAT. Der größte Teil der GREAT-Struktur ist symmetrisch zur *IK*-Ebene gestaltet. Die Signalverarbeitung in den zwei installierten Kanäle geschieht jeweils auf der ($-J$)- und ($+J$)-Seite des Instruments.

Strahlverlauf

Das Teleskopsignal erreicht das Instrument auf der *I*-Achse. Es wird zunächst durch ein Polarisationsgitter und einen Planspiegel in $\pm J$ -Richtung auf die optischen Bänke verteilt (Beam-Splitter). Auf den Bänken wird es mit dem LO-Signal durch ein

Polarisationgitter überlagert und durchläuft danach den Diplexer. Das Ausgangssignal wird durch einen abbildenden Spiegel in $+K$ -Richtung reflektiert und tritt in die Kryostaten ein.

Die Lokaloszillatoren sind unterhalb des Optikkompartmentes hängend angebracht und geben ihr Signal in $+K$ -Richtung aus. Durch ein Loch in der Bodenplatte erreicht die LO-Strahlung das Optikkompartment und wird durch einen Planspiegel in Richtung der optischen Bänke umgelenkt.

Vor dem Beam-Splitter befindet sich die Kalibrationseinheit, die es ermöglicht, die Mischer mittels eines Lift-Mechanismus mit drei definierten Stellungen auf das Teleskop, auf eine auf Raumtemperatur befindliche (hot-load) oder eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte Kalibrationslast (cold-load) schauen zu lassen.

2.2.2. L-Kanäle

Der L-Kanal³ von GREAT umfasste ursprünglich nur den Frequenzbereich um die [CII]-Linie bei 1,9 THz. Jedoch konnte er, aufgrund der aus dem CONDOR-Projekt vorhandenen Mischer und Lokaloszillatoren, um einen niederfrequenten Bereich erweitert werden. Der L-Kanal spaltet sich daher auf in zwei "Unterkanäle" L#1 und L#2. Beide Subkanäle wurden vom I. Physikalischen Institut gebaut. Die Mischerelemente sind HEBs aus institutseigener Fertigung [66] [70]. Als Lokaloszillatoren kommen Vervielfacherketten von VDI [10] zum Einsatz. Die optischen Bänke der L-Kanäle sind baugleich und entstanden im Rahmen der Doktorarbeit von Armin Wagner [93]. Die abbildenden Spiegel wurden an die unterschiedlichen Frequenzbereiche angepasst. Martin-Puplett-Interferometer dienen als Diplexer.

Die Konfiguration von GREAT während der ersten Flüge im April 2011 ("early science") und zum überwiegenden Teil auch während der weiteren Flugserien ("basic science 2") im Juli, September und Oktober/November 2011 bestand aus den beiden L-Kanälen.

L#1-Kanal

Der L#1-Kanal umfasst die Frequenzen zwischen 1250 – 1500 GHz. Wichtige astronomische Linien in diesem Bereich sind die Übergänge $J \rightarrow J - 1$ zwischen hoch angeregten Rotationszuständen von CO mit Quantenzahlen $J = 11, 12, 13$. Sie geben Auskunft über die inneren Schichten von zirkumstellaren Hüllen und über die Vorgänge in PDRs und Schockfronten. Ebenfalls beobachtbar sind die entsprechenden Linien von ^{13}CO , so dass das Isotopenverhältnis $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ bestimmt und so z.B. die optische Tiefe berechnet werden kann. Eine weitere wichtige Linie ist die [NII]-Linie von N^+ bei 1463,4 GHz. Sie ist eine Kühllinie des (warmen) interstellaren Mediums und tritt aufgrund der hohen Ionisierungsenergie von Stickstoff

³L für low-frequency

($E_{bind} = 14,5 \text{ eV}$) nur in [HII]-Regionen auf, wo Photonen mit Energien oberhalb von $13,6 \text{ eV}$ vorhanden sind. Weiter ist im L#1-Kanal der Grundzustandsübergang von para- H_2D^+ detektierbar. H_2D^+ eignet sich gut zur Analyse von kalten Molekülwolken und damit den frühesten Stadien der Sternentstehung, da es als eines der letzten Moleküle auf Staubkörnern ausfriert und damit sehr lange in der Gasphase vorliegt. Weiter lässt es Rückschlüsse auf die gesamte Deuterium-Chemie in diesen Wolken zu, da andere deuterierte Moleküle oft über einen H_2D^+ -Zwischenschritt gebildet werden.

L#2-Kanal

Der L#2-Kanal deckt das Frequenzband von 1820 GHz bis 1910 GHz ab. Die wichtigste astronomische Linie hier ist die [CII]-Kühllinie. Sie zeigt PDRs und Sternentstehungsgebiete an. Wie beim L#1-Kanal liegen auch im L#2-Band hoch angeregte Rotationsübergänge von CO und seinem Isotop ^{13}CO .

Es existieren zwei Lokaloszillatoren für diesen Kanal. Die leistungsstärkere Kette L2a überdeckt ein Frequenzband von $1820 - 1910 \text{ GHz}$. Die schwächere L2b-Kette reicht bis 1810 GHz hinab und kann daher auch die $\text{NH}_3(311-210)$ - ($f = 1808,935 \text{ GHz}$) und $\text{NH}_3(321-220)$ -Linie ($f = 1810,380 \text{ GHz}$) bedienen.

2.2.3. M-Kanal

Der M-Kanal⁴ wurde vom MPIfR gebaut. Mit ihm lassen sich Frequenzen zwischen 2500 GHz und 2700 GHz beobachten. Als Mischer kommt auch hier ein supraleitender KOSMA HEB zum Einsatz. Die LOs bedienen sich zweier Vervielfacherketten von VDI. Ein Martin-Puplett-Interferometer überlagert LO- und Teleskopsignal.

Dieser Kanal ist auf die Beobachtung des kosmologisch relevanten Übergangs HD(1-0) und des Grundzustandsübergangs von OH($^2\Pi_{3/2}$) ausgelegt. Der kosmologische Deuterium-Anteil ist ein wichtiger Parameter zur Bestimmung der Dichte der baryonischen Materie in allen Nukleosynthese-Modellen des Urknalls. Schwierigkeiten bei der Bestimmung des Deuterium-Anteils im Weltall entstehen durch die Prozessierung des Deuteriums in Sternen. Durch HD-Beobachtungen der galaktischen Scheibe und naher Galaxien kann die zeitliche Entwicklung der Sternentstehung in diesen Systemen bestimmt werden und damit die Tragweite dieses Effekts besser abgeschätzt werden. OH ist ein Schlüssel-molekül für interstellare Chemie. Hydroxyl ist als Radikal sehr reaktiv. Es ist beteiligt an vielen Reaktionen in den chemischen Netzwerken von Sauerstoff enthaltenden Molekülen. Besonders wichtig ist es für die Wasserchemie, da es sowohl Vorläufer für H_2O -Moleküle als auch ein Endprodukt ihrer Zerstörung ist.

⁴M für mid-frequency

Kanal	Übergang	Frequenz /GHz	Bedeutung
L#1	para-H ₂ D ⁺	1370,085	kalte Wolken, Deuterium-Chemie
	[NII]	1461,134	starke Kühllinie des warmen IM, [HII]-Regionen
	CO(J-(J-1))		
	J=11	1267,014	Rotationsübergänge, Bestimmung von H ₂ und physikalischer Parameter heißer Molekülwolken
	J=12	1381,995	
	J=13	1496,923	
L#2	[CII]	1900,537	wichtigste Kühllinie dichter Molekülwolken wie bei L#1
	CO(16-15)	1841,346	
M	HD(1-0)	2674,987	Deuterium-Verteilung in unserer Umgebung, Nukleosynthese nach dem Urknall, Prozessierung von Deuterium in Sternen
	OH(² Π _{3/2})	2514,317	Wasser-Chemie, chemisches Netzwerk der Sauerstoff enthaltenden Moleküle
H	[OI]	4745,807	dichte Schichten von PDRs und Sternentstehungsgebieten

Tabelle 2.1.: Wichtige astronomische Linien in den L-, M-, und H-Kanälen

2.2.4. Weitere Kanäle

Mehrere weitere Kanäle befinden sich zur Zeit im Aufbau bzw. in der Entwicklung.

Der H-Kanal⁵ von GREAT bei 4,7 THz war, wie L- und M-Kanal, von Projektbeginn an geplant. Er zielt auf die Beobachtung des Feinstrukturübergangs von neutralem Sauerstoff, [OI]. Dieser ist eine der wichtigsten Kühllinien des dichten interstellaren Mediums, wie es z.B. in den nahen PDR-Schichten um junge, massereiche Sterne vorkommt. Für den Lokaloszillator ist der Einsatz eines QCLs geplant. Aufgrund der damit verbundenen ausreichend hohen LO-Leistung verzichtet die jetzige Planung auf ein Martin-Puplett-Interferometer und verwendet stattdessen ein Fabry-Pérot-Interferometer.

Finanziert ist weiterhin die Entwicklung einer Erweiterung für den L- und den H-Kanal auf 14 bzw. sieben Pixeln (Projekt "upGREAT"). Eine K-Spiegelanordnung vor dem SI-Flansch wird für eine Kompensierung der Rotation der Quelle am Himmel sorgen. Eine Design-Studie für den L-Kanal sieht vor, dass im Optikkompartment zwei verschachtelte Martin-Puplett-Interferometer für die Überlagerung der zwei Polarisierungen des Teleskopsignals mit zwei LOs sorgen. Danach werden beide Polarisierungen wieder zusammengeführt und in den Kryostaten geleitet, wo die kalte Optik die Signale auf die in hexagonaler Anordnung montierten Mischer aufteilt.

⁵H für high-frequency

Backend	Bandbreite			Auflösung		
	Δf /GHz	$v_{L\#1}$ /(km/s)	$v_{L\#2}$ /(km/s)	δf /MHz	$\delta v_{L\#1}$ /(m/s)	$\delta v_{L\#2}$ /(m/s)
AAOS	4	873	643	1	218	161
CTS	0,18	39	29	0,045	10	7
AFFTS	1,5	327	241	0,183	40	29
XFFTS	2,5	545	402	0,076	17	12

Tabelle 2.2.: Kenngrößen der GREAT-Spektrometer und Geschwindigkeiten v und δv für die Mittenfrequenzen der L-Kanäle 1375 GHz und 1865 GHz nach Gl. (1.6).

2.2.5. Spektrometer

Für die spektrale Auswertung des empfangenen Signals stehen mehrere Backends zur Verfügung, die zumeist parallel betrieben werden. Für die breitbandige Analyse sind zwei Array-AOS vom I. Physikalischen Institut mit je 4×1 GHz Bandbreite vorhanden. Die Bandbreite pro GREAT-Kanal beträgt 4 GHz. Die Auflösung liegt bei ca. 1 MHz [43].

Um Linien spektral hoch aufgelöst zu vermessen, existieren zwei Chirp-Transform-Spektrometer entwickelt vom MPS [92]. Sie lösen ihr Frequenzband von 180 MHz mit 45 kHz auf, woraus ein spektrales Auflösungsvermögen von über 10^7 für die L-Kanäle folgt.

Weiter kann das Signal jedes GREAT-Kanals mit je zwei FFT-Backends analysiert werden. Die Geräte bestehen jeweils aus bis zu vier FFT-Schaltungen, einem embedded-Rechner zur Steuerung und Netzwerkkommunikation, sowie einem Controllerboard zur Koordinierung und Synchronisierung der FFT-Boards. Zwei Betriebsmodi – für spektral aufgelöste und Kontinuumsmessungen – stehen zur Verfügung. Das ältere Backend (AFFTS) besitzt eine Bandbreite von 1,5 GHz und 8192 Kanälen, die erweiterte Version (XFFTS) eine Bandbreite von 2,5 GHz und 32768 Kanälen. Es besteht die Möglichkeit, die FFTS in Zukunft um weitere FFT-Schaltungen zu erweitern und so die Bandbreite pro GREAT-Kanal zu erhöhen. Tab. 2.2 fasst alle Werte zusammen und zeigt auch die entsprechenden Geschwindigkeiten für die Mittenfrequenzen des L#1- und L#2-Kanals.

3. Aufbau des 1.4 THz Lokaloszillators

Dieses Kapitel beschreibt den Aufbau des Lokaloszillators (LO) für den 1.4 THz-Kanal von GREAT. Er basiert auf zwei Vervielfacherketten von VDI [10]. Alle mechanischen Subkomponenten wurden von Autor entworfen und aufgebaut. Dokumente zur Zertifizierung wurden von ihm erstellt. Ebenso wurde die Berechnung der Optik vom Autor durchgeführt. Das elektronische Konzept und die einzelnen Schaltungen und Platinen wurden von ihm entworfen und zusammengebaut.

Im ersten Unterkapitel werden die Anforderungen und Einschränkungen von Seiten des GREAT-Empfängers an den LO erläutert. Anschließend wird auf die Entwicklung und Zertifizierung des LO-Gehäuses eingegangen. Daraufhin folgt die Charakterisierung der verwendeten Vervielfacherketten. Ein weiterer Abschnitt zeigt die Berechnung der Optik, die den Ausgangsstrahl der Vervielfacherketten an die gemeinsame GREAT-Optik anpasst. Das folgende Unterkapitel stellt die Entwicklung und Funktionsweise der Steuerelektronik vor. Den Abschluss dieses Kapitels bildet die Beschreibung des externen Abschwächers.

3.1. Anforderungen von Seiten des GREAT-Projekts

Durch die wissenschaftlichen Zielsetzungen und das Design des GREAT-Empfängers ergeben sich verschiedene Anforderungen an seine Komponenten, so auch an die Lokaloszillatoren.

Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, soll der L#1-Kanal von GREAT den Frequenzbereich um den Grundzustandsübergang von para- H_2D^+ (1370,08 GHz) und um den atomaren Feinstrukturübergang von N^+ (1461,1 GHz) abdecken. Zusätzlich sollen u.a. auch Rotationsübergänge von CO (CO(11-10) 1267,01 GHz, CO(12-11) 1382,00 GHz, CO(13-12) 1496,92 GHz) beobachtet werden können. Daher wurde der Frequenzbereich des L#1-Lokaloszillators auf 1250 – 1520 GHz festgesetzt.

Die gemeinsame Optik von GREAT gibt die Position und die Parameter des Ausgangsstrahls des Lokaloszillators vor. Der erste abbildende Spiegel außerhalb des LO-Gehäuses ist der Kryostatenspiegel direkt unterhalb des Dewars. Dieser benötigt eine Strahltaile von 3,4 mm im Abstand von 583,942 mm für eine Frequenz von 1400 GHz ([93], Seite 128).

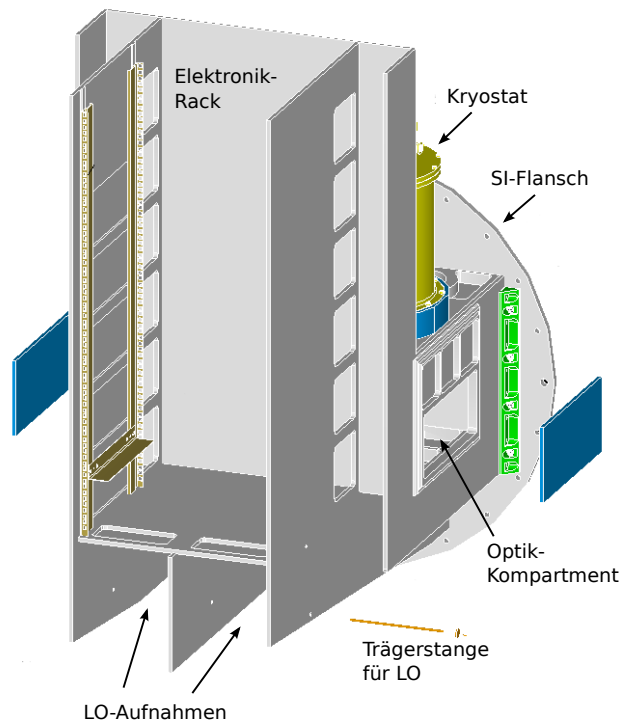


Abbildung 3.1:
Schematische Frontansicht der GREAT-Struktur. Für die LOs sind unter der Struktur zwei Einschübe vorgesehen. Hier werden sie hängend befestigt. Eine Trägerstange ist in Explosionsansicht vor der unteren Einschubmöglichkeit dargestellt. Der 1.4 THz-LO benutzt allerdings die obere Einschubposition (zweites Loch oberhalb in der Seitenwand).

Außerdem legt die gemeinsame Optik die Polarisation des LO-Signals fest, denn die Umlenkung des Teleskopsignals durch den Beam-Splitter auf die beiden Optikbänke geschieht polarisationsabhängig. Dem modularen Prinzip von GREAT folgend muss der L#1-Kanal sowohl auf der rechten als auch auf der linken GREAT-Seite betrieben werden können. Daher muss auch die Polarisation des LO-Signals um 90° drehbar sein.

Für die Lokaloszillatoren der installierten GREAT-Kanäle ist im unteren Bereich der Empfängerstruktur jeweils eine Einschubbucht vorgesehen (Abb. 3.1). Hierdurch sind die Maße des LO-Gehäuses festgelegt: $210 \times 240 \times 1000 \text{ mm}^3$ (Höhe \times Breite \times Tiefe).

Die LO-Befestigungen an der GREAT-Struktur (Abb. 3.1) müssen die von der FAA geforderten Beschleunigungskräfte auffangen können. Auf der Seite des Teleskopflansches stehen vier Passstifte zur Verankerung des LO-Gehäuses zur Verfügung. Frontseitig kann eine Stahlstange an zwei Stellen eingeschoben werden, um den LO zu befestigen. Das maximale Gewicht eines LOs ist durch die zertifizierte Tragfähigkeit der Aufnahmen gegeben und beträgt 50 kg.

Die maximale elektrische Leistung, die SOFIA für das wissenschaftliche Instrument zur Verfügung stellt, beträgt $2 \times 2000 \text{ W}$. Diese muss auf alle GREAT-Subsysteme aufgeteilt werden. Grob geschätzt sollte ein LO nicht mehr als 300 W benötigen.

Während eines Beobachtungsfluges ist das Teleskop die meiste Zeit frei beweglich

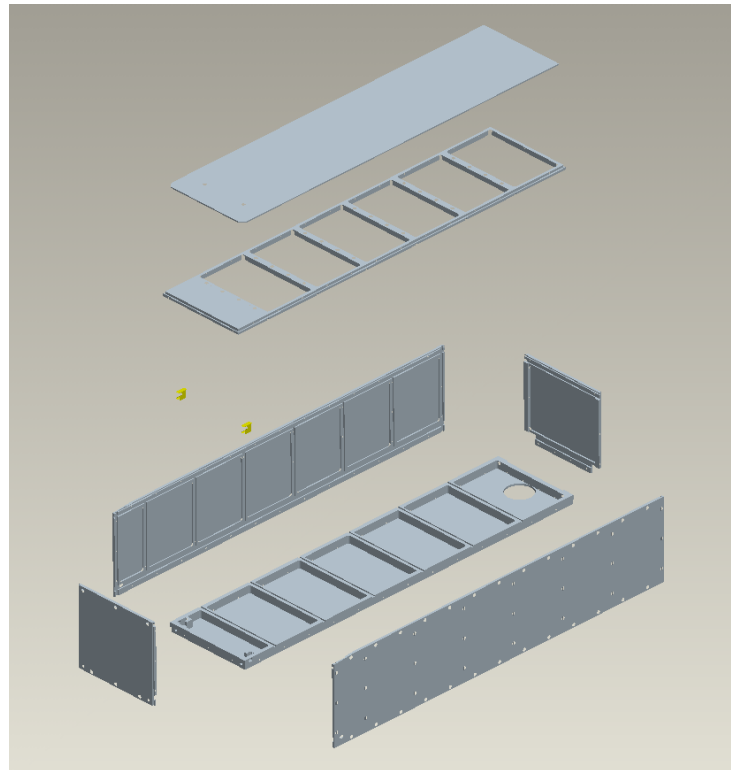


Abbildung 3.2.: Explosionsansicht des LO-Gehäuses. Die Deckplatte mit ihrem Austrittsloch ist in der Mitte zu sehen. Der Bodenrahmen und das Abdeckblech sind darüber platziert. Das Gehäuse ist hier (und in den meisten folgenden Abbildungen) "auf dem Kopf" dargestellt, so wie es für Wartungsarbeiten im Labor platziert wird. Im montierten Zustand ist der LO hängend mit der Deckplatte oben unter der GREAT-Struktur angebracht.

und versucht selbstständig seine Lage im Raum stabil zu halten. Während dieser Zeit ist es aus Sicherheitsgründen nicht erlaubt, sich dem Empfänger zu nähern, da z.B. unerwartet Korrekturbewegungen ausgeführt werden könnten. Folglich ist eine Fernsteuerung des LOs unbedingt erforderlich. Diese sollte den LO möglichst eigenständig steuern und so die CPU des GREAT-Steuerrechners wenig belasten. Zum Datenaustausch steht eine RS232-Schnittstelle zur Verfügung.

3.2. Lokaloszillatorgehäuse

Zur Zeit dieser Arbeit werden für die L-Kanäle von GREAT insgesamt vier Vervielfacherketten eingesetzt: jeweils eine für die Subbänder des L#1-Kanal und zwei für den L#2-Kanal mit etwa gleicher Frequenzabdeckung. Die zweite, zwar leistungsschwächere Kette des 1.9 THz-Kanals hat den Vorteil, dass ihr Frequenzbereich auch die wichtige NH₃-Linie abdeckt. Um die Fabrikation des LO-Gehäuses einfach zu halten und den Austausch von Ersatzteilen zu ermöglichen, benutzen die

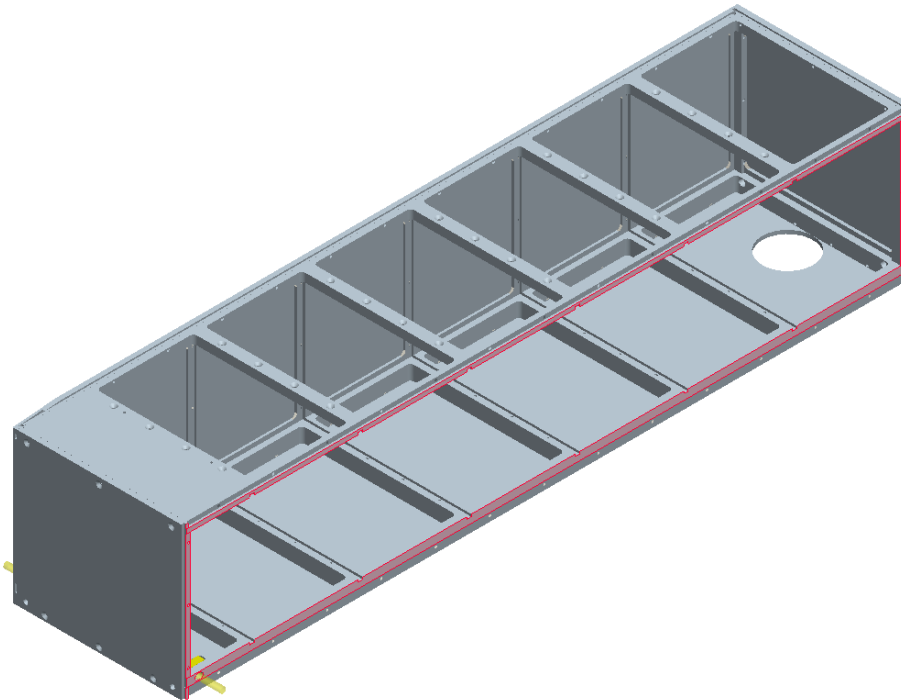


Abbildung 3.3.: Umlaufende Federn (in rot) auf den Seitenflächen des LOs.

Lokaloszillatoren der beiden L-Kanäle das gleiche Gehäuse-Design. Eine Explosionsansicht des Gehäuses zeigt Abb. 3.2. Das Gehäuse steht auf dem Kopf, so wie es im Labor zu Wartungsarbeiten u. ä. positioniert wird. In eingebautem Zustand wird es mit der Deckplatte oben unter der GREAT-Struktur angebracht.

Wichtigstes Teil des Gehäuses ist die Deckplatte. An ihr werden die inneren Komponenten befestigt. Ausgangspunkt der Fertigung ist eine 25 mm dicke Platte, in die zur Gewichtsreduzierung sieben Taschen gefräst werden. In der hinteren Tasche befindet sich ein 70 mm breites Loch, durch das der LO-Strahl aus dem Gehäuse austritt. Der Boden besteht aus einem Rahmen mit fünf Querbalken, über den ein Blech geschoben werden kann. Die Führungen für das Blech befinden sich in den Seitenteilen. Deckplatte, Bodenrahmen, Front- und Rückseite des Gehäuses lassen zusammen auf jeder Seitenfläche eine umlaufende Feder entstehen, deren korrespondierende Nut sich in der entsprechenden Seitenfläche befindet (Abb. 3.3). Die Einzelteile werden durch Schrauben verbunden. Ist der LO in seinem Schacht in der GREAT-Struktur montiert, sind diese jedoch für den Zusammenhalt nicht mehr notwendig, da die Seitenteile dann nicht mehr entfernt werden können. Das Nut-Feder-System bildet einen Klammermechanismus, der das Gehäuse auch bei Bruch der Verbindungsschrauben zusammen hält.

Während der LO in der GREAT-Struktur eingebaut ist, kann weiterhin das Bodenblech entfernt werden. Hierdurch besteht auch im montierten Zustand ein einfacher Zugang zum Inneren des Gehäuses.

	AlCuMg2	AlMg3	Edelstahl	Schrauben
Maximale Zugfestigkeit σ_z [MPa]	427	180	854	800
Maximale Scherfestigkeit σ_s [MPa]	254	144	454	640
Max. erlaubte Auflagerspannung [MPa]	640	270	1804	

Tabelle 3.1.: Parameter der verwendeten Materialien

Die Stege zwischen den Taschen in der Deckplatte, die Querbalken im Bodenrahmen, sowie die entsprechende Nuten in den Seitenteilen machen es möglich, Zwischenwände in das LO-Gehäuse einzubauen. Dies mag notwendig werden, wenn einzelne Baugruppen innerhalb des Gehäuses ein gewisses Gewicht überschreiten. Hierauf wird während der Strukturanalyse und Zertifizierung näher eingegangen.

Zur Aufhängung des LO-Gehäuses an der GREAT-Struktur werden auf Seiten des Teleskopflansches die oberen beiden Passstifte verwendet. Die Deckplatte weist hierfür auf ihrer Rückseite zwei Bohrungen auf, von denen eine als Langloch ausgeführt ist (Abb. 3.4). Frontseitig wird die obere, der beiden Einschubmöglichkeiten der Stahlstange benutzt. Die Seitenwände besitzen an der entsprechenden Stelle übergroße Löcher. Die Stange wird durch Bohrungen in den Seiten der vordersten Tasche der Deckplatte, sowie durch zwei Stahlschlitten gesteckt. Die Stahlschlitten laufen in zwei Führungen seitlich der vordersten Tasche (Abb. 3.5).

Die Bohrungen in den Schlitten für die Stahlstange sind vertikale Langlöcher, sodass das Gewicht des LOs vom Rahmen der Deckplatte und nicht von den Schlitten getragen wird. Die Schlitten werden bewegt durch jeweils eine M6-Schraube, die an der Front des LOs zugänglich ist. Zieht man diese Schrauben an, werden die Schlitten Richtung Vorderseite des LOs gezogen. Da die Stange jedoch unbeweglich ist, drückt sich stattdessen das LO-Gehäuse nach hinten und verspannt sich.

Als Materialien für die Teile des LO-Gehäuses werden zwei Aluminiumlegierungen und Edelstahl verwendet: Die gefrästen Teile des Gehäuses werden aus AlCuMg2 (DIN 1725-3.1355) gefertigt; das Einschiebeblech besteht aus AlMg3 (DIN 1725-3.3535); die Schlitten sind aus Edelstahl (DIN 10088-1.4301). Die Montageschrauben entsprechen DIN EN ISO 10642. Tab. 3.1 zeigt die für die spätere Analyse wichtigen Kenngrößen der Materialien. Das Gesamtgewicht des LO-Gehäuses beträgt 14,4 kg und liegt damit deutlich unter dem zulässigen Gewicht, so dass noch genug Reserven für die Innenteile vorhanden ist.

3.2.1. Strukturanalyse and Zertifizierung

Wie der gesamte GREAT-Empfänger unterliegt auch das LO-Gehäuse der Zertifizierung durch die FAA¹ und die NASA. Das Gehäuse muss die bei Start, Landung und Notfällen auftretenden mechanischen Lasten aufnehmen können und (los ge-

¹Federal Aviation Administration

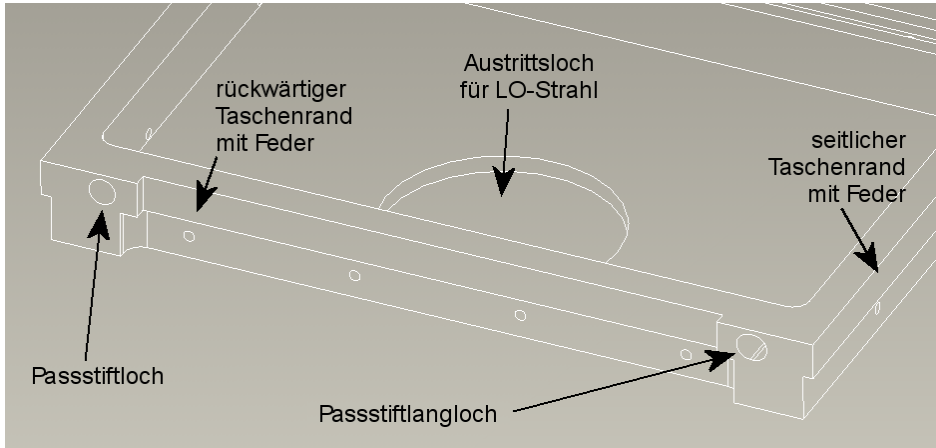


Abbildung 3.4.: Rückseite der Deckplatte mit Bohrungen zur Aufnahme der Passtifte.

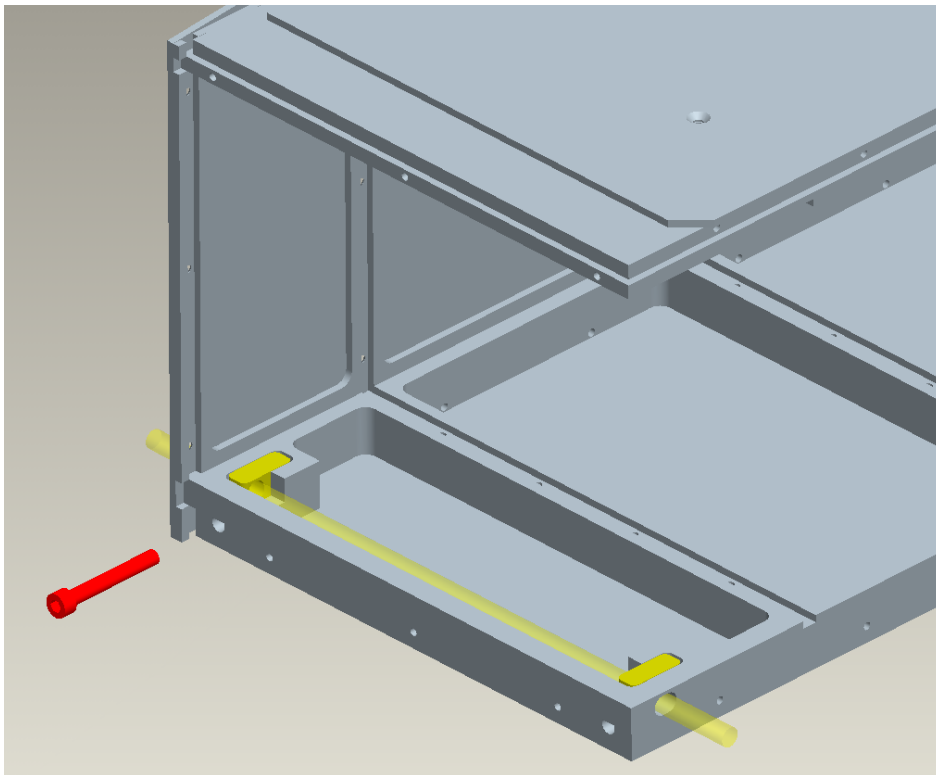


Abbildung 3.5.: Ansicht der Verspannvorrichtung. Die Deckplatte des LOs befindet sich unten im Bild. Die Stahlstange ist transparent-gelb dargestellt; in rot eine der Spannschrauben; die Schlitten (gelb) sind in ihren Taschen untergebracht. Frontplatte und linke Seitenplatte sind entfernt zur besseren Anschauung.

löste) Komponenten im Inneren sicher einschließen, um Passagiere und Geräte außerhalb nicht zu gefährden. Die für das LO-Gehäuse relevanten Regularien finden sich im Dokument "FAR² part 25, Sec. 25.561". Die dort angegebenen Grenzwerte für Beschleunigungen, denen die Aufhängung des Gehäuses und das Gehäuse selbst standhalten müssen, betragen:

in Flugrichtung:	9 g
in Richtung Boden:	6 g
seitwärts und nach oben:	3 g
entgegen der Flugrichtung:	1,5 g

Die Einbauschächte der Lokaloszillatoren befinden sich unterhalb der GREAT-Struktur. Es existieren seitliche Wände, sowie eine Trennwand zwischen den Schächten. Damit werden die LOs seitlich und nach oben durch die GREAT-Struktur begrenzt. Die Struktur wirkt als Anschlag und zweiter Lastpfad und diese Richtungen sind daher unkritisch für die Strukturanalyse. Im weiteren werden die Kräfte in Flugrichtung und in Richtung Boden betrachtet.

Aufnahmen der GREAT-Struktur

Die LO-Aufnahmen der GREAT-Struktur greifen alle an der Deckplatte an. Diese besteht aus AlCuMg2. Alle weiteren Gehäuseteile sind an der Deckplatte befestigt. Die LO-Gehäuse liegen auf Seiten des Teleskopflansches auf den oberen zwei Passstiften auf. Diese haben einen Durchmesser von 8 mm und stehen ebenso weit aus der Flanschplatte vor. Die projizierte Auflagefläche beträgt damit je 64 mm². Die maximal erlaubte Auflagerspannung für AlCuMg2 beträgt 640 N/mm², woraus eine erlaubte Kraft von $P_{allow} = 40960$ N folgt. Die auftretende Kraft bei einer Beschleunigung von 6 g und einer maximal erlaubten Masse des LOs von 50 kg liegt bei $P \approx 2950$ N. Es folgt ein "margin of safety" (MS) von

$$MS = \frac{1}{F_{safe}} \cdot \frac{P_{allow}}{P} - 1 = 11,1 = +HIGH \quad (3.1)$$

mit einem Sicherheitsfaktor von $F_{safe} = 1,15$. +HIGH entspricht der höchsten Sicherheitseinstufung der FAA.

Die Berechnung der Auflagen für die frontseitige Stahlstange (Durchmesser 8 mm) geschieht analog. Hier beträgt die Auflagefläche 160 mm², aufgrund des 10 mm breiten Rands um die vorderste Tasche. Daraus folgt auch hier nach Gl. (3.1)

$$MS = 9,1 = +HIGH$$

ein hohes "margin of safety".

²Federal Aviation Regulations

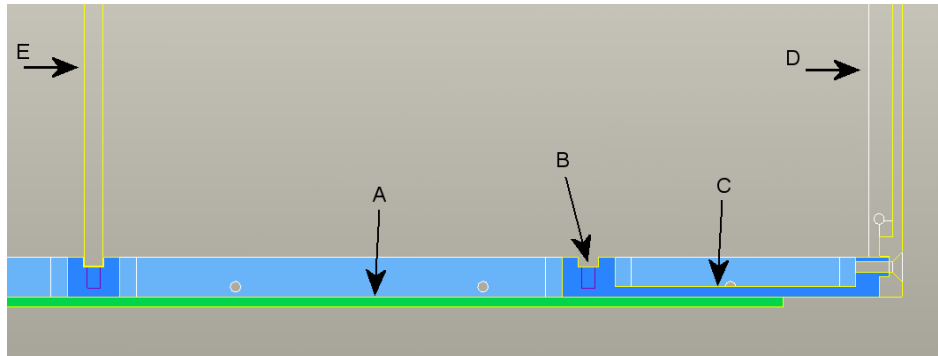


Abbildung 3.7.: Querschnitt durch den vorderen Teil des LO-Gehäuses. Die Schnittflächen sind teilweise eingefärbt: Abdeckblech (A) in grün; Bodenrahmen in dunkelblau; Quersteg (B), vorderste Tasche (C); hellblaue Bereiche gehören ebenfalls zum Bodenrahmen, befinden sich aber im Hintergrund. Die Frontplatte (D) und eine Sektionswand (E) sind schematisch dargestellt.

(s. Kapitel “Festigkeitslehre” in [41])

$$\sigma_z = \frac{M_b}{W} \quad (3.2)$$

mit dem Biegemoment M_b und dem axialen Widerstandsmoment W . Beide Größen hängen von der Geometrie des Bauteils ab, M_b zusätzlich von der, die Biegung verursachenden, Kraft. Hat das Bauteil einen rechteckigen Querschnitt der Dicke h und Breite b lässt sich W_b , das axiale Widerstandsmoment parallel zur Seite b , berechnen durch

$$W_b = \frac{b \cdot h^2}{6} \quad (3.3)$$

Ferner ist das Biegemoment einer beidseitig abgestützten Platte der Länge l , auf die in ihrer Mitte eine Kraft F ausgeübt wird, gegeben durch

$$M_b = \frac{F \cdot l}{4} \quad (3.4)$$

Mit Hilfe der bekannten Zugspannung σ_z aus Tab. 3.1 und den Dimensionen der Gehäuseteile kann so die maximal erlaubte Kraft $F_{z,max}$, die auf ein Teil ausgeübt werden darf, berechnet werden

$$F_{z,max} = \frac{2}{3} \cdot \sigma_z \cdot \frac{bh^2}{l} \quad (3.5)$$

Bei einer Beschleunigung von 9 g folgt damit für die maximale Masse eines Teils in der Box

$$M_{max} = \frac{F_{z,max}}{9 g} = \frac{2}{27} \frac{\sigma_z}{g} \cdot \frac{bh^2}{l} \quad (3.6)$$

Eine beschleunigte (Punkt-)Masse im Inneren des Gehäuses kann auf verschiedene Teil des Gehäuses und auf verschiedene Stellen eines Gehäuseteils auftreffen (Abb. 3.7). Eine Komponente des Lokaloszillators, die sich abwärts bewegt, trifft

Downward acceleration							
	σ_z	acc.	part dimensions			$F_{z,max}$	M_{max}^*
	/MPa	/g	b	h	l		
Bottomside sheet (A)	180	6	962,0	3,0	232,5	4468,6	66,0
Bottomside frame	427	6					
– crossbars (B)			16,0	9,0	213,0	1732,1	25,6
– front lightweight pkt (C)			73,0	3,0	213,0	878,1	13,0
Forward acceleration							
	σ_z	acc.	part dimensions			$F_{z,max}$	M_{max}^*
	/MPa	/g	b	h	l		
Front panel (D)	427	9	196,8	3,0	151,0	3339,1	32,9
Compartment wall (E)	427	9	215,0	3,0	161,0	3421,3	33,7

* M_{max} calculated with a safety factor of 1.15

Tabelle 3.2.: Berechnungen für 6 g abwärts- und 9 g vorwärts-Beschleunigung.

entweder auf das Abdeckblech (A), die Querstege (B) oder die vorderste Tasche (C) des Bodenrahmens auf. Kräfte in Flugrichtung müssen durch die Frontplatte (D) oder optional eingebaute Sektionswände (E) aufgefangen werden. Die Ergebnisse der Massenberechnung sind in Tab. 3.2 zu finden. Da nicht vorhergesagt werden kann, auf welche Fläche ein Objekt im Fall eines Unfall auftritt, muss das maximal erlaubte Gewicht für ein Teil im Inneren des LO-Gehäuses als kleinster berechneter Wert für M_{max} festgelegt werden. Damit begrenzt die vordere Tasche des Bodenrahmens diesen Wert auf 13 kg.

Für die Zertifizierung wurden Dokumente mit den hier präsentierten Berechnungen und Informationen erstellt [75] [76] [74]. Sie wurden zusammen mit den technischen Zeichnungen der NASA übergeben und in den GREAT-Dokumentenbaum aufgenommen. NASA bestätigte die Stabilität und Sicherheit des LO-Gehäuses und zertifizierte das Design.

3.2.2. Allgemeiner Aufbau des 1.4 THz-Lokaloszillators

Abb. 3.8 (oben) zeigt schematisch den inneren Aufbau des Lokaloszillators des 1.4 THz-Kanals. Im vorderen Bereich ① (links im Bild) befindet sich ein Baugruppenträger, der die Steuerelektronik und Displayanzeige der überwachten Größen des LOs beherbergt. Im Mittelteil ② sind die Netzteile zum Betrieb des LOs ebenfalls in einem Baugruppenträger untergebracht. Im hinteren Teil ③ wird die verwendete Vervielfacherkette befestigt. In den folgenden Abschnitten wird detaillierter auf die einzelnen Komponenten eingegangen. Abb. 3.8 (unten) zeigt ein Foto des LOs mit installierter niederfrequenter Kette.

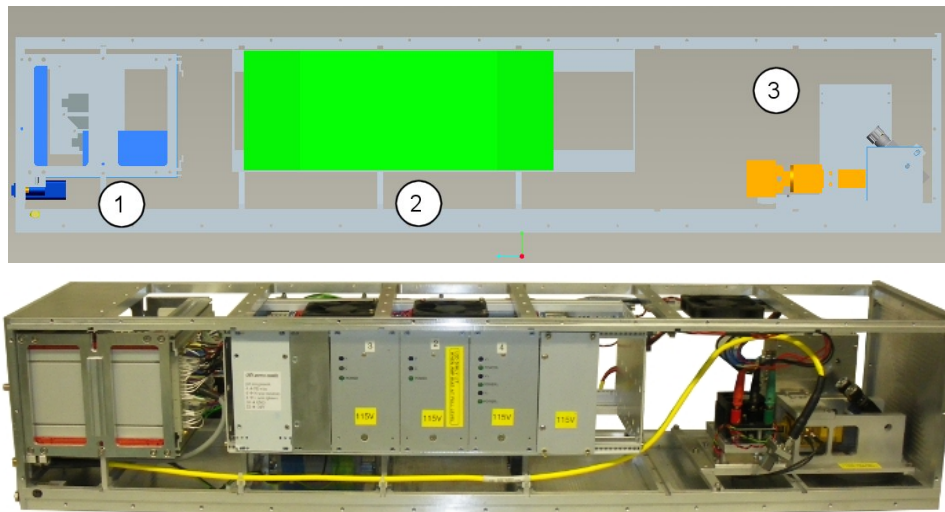


Abbildung 3.8.: oben: Komponenten im Inneren des 1.4 THz Lokaloszillators: (1) Frontelektronik und -anzeigen; (2) Netzteile; (3) hochfrequente Vervielfacherkette von VDI. unten: Foto des 1.4 THz-Lokaloszillators mit eingebauter niederfrequenter Vervielfacherkette.

3.3. Vervielfacherketten

Zur Zeit dieser Arbeit werden zwei Vervielfacherketten von VDI (Abb. 3.9) verwendet, um die gewünschten astronomischen Linien des L#1-Kanals von GREAT abzudecken. Die HF-Parameter der Ketten zeigt Tab. 3.3. Die niederfrequente Kette besteht nacheinander aus:

- Eingangsverdoppler
- Verstärker: Microwave Power Inc. [2], L3438-31-T207, SN 9743, Versorgungsspannungen: 12 V, max. 10 V
- Quadrupler Q145, zwei Verdopplerdioden in einem Block, Diodenbezeichnungen D70 und D142, benötigte Vorspannungen: -17 V und -10 V
- Verdreifacher WR2.2x3
- Endverdreifacher WR0.65x3, Diagonalthorn integriert, Strahltaile: 0,3496 mm bei 1400 GHz

Der Aufbau der hochfrequenten Kette:

- Eingangsverdoppler
- Verstärker: Spacek [8], A415-2x-30WB, SN 5E13, Versorgungsspannungen: 12 V, max. 8,4 V
- Verdoppler D80, benötigte Vorspannung: -18 V
- Verdoppler D160, benötigte Vorspannung: -12 V
- Verdreifacher WR1.9x3

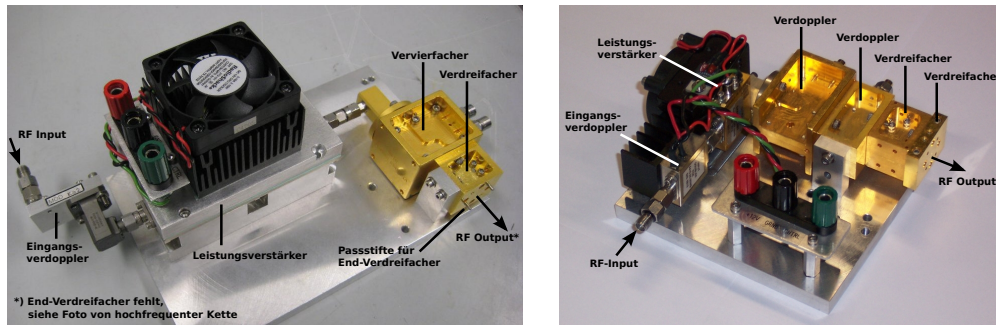


Abbildung 3.9.: Fotos der VDI-Vervielfacherketten: (links) niederfrequente Kette, (rechts) hochfrequente Kette.

	f_{out} /GHz	N	f_{in} /GHz	P_{in} /dBm
niederfrequente Kette	1250 – 1390	72	17,36 – 19,31	18 ± 1 (max. 20)
hochfrequente Kette	1420 – 1520	72	19,72 – 21,11	18 ± 1 (max. 20)

Tabelle 3.3.: Spezifikationen der Vervielfacherketten des 1.4 THz Lokaloszillators: Ausgangsfrequenzen f_{out} , Multiplikationsfaktor N , Eingangsfrequenzen f_{in} , Eingangssignalleistung P_{in} . VDI empfiehlt ein P_{in} von 18 dBm.

- Endverdreifacher WR0.65x3

Die Ketten wurden vormals am Heterodyn-Empfänger CONDOR eingesetzt [96] [95].

Der abschließende Verdreifacher ist, aus finanziellen Gründen, nur einmal vorhanden und muss daher bei einem Wechsel der verwendeten Kette getauscht werden. Er besitzt ein Diagonalthorn zur Auskopplung der Hohlleiterwelle. Die Polarisierung der austretenden Welle wird aus Abb. 3.10 ersichtlich. Das elektrische Feld der Grundmode in einem rechteckigen Hohlleiter (TE_{10}) steht senkrecht auf der langen Seite des Querschnitts. Damit ist das LO-Signal parallel zur langen Seite des Verdreifachers polarisiert.

Jede Vervielfacherkette besitzt eine Versorgungsbox, die die Vorspannungen für den Quadrupler bzw. die zwei aufeinander folgenden Verdoppler erzeugt. Die Box benötigt eine Eingangsspannung von -36 V. Außerdem besitzt die Box zwei BNC-Konnektoren, über die der Stromfluss über die Vervielfacherdioden gemessen werden kann. Dies geschieht durch eine Spannungsmessung über einen Sense-Widerstand. Zu beachten ist hier, dass die Messung potentialfrei durchgeführt werden muss.

Die Verstärker der Ketten werden mit einer 12 V Bias-Spannung und einer Kontrollspannung zwischen 0 und maximal 8,4 V betrieben. Durch Verändern der Kontrollspannung kann die HF-Leistung, die auf die Vervielfacherblöcke gegeben wird, und damit die Ausgangsleistung der Kette variiert werden.

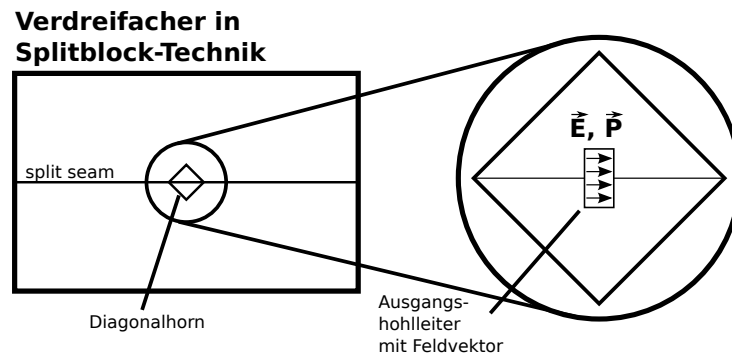


Abbildung 3.10.: Die Polarisation der Ketten ist parallel zur Trennnaht bzw. zur langen Seite des Endverdreifachers.

Beim Betrieb der Ketten sind verschiedene Werte zu überwachen. So verändern sich z.B. bei Frequenzänderung oder Variation der Verstärkerkontrollspannung die Ströme über die vorgespannten Dioden. Sie dürfen nicht zu groß werden, andernfalls werden die Dioden zerstört. Auch die Ströme am Bias- und Kontrollport der Verstärker haben Grenzwerte. Weiter sollten auch die Versorgungsspannungen selber beobachtet werden. Tab. 3.4 gibt die Maximalwerte von VDI für die einzelnen Größen an.

Größe		Grenzen
Diodenströme ($\propto U_{mon}$)	U_{D70}, U_{D80}	max. 200 mV
	U_{D142}, U_{D160}	max. 1000 mV
Versorgungsspannung für Box	U_{Supply}	-36 V (fest)
Verstärkerströme	I_{Bias}	max. 2,2 A
	$I_{Kontroll}$	max. 3,3 A
Verstärkerspannungen	U_{Bias}	12 V (fest)
	$U_{Kontroll}$	max. 8,4 V

Tabelle 3.4.: Grenzwerte der zu überwachenden Größen der Vervielfacherketten.

3.3.1. Ausgangsleistung vs. Frequenz

Das eingesetzte HEB des 1.4 THz-Kanals benötigt etwa 100 nW an LO-Eingangsleistung, um ein Mischsignal produzieren zu können. Zur Verifizierung, dass die Ausgangsleistung der Vervielfacherketten ausreichend ist, wird eine entsprechende Messung über die beiden Frequenzbänder durchgeführt. Das Eingangssignal für die Vervielfacherketten mit einem Pegel von 18 dBm wird von einem Agilent Synthesizer erzeugt. Das Ausgangssignal der Ketten wird mittels eines Flügelrades mit 20 Hz gepulst und direkt auf die Eingangsapertur einer Golay-Zelle [5] gelenkt. Der

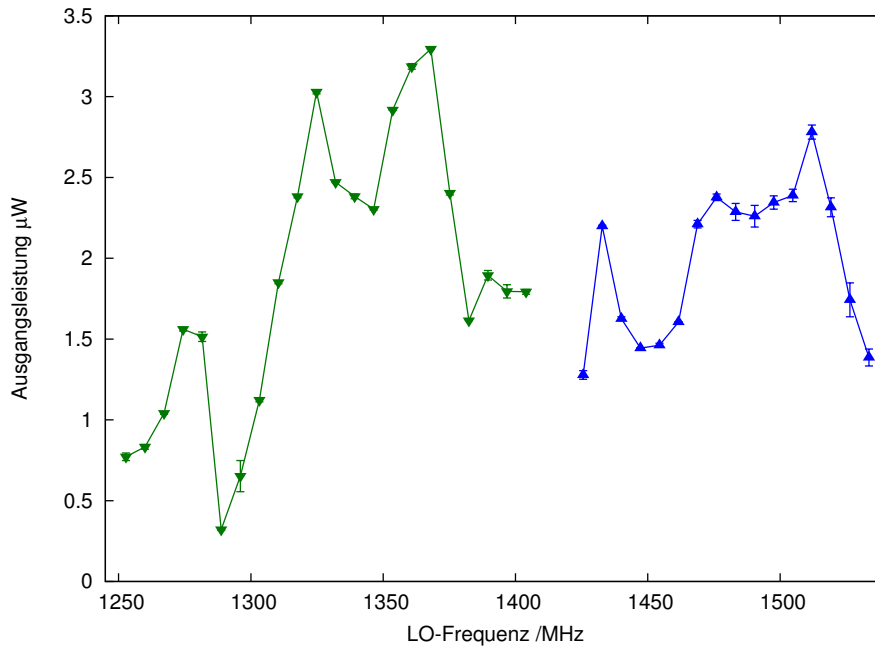


Abbildung 3.11.: Je zwei Messungen der Ausgangsleistung der beiden Vervielfacherketten über ihre Frequenzbänder: (grün) niederfrequente Kette, (blau) hochfrequente Kette.

Abstand zwischen Diagonalhorn und Golay-Zelle betrug ≈ 20 mm. Das Spannungssignal der Golay-Zelle und das Chopper-Signal werden in einem Lock-In-Amplifier ausgewertet. Die gemessene Lock-In-Spannung U_{LockIn} kann über den Kalibrationsfaktor der Golay-Zelle in die Ausgangsleistung P_{out} umgerechnet werden,

$$P_{out} = \frac{1 \mu\text{W}}{17,1 \text{ mV}} \cdot U_{LockIn}$$

Die Frequenzbereiche der beiden Ketten werden in 7,2 GHz-Schritten vermessen. Diese Schrittweite ergibt sich aus der Schrittweite der Synthesizerfrequenz von 0,1 GHz multipliziert mit dem Multiplikationsfaktor der Ketten von 72. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.11 dargestellt.

Die Leistung der niederfrequenten Kette schwankt über das Band zwischen sehr geringen $0,3 \mu\text{W}$ und $2,8 \mu\text{W}$. Das Maximum liegt zwischen 1360 und 1370 GHz. Hier liegt auch die wichtige astronomische H_2D^+ -Linie. Bei der Inbetriebnahme von GREAT zeigte sich, dass im Bereich 1280 – 1300 GHz die Leistung der Kette nicht ausreichte, um das HEB zu pumpen. Gründe können Verluste durch die Absorption der Atmosphäre, Verluste an Spiegeln und Gittern und Fehljustagen sein. Dies ist insofern unbefriedigend, da hier eine H_2O -Linie zu finden ist, die mit dieser Kette nicht beobachtet werden kann. Im übrigen Frequenzbereich ist aber genügend Leistung zum Betrieb des HEBs vorhanden.

Die Leistung der hochfrequenten Kette liegt in der oberen Hälfte des Bandes bei

etwa $2,2 \mu\text{W}$, unter 1470 GHz fällt sie ab auf bis zu $1,5 \mu\text{W}$, um dann wieder bei 1430 GHz auf $2,2 \mu\text{W}$ anzusteigen. Damit liefert die Kette im gesamten Frequenzbereich genügend Signal, um das HEB zu pumpen.

3.3.2. Linienbreite

Neben der Ausgangsleistung wird auch die Linienbreite der Vervielfachketten bestimmt. Dazu wird für die niederfrequente Kette der Heterodyn-Empfänger CONDOR und das Signal einer zweiten Vervielfacherkette, aus der Arbeitsgruppe von Prof. Schiller³, vom Hersteller Radiometer Physics GmbH [6] verwendet [85]. Beide Signale werden über ein Martin-Puplett-Interferometer auf das CONDOR-HEB geführt. Die beiden Ketten werden durch Synthesizer gespeist. Die Differenz zwischen beiden Ausgangsfrequenzen beträgt 1,5 GHz, die Mittenfrequenz des CONDOR-ZF-Bandes. Dieses ZF-Signal wird mit Hilfe eines 1.5 GHz Lokaloszillators (Mini-Circuits ZX05-30W) weiter auf $\approx 50 \text{ kHz}$ herab gemischt und mittels eines FFT-Spektrumanalysators (Stanford Research Systems SR780) ausgewertet. Mit frei laufenden Synthesizern ergibt sich eine Linienbreite (full width half maximum) von 2,5 Hz. Zusätzlich ist in den Spektren ein Jitter von etwa 10 Hz zwischen zwei aufeinander folgenden Messungen erkennbar. In einem zweiten Schritt werden die Treibersynthesizer auf dieselbe 10 MHz-Referenz gesetzt, um das niederfrequente Rauschens der Synthesizer-Quarze zu unterdrücken. So verschwindet der Jitter und es ergibt sich eine Linienbreite von 15 mHz, begrenzt durch das Auflösungsvermögen des Spektrumanalysators. Die Vervielfacherkette verbreitert das Signal damit nicht. Die Linienbreite des LOs ist maßgeblich durch das Rauschen des Treiberquarzes bestimmt. Die gemessenen Linienbreiten sind die kombinierten Linienbreiten von beiden Ketten. Daher geben die Werte nur eine obere Grenze für die Linienbreite der niederfrequenten Kette an. Insgesamt ist der Wert mehr als ausreichend für astronomische Beobachtungen mit GREAT, da alle eingesetzten Spektrometer eine Auflösung $> 10 \text{ kHz}$ (Tab. 2.2) haben.

Für die hochfrequente Kette stand leider keine geeignete zweite Strahlungsquelle für ein Heterodyn-Experiment zur Verfügung. Es kann jedoch mit einem vergleichbaren Wert gerechnet werden, da, wie erwähnt, die Linienbreite hauptsächlich bestimmt wird durch den Treiber, der bei GREAT für beide Ketten derselbe ist!

3.3.3. Bau einer zusätzlichen Verdopplerstufe für die hochfrequente Kette

GREAT stellt im SI-Rack zwei Synthesizer-Modelle von den Herstellern Anritsu und Rohde u. Schwarz als Treiber für die Vervielfacherketten der L-Kanäle zur Verfügung. Hier ergab sich eine Schwierigkeit in Bezug auf die benötigten Ein-

³Institut für Experimentalphysik, Heinrich-Heine-Universität, 40225 Düsseldorf

gangsfrequenzen für die hochfrequente Kette. Beide Synthesizer liefern eine maximale Ausgangsfrequenz von 20 GHz. Diese reicht nicht aus, um LO-Frequenzen über $1440 \text{ GHz} = 20 \text{ GHz} \times 72$ zu erzeugen. Daher wurde eine zusätzliche Verdopplerstufe vor dem eigentlichen Eingangsverdoppler nötig. Für das Design standen zwei Verstärker und ein Verdopplerbauteil zur Verfügung:

- **Verstärker:** hergestellt am 1. Physikalischen Institut, Universität zu Köln; Input: $\approx 12 \text{ GHz}$; Verstärkung: 19 dB, 10 dB bei 10,3 GHz
- **Verstärker:** Typ: CTT APW/265-2317 (S/N 103765); Input: 18 – 26,5 GHz; Verstärkung: 17 dB; Power Output: 23 dBm (Max)
- **Verdoppler:** Typ: Miteq MX2M130260; Input: 6,5 – 13 GHz, 8 – 12 dBm; Output: 13 – 26 GHz; Conversion loss: 13 dB

Beim Entwurf der zusätzlichen Stufe muss auf die Anpassung der Aus- und Eingangspegel der einzelnen Komponenten geachtet werden. Weiter soll das Gesamt-rauschen der Stufe möglichst gering sein. Aus Gl. (A.2) folgt,

1. dass das Gesamt-rauschen einer Bauteilkette durch das Eigenrauschen der einzelnen Komponenten und deren Verstärkungsfaktoren gegeben ist und
2. dass das Rauschen der Komponenten am Anfang der Kette größeren Einfluss auf das Ausgangsrauschen hat als das derjenigen am Ende der Kette.

Da nur die angegebenen Verstärker zur Verfügung stehen, kommt eine Änderung des Verstärkungsfaktor zur Rauschverminderung nicht in Frage. Das Amplitudenrauschen als Teil des Eigenrauschens eines Verstärkers jedoch kann vermindert werden, indem der Verstärker im Sättigungsbereich betrieben wird. Für die zu bauende Kette bedeutet dies, dass, wenn möglich beide Verstärker, zumindest jedoch der erste (Kölner) Verstärker im Sättigungsbereich betrieben werden sollten.

Dazu wird zunächst das Verstärkungsverhalten des hauseigenen Verstärkers vermessen. Der Aufbau besteht aus einem Synthesizer (Ausgangsfrequenz 10,3 GHz) mit angeschlossenem 10 dB-Abschwächer, dem Verstärker und einem Power-Meter. Die drei Bauteile sind untereinander mit SMA-Kabeln verbunden. Der Ausgangspegel des Verstärkers wird über weitere Abschwächer an den Eingangspegel des Power-Meters angepasst. Abb. 3.12 zeigt in Rot die Ausgangsleistung gegen Eingangsleistung des ersten Verstärkers. Die Kompression beginnt demnach bei etwa 5 dBm Eingangsleistung, sehr starke Sättigung erreicht man ab 10 dBm. Bei diesem Eingangspegel beträgt die Ausgangsleistung 16 dBm.

Der nachgeschaltete Verstärker von CTT wird ebenfalls auf sein Sättigungsverhalten geprüft. In Abb. 3.12 ist in Grün wieder Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Eingangsleistung aufgetragen. Erkennbar ist, dass der CTT-Verstärker ab etwa 10 dBm sättigt.

Um den Eingangspegel des zweiten Verstärkers zu bestimmen, werden die Umwandlungsverluste des Miteq-Verdopplers vermessen. Der Aufbau besteht aus ei-

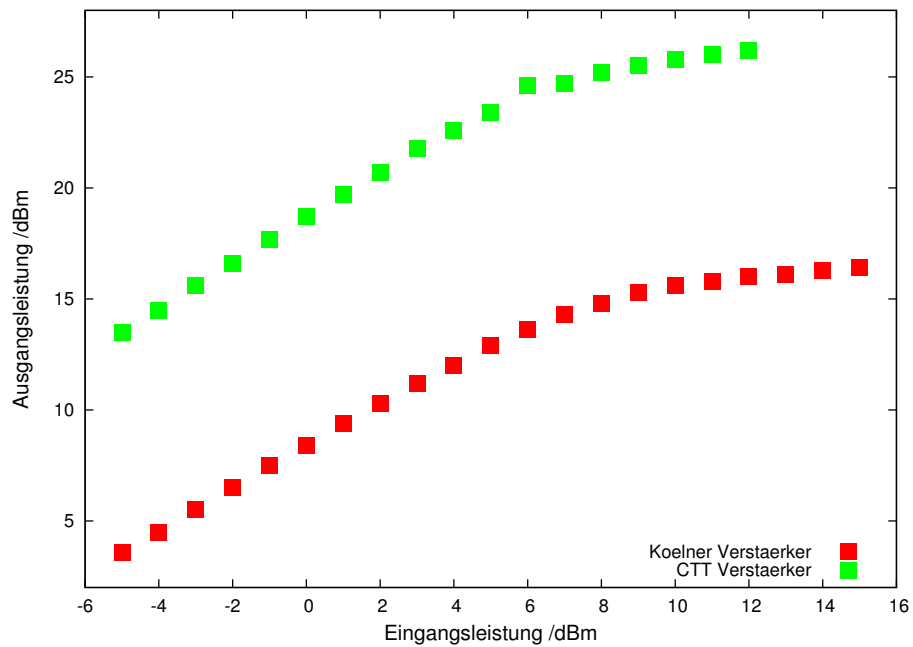


Abbildung 3.12.: Kompression des Kölner und des CTT-Verstärkers. Bei beiden zeigen sich ab 10 dBm Eingangsleistung starke Sättigungseffekte.

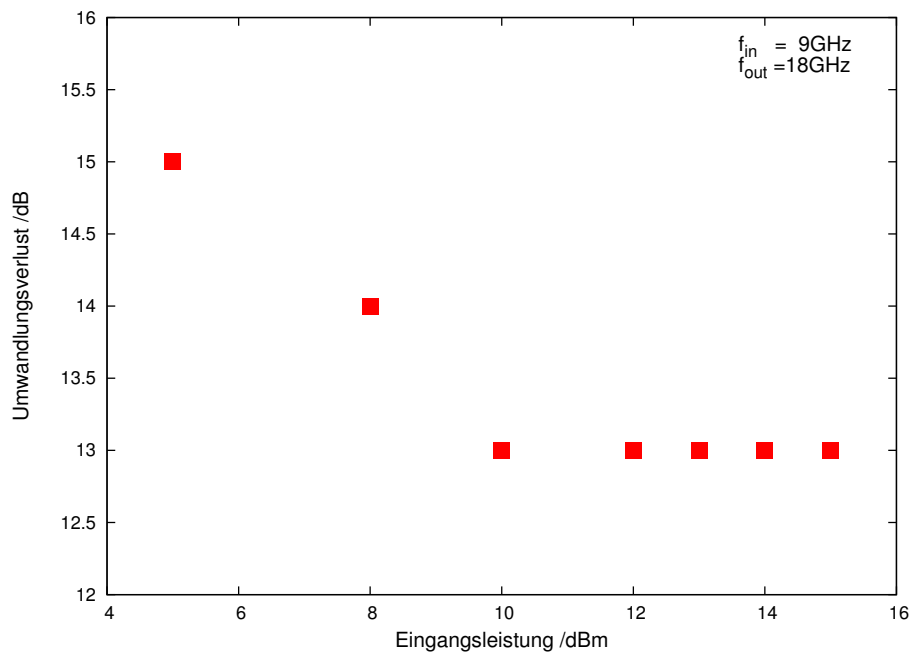


Abbildung 3.13.: Umwandlungsverluste des Verdopplers bei 9 GHz Eingangsfrequenz. Der Mit-eq braucht mindestens 10 dBm Input-Leistung für eine möglichst verlustarme Frequenzverdopplung.

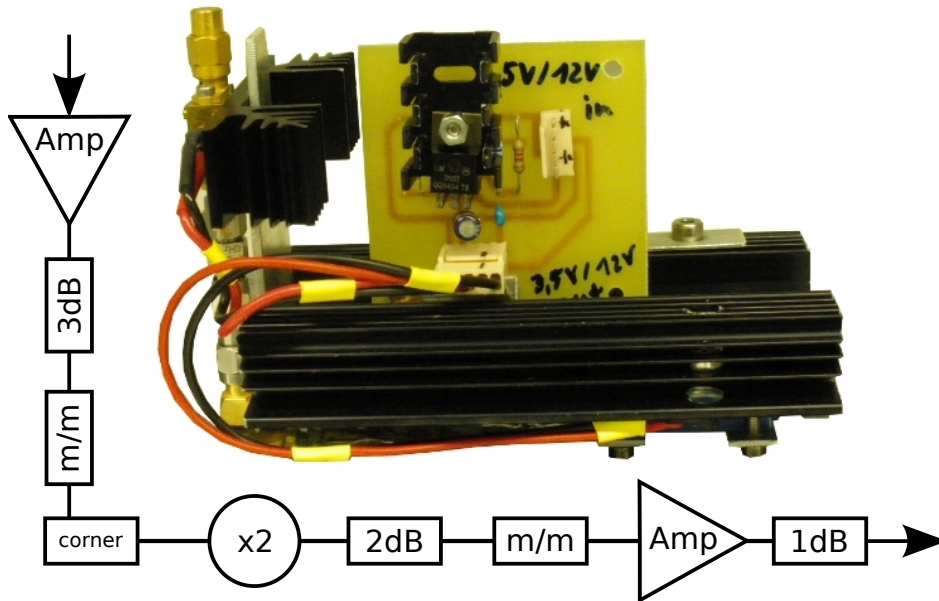


Abbildung 3.14.: Foto und Schema des finalen Aufbaus der zusätzlichen Verdopplerstufe.

nem Synthesizer (Ausgangsfrequenz 9 GHz), dem Verdoppler und einem Power-Meter mit vorgeschaltetem 13 dB-Abschwächer, verbunden mit zwei SMA-Kabeln. Die Dämpfung des verwendeten SMA-Kabels auf Synthesizerseite liegt bei ≈ 1 dB, die des Kabel auf Seiten des Leistungsmessers bei 2 dB. In Abb. 3.13 sind die Umwandlungsverluste in Abhängigkeit von der Eingangsleistung gezeigt. Ab 10 dBm Eingangsleistung liegen die Verluste konstant bei 13 dB.

Der Sättigungspegel des CTT-Verstärkers kann leider nicht mit der vorgeschalteten Verstärker-Verdoppler-Kette erreicht werden. Dazu müsste – unter den Annahmen, dass die Verluste im Verdoppler konstant gegenüber einer weiteren Erhöhung seiner Eingangsleistung wären und dass sich der leichte Anstieg der Ausgangsleistung des ersten Verstärkers im Bereich über 10 dBm vorsetzt – die Eingangsleistung der Kette um 46 dBm erhöht werden, was der erste Verstärker keinesfalls überleben würde. Daher wird der CTT-Verstärker außerhalb seines Sättigungsbereich mit einer Eingangsleistung um 0 dBm betrieben.

Nach der Charakterisierung der einzelnen Komponenten wird die Kette zusammengebaut und die einzelnen Ein- und Ausgangspegel mittels Dämpfungsgliedern einander angepasst. Die verwendete Ausgangsleistung des Synthesizer bzw. Eingangsleistung der Verdopplerstufe wird dazu auf 14 dB festgelegt. Abb. 3.14 zeigt den endgültigen Aufbau. Die Ausgangsleistungen der fertigen Kette sind in Tab. 3.5 zusammengefasst.

f_{in}	/GHz	9,9	10,0	10,1	10,2	10,3	10,4	10,5	10,6
f_{LO}	/GHz	1425,6	1440,0	1454,4	1468,8	1483,2	1497,6	1512,0	1526,4
P_{out}	/dBm	18,4	19,1	19,5	19,1	18,3	17,9	17,8	17,5

Tabelle 3.5.: Finale Ausgangsleistungen der zusätzlichen Verdopplerstufe für die hochfrequente Vervielfacherkette. Sie liegen alle im Bereich 17 – 20 dBm (vgl. Tab. 3.3).

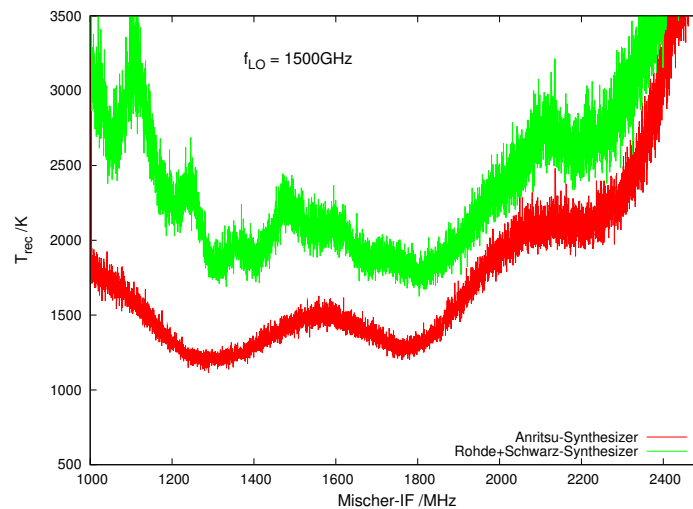


Abbildung 3.15.: Rauschtemperaturen des 1.4 THz-Kanals mit verschiedenen Treiber-Synthesizern. Bei Verwendung des Rohde u. Schwarz-Synthesizers steigt die Rauschtemperatur des Kanals deutlich und weitere Strukturen im Bandpass werden sichtbar.

3.3.4. RF-Eingangsfiler

Bei ersten Labortests mit dem fertigen Lokaloszillator am MPI in Bonn zeigte sich, dass das Eigenrauschen des Detektors des 1.4 THz-Kanals merklich anstieg, wenn als Treiber der Synthesizer von Rohde u. Schwarz verwendet wurde. Abb. 3.15 zeigt zwei Rauschtemperaturmessungen vom 29.06.2010 mit beiden Modellen. Deutlich sieht man die Zunahme der Rauschtemperatur, wenn die Vervielfacherkette mit dem Rohde u. Schwarz-Modell betrieben wird.

Zurückgeführt werden konnte dieses Verhalten auf ein größeres Phasenrauschen dieses Synthesizers im Bereich der Mischer-Zwischenfrequenz um das LO-Signal (Abb. 3.16). Deshalb wurden RF-Bandpassfilter angefertigt, die zwischen Synthesizer und Vervielfacherketten eingesetzt werden. Sie lassen nur einen schmalen Bereich $[f_{Filter}^{min}, f_{Filter}^{max}]$ passieren. Die maximal mögliche Breite dieses Bandes, $\Delta f_{Filter} = f_{Filter}^{max} - f_{Filter}^{min}$, ist dabei gegeben durch die untere Grenze des Zwischenfrequenzbandes des Mischer. Abb. 3.17 veranschaulicht die Situation.

Bei einer Frequenzmultiplikation des Synthesizersignals um den Faktor N wird zwar die Leistung des Phasenrausches vergrößert, jedoch bleibt die Breite des Rausch-

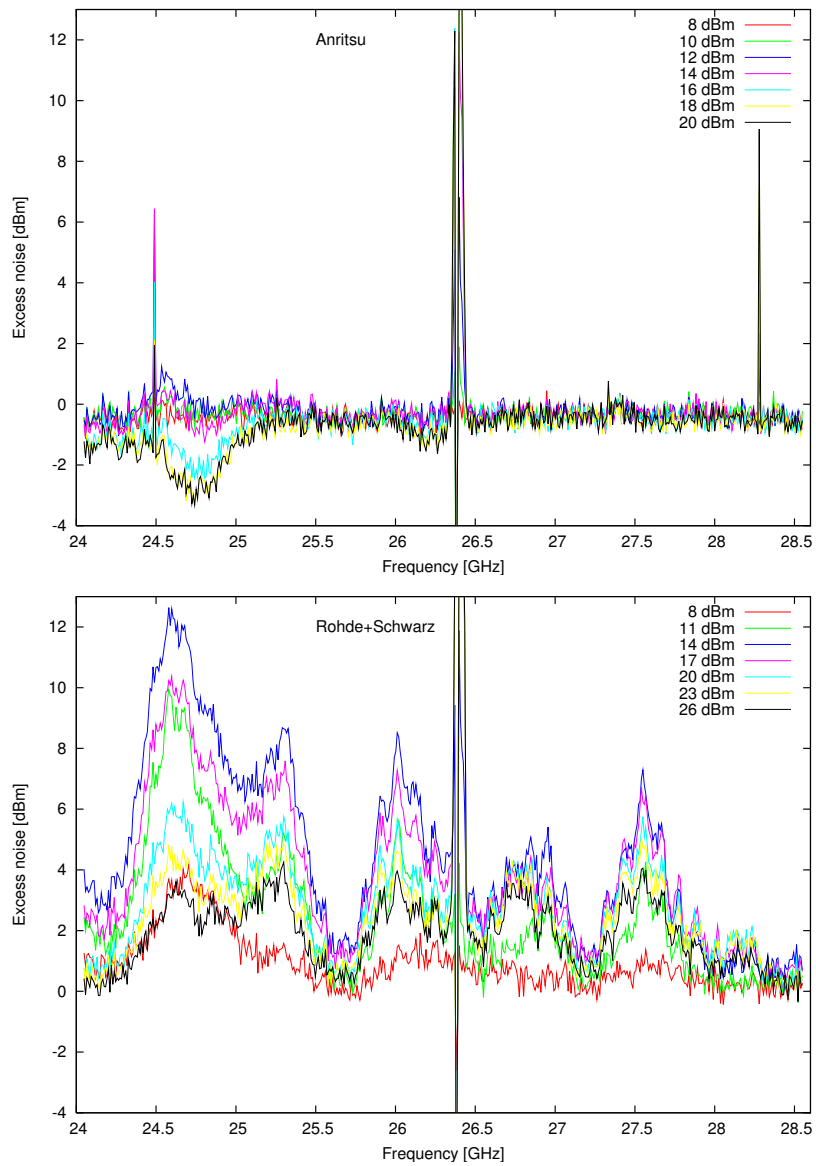


Abbildung 3.16.: Frequenzspektrum gemessen nach dem Eingangsver Doppler der L#2-Vervielfacherkette. Die Synthesizerfrequenz lag bei 13,194 GHz. Die Rauschbeiträge des Rohde u. Schwarz-Synthesizer sind deutlich größer.

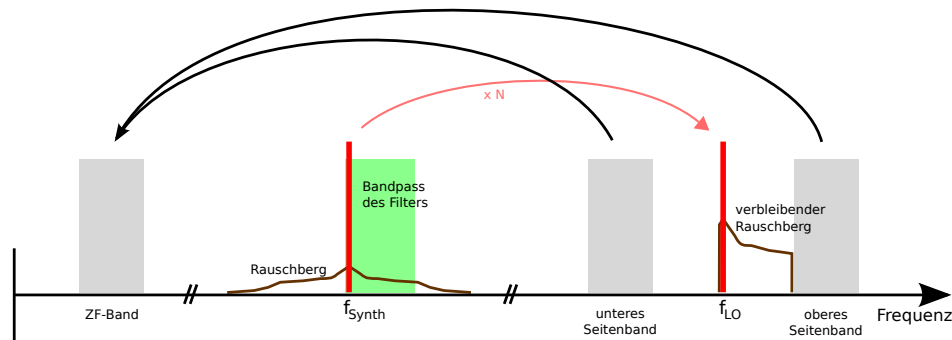


Abbildung 3.17.: Auswirkungen des RF-Filters auf das Rauschen. Als Beispiel liegt die Synthesizerfrequenz an der unteren Filtergrenze. Wäre die Filterbandbreite größer, würden weiterhin Rauschbeiträge im oberen Seitenband auftreten. Oberste Grenze für die Filterbandbreite ist die untere Grenze des ZF-Bandes.

bergs gleich. Das heißt, neben der LO-Frequenz f_{LO} existiert ein ebenso breiter Rauschberg wie neben dem ursprünglichen Synthesizersignal. Die Filter müssen nun verhindern, dass im ZF-Band noch Rauschbeiträge vorhanden sind. Frequenzen unterhalb des ZF-Bandes werden vom Empfängersystem nicht wahrgenommen. Angenommen nun die Synthesizerfrequenz ist auf die untere Grenze des Filter eingestellt, dann folgt, dass Rauschbeiträge mit Frequenzen unterhalb des Trägers direkt von Filter absorbiert werden, jedoch wird oberhalb des Trägers ein Frequenzband gleich Δf_{Filter} durchgelassen. Bei der LO-Frequenz befindet sich daher einseitig (bei Frequenzen f_{LO} bis $f_{LO} + \Delta f_{\text{Filter}}$) ein Rauschberg. Damit nun weiterhin keine Rauschbeiträge im ZF-Band vorliegen, darf die Breite des Filters nicht größer als die untere ZF-Grenze sein.

Für die beiden L-Kanäle beträgt die untere ZF-Grenze zur Zeit dieser Arbeit 1,67 GHz. Der benötigte Frequenzbereich des Synthesizers für die niederfrequente Kette des L#1-Kanals ist jedoch größer als dieser Wert, daher werden hier zwei Filter eingesetzt mit Bandgrenzen von 17,30 – 18,39 GHz und 18,33 – 19,50, entsprechend LO-Frequenzen von 1248 – 1324 GHz und 1320 – 1404 GHz. Die hochfrequente Kette benötigt aufgrund des Gesamtmultiplikators von 144, folgend aus der zusätzlichen Verdopplerstufe, einen 0,7 GHz umfassenden Frequenzbereich des Synthesizers und daher nur einen Filter.

3.3.5. Befestigung und Wechsel der Ketten

Da der Ausgangs-Verdreifacher nur einmal vorhanden ist, kann jeweils nur eine der beiden Vervielfacherketten betrieben werden. Um zwischen zwei Beobachtungsflügen einen schnellen und einfachen Wechsel, sowie eine reproduzierbare Positionierung der Ketten im Gehäuse und damit zur gemeinsamen GREAT-Optik zu ermöglichen, sind beide auf ihrer eigenen Grundplatte mit Anschlagkanten montiert. Die Grundplatten werden am Rand der hintersten Tasche der Deckplatte angeschlagen.

Dort sind auch Bohrlöcher zur Verschraubung der Platten eingelassen. Weiterhin befinden sich auf den Grundplatten die zugehörigen Versorgungseinheiten, die die Vorspannungen für die Vervielfacherdioden generieren, und die Optik, die den Ausgangsstrahl der Ketten an die gemeinsame GREAT-Optik anpasst. In Abb. 3.18 und Abb. 3.19 sind CAD-Modelle der entwickelten Halterungen schematisch dargestellt. Fotos sind in Abb. 3.20 zu finden.

Damit die Diodenströme durch die Steuerelektronik des LOs überwacht werden können, werden die Versorgungsboxen von VDI um eine Platine zur Umsetzung des Monitorsignals auf Erdpotential erweitert. In Abschnitt 3.5.5 wird hierauf weiter eingegangen.

Um die Polarisation der generierten LO-Strahlung dem verwendeten Einbauschacht des LOs anzupassen, ist bei der niederfrequenten Kette die Verbindung zwischen Verstärker und Quadrupler flexibel ausgeführt und es stehen zwei um 90° zueinander gedrehte Befestigungskonfigurationen für die höherfrequenten Vervielfacher (Quadrupler + $2\times$ Verdreifacher) zur Verfügung. Bei der hochfrequenten Kette werden nicht einzelne Vervielfacherkomponenten, sondern es wird die gesamte Kette gedreht. Sie ist nicht direkt auf der Grundplatte befestigt, sondern auf einer kleineren Zwischenplatte, die als Ganzes horizontal oder vertikal verschraubt werden kann. Die Befestigungskonfigurationen für beide Polarisationen sind ebenfalls aus Abb. 3.18 und Abb. 3.19 ersichtlich.

Zur Befestigung und Justage des abbildenden Spiegels wird eine Spiegelhalterung vom Typ VM1 von Thorlabs [9] verwendet. Der Spiegelhalter verfügt über zwei vertikal angebrachte Justageknöpfe, die in eingebautem Zustand Richtung Abdeckblech des Gehäuses orientiert und daher einfach zu erreichen sind. Eine Umdrehung der Knöpfe resultiert in einer Winkeländerung von $0,25^\circ$. Der maximale Verstellwinkel um die Mittenposition beträgt $\pm 3^\circ$ in jede Richtung.

Bei einem Wechsel des Frequenzbandes wird die gesamte Einheit aus Kette, Versorgungseinheit, Optik und Grundplatte getauscht. Anschließend wird die Optik des LOs (fein) justiert, so dass die LO-Leistung auf dem Mischer maximal wird. Während der ersten Flüge mit GREAT auf SOFIA wurde der Wechsel schon einige Male durchgeführt. Die Reproduzierbarkeit der Einbauposition ist sehr gut. So wurde das Leistungsmaximum immer innerhalb einer Umdrehung der Justageknöpfe der LO-Optik erreicht. Mit etwas Übung ist der Umbau innerhalb einer Stunde durchführbar. Die meiste Zeit wird dabei für den Umbau des Verdreifachers von der einen zur anderen Kette benötigt.

3.4. Optik

Der Ausgangsstrahl des Lokaloszillators wird über die für beide GREAT-Kanäle gemeinsame Optik in den Kryostaten und zum Mischer geleitet. Für maximale

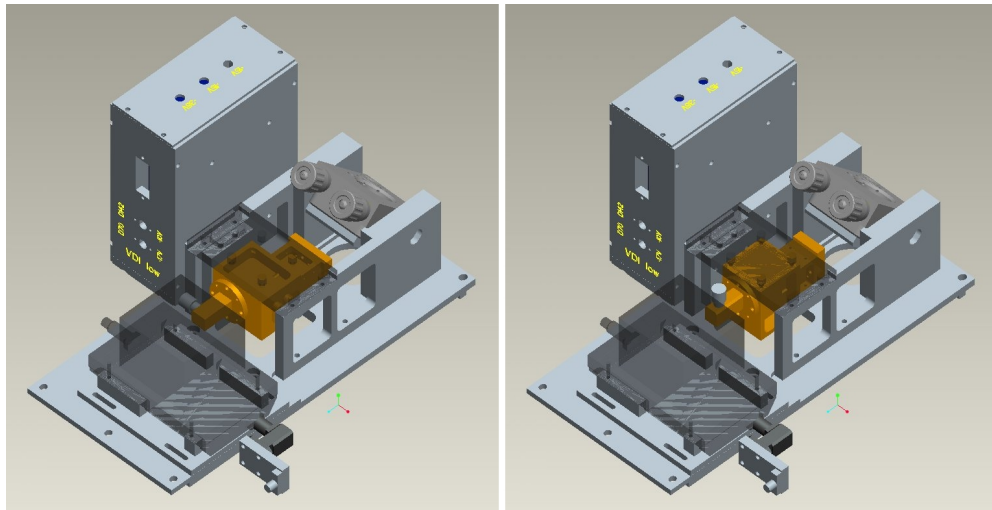


Abbildung 3.18.: Niederfrequente Kette auf ihrer Grundplatte mit Versorgungskästchen und Optik in horizontaler Polarisation (links) und in vertikaler Polarisation (rechts). Das E -Feld ist parallel zur langen Seite des Endverdreifacherblocks orientiert. Transparent gezeichnet: Verstärker und Deckplatte, an der die Vervielfacherblöcke befestigt sind. Nicht gezeigt: Kabel, Konnektoren, LEDs.

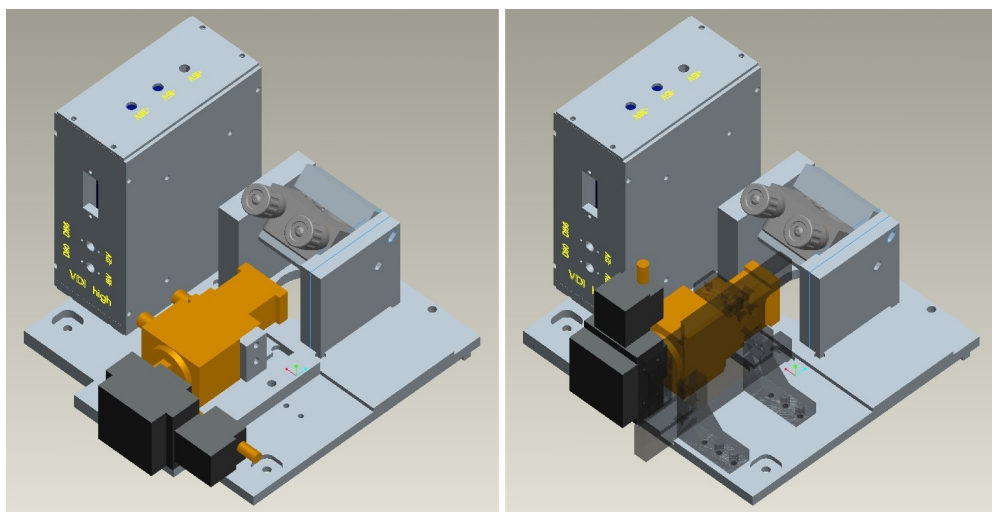


Abbildung 3.19.: Hochfrequente Kette auf ihrer Grundplatte mit Versorgungskästchen und Optik in horizontaler Polarisation (links) und in vertikaler Polarisation (rechts). Im rechten Bild sind die Zwischenplatte und ihre Befestigungswinkel transparent dargestellt.

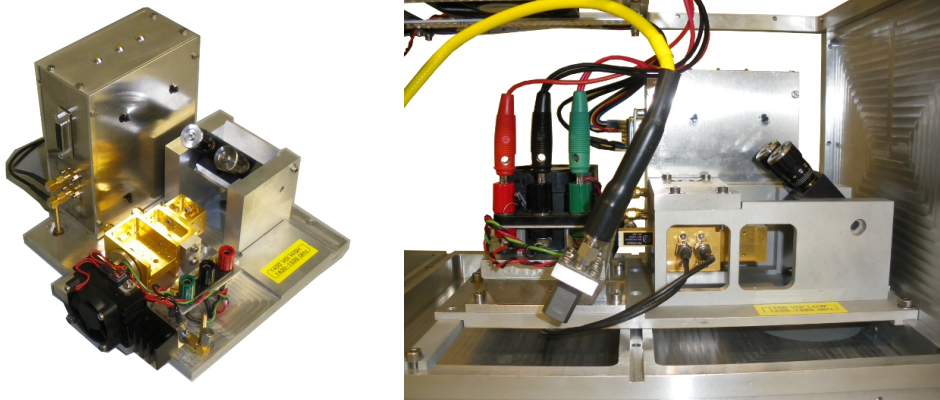


Abbildung 3.20.: (links) hochfrequente Vervielfacherkette in horizontaler Konfiguration; (rechts) niederfrequente Kette, eingebaut im LO-Gehäuse.

Kopplung zwischen LO-Strahl und gemeinsamer Optik benötigt letztere einen Eingangsstrahl mit festgelegten Parametern. Der im folgenden berechnete (abbildende) Spiegel, als einzige optische Komponente innerhalb des LO-Gehäuses, muss zusammen mit einem nicht abbildenden Umlenkspiegel, der sich oberhalb der Ausgangsöffnung in der GREAT-Struktur befindet, die Transformation des LO-Strahls hin zu einem Strahl mit diesen Parametern durchführen. Dabei kommt der Formalismus der Gauß'schen Optik zu Einsatz, da die betrachteten Wellenlänge nicht mehr vernachlässigbar klein gegenüber dem Durchmesser des Strahls und der Größe von optischen Komponenten sind. Es treten Beugungseffekte auf, die die Gauß'sche Optik näherungsweise Rechnung trägt. Im ersten Teil werden die Prinzipien der Gauß'schen Optik vorgestellt, bevor im zweiten Teil die verwendeten Spiegel berechnet werden.

3.4.1. Gauß'sche Optik

Die nachfolgenden Formeln und Begriffe sind aus dem Buch "Quasioptical Systems" von Paul F. Goldsmith entnommen [34].

Ein Strahl im Sinne der Gauß'schen Optik ist eine stark kollimierte Feldverteilung – d.h. es existiert eine wohldefinierte Ausbreitungsrichtung –, seine Feldkomponenten senkrecht zur Propagationsrichtung besitzen jedoch eine gewisse Variation. Die Propagation eines Gauß'schen Strahl wird durch die paraxiale Wellengleichung beschrieben. In Zylinderkoordinaten lautet sie

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 u}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (3.7)$$

mit z der Propagationsachse, r dem Abstand zu dieser und φ dem Azimutwinkel zur z -Achse. k bezeichnet die Wellenzahl $2\pi/\lambda$, mit der Wellenlänge λ .

Die komplexe, skalare Funktion $u(r, \varphi, z)$ beschreibt die Abweichung der Feldver-

teilung von der Verteilung einer ebenen Welle. Die paraxiale Wellengleichung folgt aus der allgemeinen Helmholtz-Gleichung und den Annahmen, dass

1. sich u entlang der Ausbreitungsrichtung nur wenig ändert über die Strecke einer Wellenlänge und
2. die Änderung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung groß gegenüber dieser axialen Änderung ist.

Die Lösungen der paraxialen Wellengleichung lauten

$$\begin{aligned}
 E_{pm}(r, \varphi, z) &= \left[\frac{2p!}{\pi(p+m)} \right]^{0.5} \frac{1}{w(z)} \left[\frac{\sqrt{2r}}{w(z)} \right]^m L_{pm} \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \\
 &\times \exp \left[\frac{-r^2}{w^2(z)} - ikz - \frac{i\pi r^2}{\lambda R(z)} - i(2p+m+1)\Phi_0(z) \right] \\
 &\times \exp(im\varphi)
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Sie bilden ein Orthonormalsystem mit Parametern p und m . Die Polynome $L_{pm}(u)$ sind Lösungen der Laguerre-Differentialgleichung. Die komplette Lösung der Wellengleichung beinhaltet weiterhin noch die Zeit- und z -Abhängigkeit, $E(r, \varphi, z) = u(r, \varphi, z) \exp(-ikz) \exp(-i\omega t)$. Diese werden im folgenden jedoch weggelassen.

Fundamental Gaussian Beam Mode

Für die nachfolgende Spiegelberechnung wichtig ist die Grundmode, "fundamental gaussian beam mode" (FGBM), mit $p = 0$ und $m = 0$. Quasioptische System werden so entworfen, dass möglichst viel der Leistung in der FGBM ausgegeben wird. Sie ist symmetrisch zur Ausbreitungsrichtung, also unabhängig von φ , wodurch der dritte Term in Gl. (3.7) entfällt,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 u}{\partial r} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \tag{3.9}$$

Die einfachste Lösung zu Gl. (3.9) hat die Form einer Gauß-Verteilung

$$u(r, z) = A(z) \exp \left(\frac{-ikr^2}{2q(z)} \right) \tag{3.10}$$

q ist eine komplexe Funktion von z und wird komplexer Strahlparameter genannt. Die resultierende Feldverteilung in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung hat die Form einer Gaußglocke,

$$E_{00}(r, \varphi, z) = \left(\frac{2}{\pi w^2(z)} \right) \exp \left(\frac{-r^2}{w^2(z)} - ikz - \frac{i\pi r^2}{\lambda R(z)} + i\Phi_0(z) \right) \tag{3.11}$$

Einen Querschnitt durch eine FGBM entlang der z -Achse zeigt Abb. 3.21.

$w(z)$ ist hierbei der Strahlradius, d.h. jener Abstand zur z -Achse, bei dem das

Feld auf den $1/e$ -ten Teil des Wertes auf der Propagationsachse abgefallen ist. $w(z)$ entwickelt sich hyperbolisch entlang z nach der Formel

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{0.5} = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_c} \right)^2 \right]^{0.5} \quad (3.12)$$

w_0 , der Strahlradius bei $z = 0$ und gleichzeitig das Minimum von $w(z)$, wird Strahltaile genannt. Im zweiten Schritt von Gl. (3.12) wurde die Konfokallänge $z_c = \pi w_0^2 / \lambda$ eingeführt. Sie gibt den Übergangsbereich zwischen Nah- und Fernfeld an. Der Imaginärteil des komplexen Strahlparameters q hängt von w ab.

$R(z)$ bezeichnet den Krümmungsradius der (sphärischen) Phasenfront entlang der Ausbreitungsrichtung,

$$R(z) = z + \frac{1}{z} \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \right)^2 = z \cdot \left(1 + \left(\frac{z_c}{z} \right)^2 \right) \quad (3.13)$$

Bei $z = 0$, am Ort der Strahltaile, ist die Phasenfront eben und $R \rightarrow -\infty$. Der Mittelpunkt der Phasenfront am Ort z liegt bei

$$Z = z - R(z) = -\frac{z_c^2}{z} \quad (3.14)$$

und nähert sich 0 an für $z \rightarrow \infty$. Der Realteil des komplexen Strahlparameters q entspricht dem Krümmungsradius.

$\Phi_0(z)$ gibt den Phasenversatz des FGBM an und wird meist als Phasor geschrieben,

$$\tan \Phi_0 = \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} = \frac{z}{z_c} \quad (3.15)$$

Eine FGBM ist durch diese drei Größen ($w(z)$, $R(z)$, $\Phi(z)$) vollständig beschrieben.

Dünne Linsen und Spiegel

Da sich nach Gl. (3.13) und Gl. (3.14) ein Krümmungsradius und ein punktförmiges Phasenzentrum definieren lassen, kann für abbildende Elemente wie dünne Linsen und Spiegel auch in der Gauß'schen Optik die Linsenformel aus der geometrischen Optik verwendet werden,

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{R_{out}} + \frac{1}{R_{in}} \quad (3.16)$$

Hierbei geben R_{in} und R_{out} die Krümmungsradien der Phasenfronten des ein- und auslaufenden Strahls an und f die Brennweite der Linse oder des abbildenden Spiegels. Bei bekanntem Krümmungsradius von Eingangs- und Ausgangsstrahl kann über Gl. (3.16) die Brennweite f des abbildenden Elements berechnet werden. Dies wird im nächsten Abschnitt für den LO-Spiegel durchgeführt.

Alle optischen Elemente haben eine begrenzte Apertur, die FGBM ist jedoch senkrecht zur Propagationsachse unendlich ausgedehnt ($E_{00}(r, \varphi, z) > 0$ für alle r).

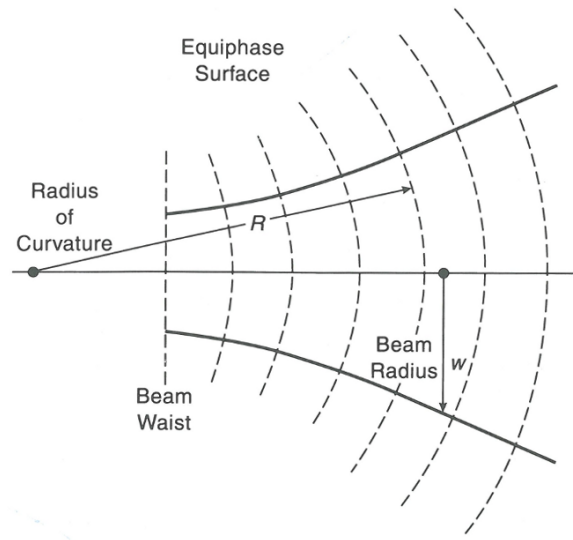


Abbildung 3.21.: Querschnitt durch einen Gauß'schen Strahl. Gestrichelte Linien zeigen Fronten gleicher Phase (aus [34]).

Daher falten Spiegel und Linsen nur einen gewissen Teil des einfallenden Strahl in den ausfallenden. Der Rest geht verloren. Der Edge-Taper gibt die Leistungsdichte bei einem Radius r_e relativ zum Wert auf der Achse an,

$$\begin{aligned} T_e(r_e) &= \frac{P(r_e)}{P(0)} \\ &= \exp\left(\frac{-2r_e^2}{w^2}\right) \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$T_e(\text{dB}) = -10 \log_{10} T_e \quad (3.18)$$

Er kann daher zur Beschreibung der Größe von optischen Elementen oder der Ausleuchtung von Aperturen verwendet werden. Der Radius einer FGBM, die mit einem gewissen Edge-Taper abgeschnitten wird, kann durch

$$\frac{r_e}{w} = 0,3393 \cdot \sqrt{T_e(\text{dB})} \quad (3.19)$$

berechnet werden, mit w dem Strahlradius. Die im Radius r_e eingeschlossene Leistung einer FGBM bezogen auf ihre Gesamtleistung beträgt

$$F_e(r_e) = 1 - T_e(r_e) \quad (3.20)$$

3.4.2. LO-Optik

Ausgangspunkte für die Konstruktion des LO-Spiegels sind die bekannten Gauß-Strahlen der GREAT-Optik und der Vervielfacherketten. Ihre Strahltaillen sind: GREAT $w_{0,G} = 3,4 \text{ mm}$, Endverdreifacher-Horn $w_{0,K} = 0,3496 \text{ mm}^4$. Ferner ist

⁴Im folgenden bezeichnet ein Index "G" eine Größe auf Seiten der GREAT-Optik vom Spiegel, ein Index "K" eine Größe auf Seiten der Vervielfacherketten vom Spiegel

die Position der Taille des GREAT-Strahls bezüglich der Unterseite der GREAT-Struktur bzw. der Oberseite des LO-Gehäuses gegeben: $z'_G = 210$ mm. Zusammen mit dem Abstand zwischen Gehäuseoberseite und Spiegelposition ergibt sich die Gesamtdistanz zur GREAT-Strahltaile z_G .

Nun wird von $w_{0,G}$ aus entgegen der Ausbreitungsrichtung des LO-Strahls zurückgerechnet. Durch die Wahl der Spiegelposition im Gehäuse wird der Abstand z_G zwischen GREAT-Strahltaile und Spiegel definiert und damit die Größe und der Krümmungsradius des GREAT-Strahls am Spiegel festgelegt (Gl. (3.12) und Gl. (3.13)). Da der Spiegel den Strahlradius nicht ändert, muss der Strahlradius der Vervielfacherketten w_K dort ebenso groß sein

$$w_K(z_K) = w_G(z_G) = w_{\text{Spiegel}} \quad (3.21)$$

Hieraus folgt der Abstand zwischen Spiegel und Vervielfacherkette z_K : Einsetzen von Gl. (3.12) in Gl. (3.21) und Auflösen nach z_K führt zu

$$z_K(w_{\text{Spiegel}}) = z_{c,K} \cdot \left[\left(\frac{w_{0,G}}{w_{0,K}} \right)^2 \cdot \left(1 + \left(\frac{z_G}{z_{c,G}} \right)^2 \right) - 1 \right]^{0.5} \quad (3.22)$$

mit $z_{c,G}$ und $z_{c,K}$ den Konfokallängen der beiden Strahlen.

Mit dem errechneten z_K ist auch der Krümmungsradius des Ausgangsstrahl der Kette am Spiegel über Gl. (3.13) bekannt. Aus den beide Krümmungsradien kann nun die benötigte Brennweite des Spiegels über Gl. (3.16) berechnet werden.

Der Abstand zwischen GREAT-Strahltaile und Spiegel ergibt sich durch das Design der Halterungen für die Vervielfacherketten zu $210 \text{ mm} + 57,6 \text{ mm} = 267,6 \text{ mm}$. Für die Berechnung wird eine Mittenfrequenz von 1400 GHz ($\lambda = 0,214 \text{ mm}$) angenommen. Die Werte der Optik sind in Tab. 3.6 angegeben.

Die Größe der Spiegel werden auf eine $5w$ Kontur (Durchmesser) ausgelegt. Nach Gl. (3.19) folgt daraus ein Edge-Taper von 54,3 dB und der Anteil der Leistung im Ausgangsstrahl beträgt 99,9996% (Gl. (3.20)).

Die Spiegel werden mit Hilfe der CAD-Umgebung ProEngineer [4] berechnet und erstellt. Anschließend werden sie in der institutsinternen Feinmechanikwerkstatt auf einer 5-Achs-CNC-Fräsmaschine hergestellt. Als Material hat sich Aluminium aufgrund seiner hohen elektrischen Leitfähigkeit, und damit geringer Reflexionsverluste, und seiner leichten Bearbeitbarkeit bewährt.

3.5. Elektronik

Im folgenden Kapitel wird die entwickelte Elektronik des Lokaloszillators vorgestellt. Sie besteht aus Netzteilen und Versorgungseinheiten für die Vervielfacherketten, sowie aus Schaltungen zur Steuerung des LOs und zur Überwachung der in Tab. 3.4 angegebenen Größen. Die Platinen wurden mit der Software "Eagle" von CADSoft

λ	z_G	$R_G(z_G)$	w_S	$z_K(w_S)$	$R_K(z_K)$	f
0,214	267,606	375,226	6,349	32,533	32,632	30,021

Tabelle 3.6.: Berechnete Parameter der LO-Optik: Der Abstand zwischen GREAT-Strahltaile und Spiegel durch die Halterung der LO-Ketten wird festgelegt. Dann wird zunächst der Strahlradius am Spiegel w_S berechnet. Daraus folgt der Abstand zwischen Spiegel und Verdreifacher z_K und der Krümmungsradius des Verdreifacher-Strahls am Spiegel $R_K(w_S)$.

[1] vom Autor erstellt, in der hausinternen elektronischen Werkstatt geätzt und vom Autor bestückt und gelötet.

Die Steuerung des LOs übernimmt ein Mikrocontroller. Er verarbeitet alle Benutzereingaben und überprüft ständig die Parameter der eingebauten Vervielfacherkette. Werden vom Benutzer gesetzte "Software"-Grenzen überschritten, schaltet der Mikrocontroller die Kette aus. Zusätzlich existiert eine zweite Sicherungsschaltung, die rein analog arbeitet und den Mikrocontroller ebenfalls zum Abschalten veranlassen kann. Auch sie überprüft fortlaufend alle Parameter der Kette. Die Grenzen, bei denen die Schaltung auslöst, sind "hardware"-mäßig über Potentiometer auf dem Schaltkreis eingestellt. Ferngesteuerter und manueller Betrieb sind gleichzeitig möglich.

3.5.1. Frontpanel

Abb. 3.22 zeigt die Vorderseite des LOs mit seinen Bedienelementen und Elektronikeinschüben. In der äußersten linken und rechten oberen Ecke sind die Köpfe der Spannschrauben aus Abschnitt 3.2 zu sehen. Oben links erkennt man den SMA-Anschluss für das RF-Signal des Treibers (im derzeitigen GREAT-Aufbau der Rohde u. Schwarz-Synthesizer mit RF-Filter). Daneben ist die D-Sub-9-Buchse zur Computersteuerung platziert. Es existiert ein weiterer, zur Zeit nicht benutzter Ausschnitt für eine zweite Buchse. Rechts oben befindet sich die Hauptsicherung, der Ein-/Ausschalter des Lokaloszillators und der Anschluss für 115 V. Ein Umbau auf 230 V ist innerhalb einer Stunde möglich. Auf der rechten Seite sind Digitalanzeigen aller überwachten Größen angebracht. Sie sind vor allem bei manueller Steuerung nützlich.

Der linke Einschub enthält das Mikrocontrollerboard. Mit Hilfe des Drehknopfs kann manuell die Kontrollspannung der Verstärker der Vervielfacherkette verändert werden.

Der mittlere Einschub beherbergt die analoge Sicherungsschaltung. Über die beiden Kippschalter ("VDI" und "AMP") können die -36 V-Versorgungsspannung für die Vorspannungen der Vervielfacher ("VDI") und die 12 V-Biasspannung der Kettenverstärker ("AMP") geschaltet werden. Sie müssen beide eingeschaltet sein, bevor



Abbildung 3.22.: Front des LOs mit Bedienelementen und Elektronikeinschüben.

		PWS1	PWS2					
Spannung	/V	-36	5 (pot.frei)	5	-7	8	-17	17
Strom	/mA	-96	17	47	N/A	2*	-29	32

Tabelle 3.7.: Ströme an den Eigenbaunetzteilen PWS1 und PWS2. Für -7 V und 8 V liegen keine Messdaten vor. *Angabe des DAC-Herstellers.

ein RF-Signal vom Synthesizer eingespeist werden darf. Wurden die Grenzen der Analschaltung überschritten und die Kontrollspannung zurückgesetzt, wird dies über eine rote LED angezeigt. Ein Zurücksetzen kann auch manuell über den schwarzen Druckknopf ausgelöst werden. Nach einem solchen Abschaltvorgang befindet sich der LO in einem Fehlerzustand und akzeptiert keine weiteren Kommandos oder Benutzereingaben an den Frontkontrollen. Er muss zunächst durch einen Druck auf den roten Knopf oder ein entsprechendes RS232-Kommando in den normalen Betriebsmodus zurückgesetzt werden.

3.5.2. Netzteile

Es kommen drei Netzteile von Schroff [7] zum Einsatz: $2 \times \text{PSG1xx}$ und $1 \times \text{PSG3xx}$ (z.B. in Abb. 3.8 (unten) in der Mitte sichtbar). Die zwei PSG1xx -Netzteile versorgen den Verstärker der installierten Vervielfacherkette mit Bias- und Kontrollspannungen. Hierbei wird die Ausgabespannung des Netzteils für die Kontrollspannung durch eine Steuerspannung von $0 - 10\text{ V}$ geregelt. Das dritte Schroff-Netzteil mit Ausgabespannungen von 5 V und $2 \times 12\text{ V}$ versorgt die Lüfter des LO-Gehäuses, die Relais zum Schalten der Bias- und -36 V -Versorgungsspannung und die zusätzliche Verdopplerstufe, sollte die hochfrequente Kette installiert sein (Abschnitt 3.3.3).

Die weiteren Spannungen werden durch selbst gebaute Netzteile bereitgestellt: Ein Netzteil erzeugt die -36 V VDI-Versorgungsspannung (Abb. 3.8 (2) links), ein weiteres (Abb. 3.8 (2) rechts) erzeugt $+5\text{ V}$ zur Elektronikversorgung, -7 V Referenz- und $+8\text{ V}$ Versorgungsspannung für den Digital-Analog-Wandler (DAC) der Mikrocontroller-Platine und $\pm 17\text{ V}$ für die Platine zur Umsetzung der Diodenstromsignale auf GND-Potential. Die Ströme, die durch die Netzteile fließen, finden sich in Tab. 3.7. Sie wurden mit installierter hochfrequenter Kette gemessen. Alle Netzteile können mittels Jumpers auf den Platinen auf eine Eingangsspannung von 115 V oder 230 V eingestellt werden. So ist ein Betrieb in Deutschland und Amerika möglich.

In Anhang B findet sich ein Plan aller Spannungs- und Signalschienen im Lokoszillator.

3.5.3. Mikroprozessor-Steuerung

Abb. 3.23 zeigt ein Schema, Abb. 3.24 ein Foto der Mikroprozessor-Steuerung. Verwendet wird ein ATmega32-Mikrocontroller, da er bereits acht eingebaute Analog-Digital-Wandler, sowie ausreichend digitale Input/Output-Anschlüsse zur Steuerung der angeschlossenen Komponenten besitzt. Die internen ADCs besitzen eine Auflösung von 10 bit und arbeiten bis zu einer Spannung gleich der Versorgungsspannung des ATmega32 von 5 V. Die zu überwachenden Werte der VDI-Kette werden über entsprechende Spannungsteiler auf die ADCs gegeben. Die -36 V -Schiene wird zusätzlich zuvor über einen JFET-Transistor in ein positives Spannungssignal umgewandelt.

Der Programm-Code des ATMegas enthält zu jedem Parameter Umrechnungsfaktoren von ADC-Counts in Spannungen, Softwaregrenzwerte und den Sollwert für laufenden Betrieb ("runlimit"). Dieser Wert liegt im Allgemeinen einige Prozent unterhalb des Softwaregrenzwerts. Die aktuellen Werte können per Computer jederzeit abgefragt, die Softwaregrenzen und "runlimits" gesetzt werden. Welche Größen vom Mikrocontroller überwacht werden, kann vom Benutzer gewählt werden. So kann die Software-Überwachungsfunktion auch vollständig deaktiviert werden.

Ebenfalls an den Controller angeschlossen ist ein DAC vom Typ AD7545, der die Steuerspannung für das Schroff-Netzteil, welches den Kontrollport des VDI-Verstärkers versorgt, ausgibt. Erhält der Controller das Kommando den LO zu starten, wird der DAC solange hochgetaktet, bis einer der überwachten Parameter sein "runlimit" erreicht. Überschreitet ein Parameter seinen Softwaregrenzwert setzt der ATmega32 sofort den DAC und damit die Kontrollspannung des VDI-Verstärkers zurück.

Ferner besteht zwischen Mikrocontrollerboard und analoger Sicherungsschaltung eine direkte Leitung. Erzeugt der analoge Schaltkreis ein Abschaltsignal wird im ATmega32 ein Interrupt ausgelöst, was sämtliche laufenden Aktivitäten sofort unterbricht und die Kontrollspannung der Vervielfacherkette herunter fährt. Umgekehrt kann der Mikrocontroller den analogen Schaltkreis aus seinem Fehlerzustand zurücksetzen.

Neben seiner Überwachungstätigkeit horcht der Mikrocontroller auf Benutzereingaben am Bedienfeld oder über die RS232-Schnittstelle. Eine Übersicht der RS232-Befehle und ein Flussdiagramm des Programms findet sich im Anhang B.

3.5.4. Analoge Sicherungsschaltung

Die überwachten Spannungen des LOs werden zunächst zur analogen Schaltung geführt, bevor sie auch zur ATmega-Platine durchgeschleift werden. Die Analog-Schaltung überwacht durchgehend *alle* Parameter der eingebauten Vervielfacherkette. Sie besteht aus Spannungsteilern, Komparatoren und mehreren logischen

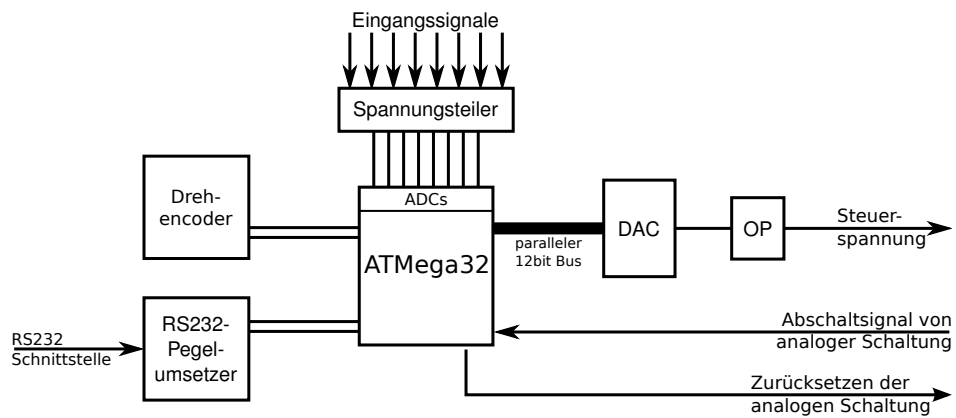


Abbildung 3.23.: Schema des Mikrocontrollerboards.

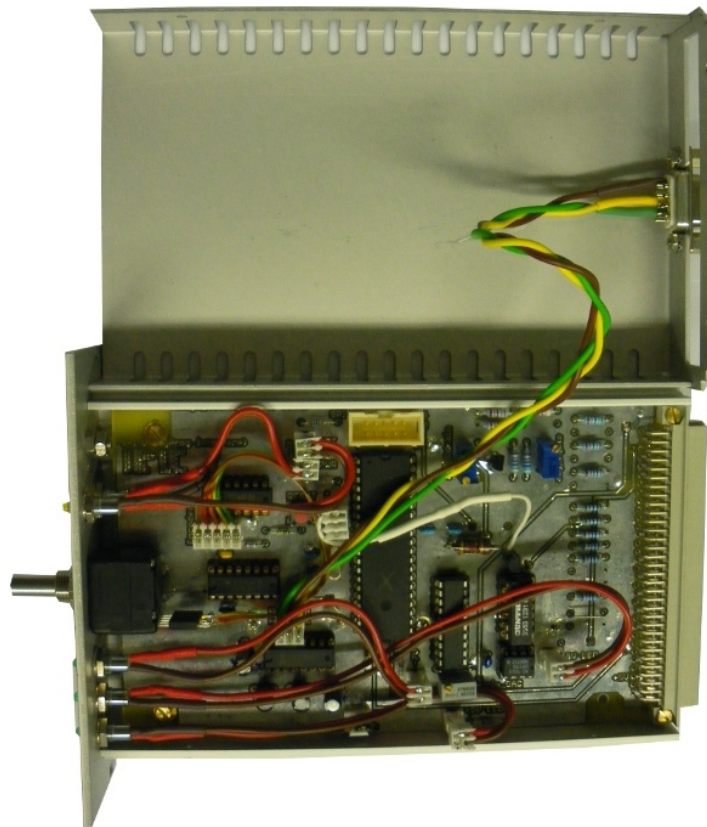


Abbildung 3.24.: Foto des Mikrocontrollerboards. In der Boardmitte befindet sich der ATMe-ga32 in DIL-Ausführung, rechts daneben ist der DAC. Die Spannungsteiler befinden sich ganz rechts. Links vom Mikrocontroller sind verschiedene Bau-steine zur Verarbeitung des Signals vom Encoder, mit dem die Kontrollspan-nung manuell verändert werden kann, und zur RS232-Kommunikation.

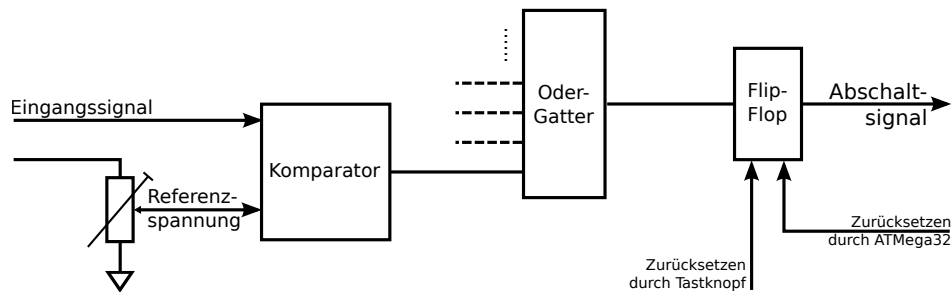


Abbildung 3.25.: Schema der Anlogschaltung am Beispiel eines Parameters.

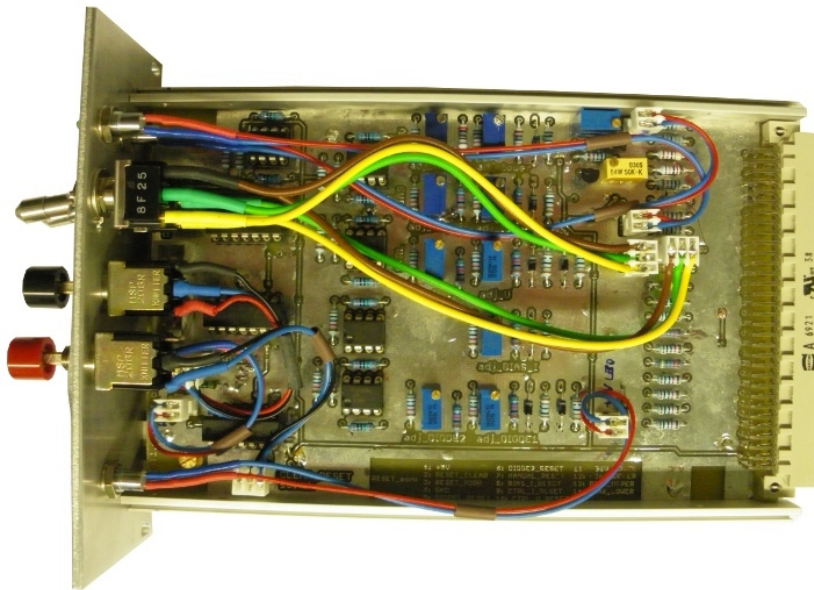


Abbildung 3.26.: Foto der Anlogschaltung.

Oder-Gattern (Abb. 3.25 und Abb. 3.26). Die Spannungen der Kette werden jeweils durch Spannungsteiler angepasst und mit Referenzspannungen, die über Potentiometer eingestellt werden, verglichen. Dabei ist die Schaltung so gebaut, dass ein Komparator dann ein HIGH-Signal erzeugt, wenn das untersuchte VDI-Signal außerhalb seines Soll-Bereichs liegt. Die -36 V -Versorgungsspannung der Multiplizierdioden und die 12 V -Biasspannung der Verstärker werden auf einen Bereich um die Herstellerangaben geprüft, alle anderen Größen, ob sie kleiner als der Herstellerwert sind. Die derzeitig eingestellten Grenzwerte der analogen Schaltung können aus Tab. 3.8 entnommen werden.

Alle Komparatorsignale werden über Oder-Bausteine verknüpft. Das resultierende Signal wird zum Mikrocontroller-Board geleitet. Ein HIGH-Pegel am Mikrocontroller löst den Abschaltprozess aus. Im Normalfall sollte die Anlogschaltung nicht auslösen, da schon zuvor, nach Überschreiten der Softwarelimits, der Mikrocontroller abschalten sollte. Der HIGH-Pegel wird auf der Platine in einem Flip-Flop

Größe		Minimum	Maximum
Diodenströme ($\propto U_{mon}$)	U_{D70}, U_{D80}	—	195 mV
	U_{D142}, U_{D160}	—	980 mV
Versorgungsspannung für Box	U_{Supply}	-34 V	-38 V
Verstärkerströme	I_{Bias}	—	2,07 A
	$I_{Kontroll}$	—	3,11 A
Verstärkerspannungen	U_{Bias}	11 V	13 V
	$U_{Kontroll}$	—	8,4 V

Tabelle 3.8.: Grenzwerte der analogen Schaltung. Die Grenzwerte von VDI finden sich in Tab. 3.4.

gespeichert. Der LO reagiert dann auf keine weiteren Kommandos, bis der Benutzer manuell oder durch ein RS232-Kommando die Analog-Schaltung zurücksetzt und wieder “scharf” macht.

3.5.5. Potentialumsetzung des Diodenstrom-Monitorsignals

Die Monitorspannungen der Diodenströme müssen an der Platine von VDI potentialfrei gemessen werden. Da jedoch die Referenzspannungen auf der Anlogschaltung und die Spannungen, die die ADCs des Mikrocontrollers erwarten, auf das Erdpotential bezogen sind bzw. sein müssen, wird die Versorgungsbox von VDI umgebaut. Ein größeres Gehäuse wird konstruiert, in das neben der eigentlichen VDI-Platine zur Erzeugung der Diodenvorspannungen eine weitere zur Potentialumsetzung untergebracht wird. Die Umsetzung erfolgt über Instrumentenverstärker vom Typ INA110. Sie werden mit Versorgungsspannungen von ± 12 V betrieben, die auf der Platine mittels Spannungsregler (Typ: 7812) generiert werden.

3.6. Externer Abschwächer

Da auch die Leistungsverstärker vor den hochfrequenten Vervielfacherblöcken aus den gleichen Gründen wie in Abschnitt 3.3.3 im Sättigungsbereich betrieben werden sollten, ist in großen Bereichen des LO-Bandes das Ausgangssignal zu stark und das HEB wird überpumpt, wodurch seine Empfindlichkeit leidet. Daher ist ein variabler Abschwächer notwendig, der das LO-Signal wieder verringert und mit dem sich der Pumplevel des HEBs optimal einstellen lässt.

Realisiert wird dies zur Zeit durch ein rotierbares Polarisationsgitter, das auf der Optikplatte platziert ist (Abb. 3.27). Das Gitter ist in einem Halter vom Typ Newport RSP-1T [3] untergebracht. Über eine Untersetzung wird der Halter von einem Schrittmotor angetrieben. Ein Potentiometer auf der Motorachse gibt Auf-

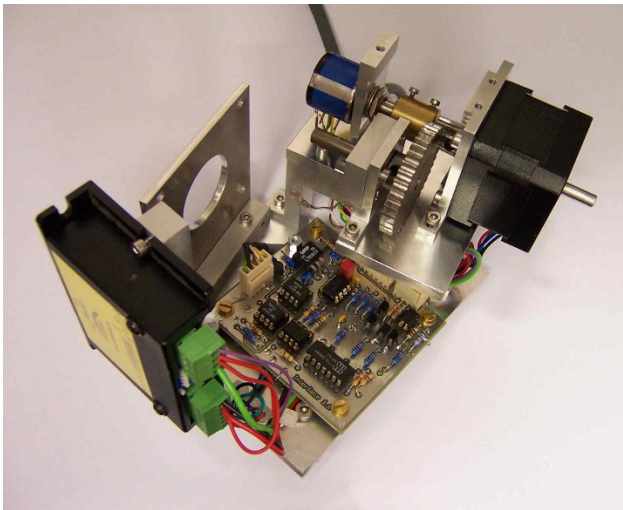


Abbildung 3.27:

Externer Abschwächer für den rechten GREAT-Kanal ohne Gitterhalterung. Die Halterung wird links an der Platte mit Loch, durch das der LO-Strahl verläuft, befestigt. Darunter ist die Motorsteuerung (schwarze Box) erkennbar. In der Mitte befindet sich die Elektronik, der LO-Strahl geht über sie hinweg. Rechts oben ist der Schrittmotor mit Getriebe und Potentiometer (blau) zu sehen.

schluss über die derzeitige Winkelposition des Gitters. Die Ansteuerung geschieht über eine analoge Referenzspannung zwischen 0 und 10 V. Die Abschwächerelektronik vergleicht diese Spannung mit derjenigen, die über das Potentiometer abfällt, und dreht gegebenenfalls das Gitter entsprechend. Der Winkelbereich beträgt 100° . Diese Spanne ist ausreichend, um den linear polarisierten LO-Strahl vollständig passieren zu lassen oder vollständig zu reflektieren. Nach anfänglichen Tests am MPI in Bonn und am DAOF in Palmdale wurde in einem zweiten Schritt die Elektronik um die Fähigkeit erweitert, die Regelung komplett ausschalten zu können. Dies geschieht bei einer Referenzspannung unter 0,45 V. Die Überarbeitung wurde nötig, da Spannungsabfälle auf den Versorgungsleitungen der Elektronik auftraten, wenn die Kalibrationseinheit verfahren wurde. Diese führten zu einem kurzzeitig veränderten Spannungsabfall über das Potentiometer, was zu einer ungewollten Drehung des Gitters führte.

3.7. Zusammenfassung und Ausblick

Abb. 3.28 zeigt den vollständig montierten, mit der niederfrequenten Kette bestückten Lokaloszillator des L#1-Bandes von GREAT. Die abschließenden Labor-Tests am MPIfR und die folgenden Tests am DAOF, sowie die ersten Flüge mit SOFIA zeigen, dass der LO zuverlässig und stabil arbeitet. Der Wechsel der Vervielfacherketten ist einfach und wenig zeitaufwendig. Die Abschalt elektronik schützt die Ketten verlässlich. Sie haben bereits einige (ungewollte) Abschaltvorgänge, sowohl durch die Softwaregrenzen als auch durch die analoge Sicherung, ohne Schäden überstanden.

Trotzdem bleibt natürlich Raum für Verbesserungen und Änderungen. Dringend notwendig ist nach Meinung des Autors die Anschaffung eines zweiten Endverdreifachers. So wird der riskante Umbau desselben vermieden. Hier besteht

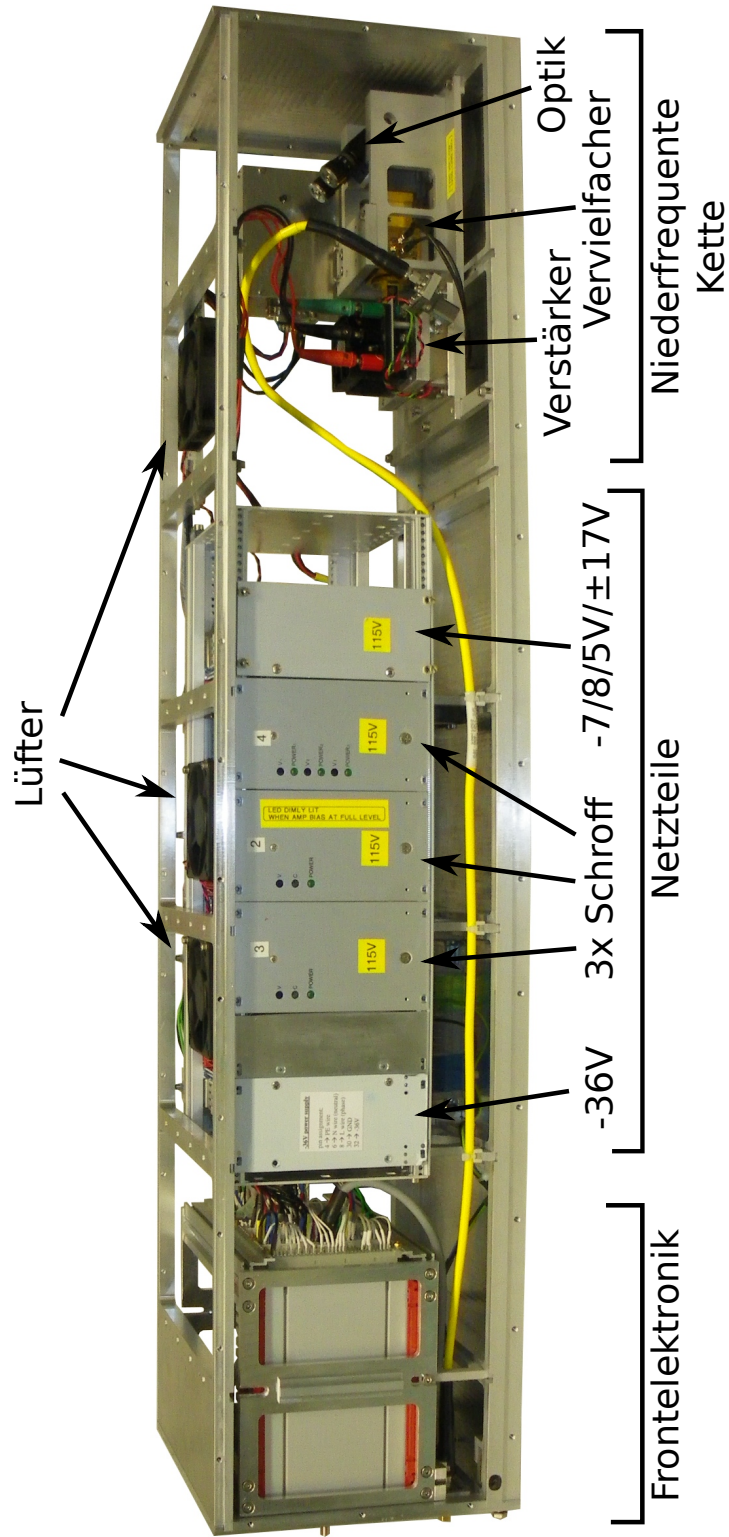


Abbildung 3.28.: Vollständig bestückter Lokaloszillator mit installierter niederfrequenter Vervielfacherkette.

keine Redundanz; wird der Tripler beschädigt, ist der komplette LO nicht mehr einsatzfähig.

Generell schlägt der Autor die Anschaffung einer oder mehrerer neuer Vervielfacherketten vor, da z.B. auch das "Leistungsloch" der niederfrequenten Kette im Bereich zwischen 1290 GHz und 1305 GHz stört. Hier befindet sich, wie erwähnt, eine wichtige H₂O-Linie.

Der externe Abschwächer bedarf eines neuen Designs. Die Übersetzung zwischen Schrittmotor und Gitterhalter muss verbessert werden, und ein Absorberkegel für den reflektierten Anteil des LO-Strahl sollte im Gesamtaufbau des Abschwächers integriert werden. Dies kann im Rahmen des Umbaus der Optikplatten der L-Kanäle geschehen (Kapitel 4). Die Elektronik – durch die Überarbeitung zur Zeit teilweise auf Lochrasterplatten aufgebaut – kann wesentlich vereinfacht werden durch eine Mikroprozessorsteuerung. Ein erstes Schaltungslayout des Autors existiert bereits. Auf Elektronikseite ist eine neue Version der Mikrocontroller-Platine in Planung, da die jetzige bei manchen Bit-Konstellationen am parallelen Bus, über den der Digital-Analog-Wandler auf dem Board angesteuert wird, ein Übersprechen zwischen den Leitungen zeigt. Ein Wechsel von parallel zu seriell – weit verbreitet ist hier das "serial peripheral interface" (SPI) – ist daher vorgesehen. SPI ist in sofern auch eine gute Wahl, da der ATMega32 bereits herstellerseitig über integrierte SPI-Funktionen und -Ports verfügt.

Möglicherweise können in der neuen Revision auch sämtliche Stromkontrollen durch den Mikrocontroller entfallen, wenn die internen Strombegrenzungen der Schrott-Netzteile aktiviert werden. Hierzu muss aber deren Verlässlichkeit noch geprüft werden. Und aus Vorsicht vor deren Versagen muss dann ein Schalter zum Abschalten der Steuerspannung, z.B. realisiert durch ein Reed-Relais auf der Analog-Platine, direkt auf der analogen Sicherungsplatine installiert werden, so dass die zweite Sicherungsstufe völlig unabhängig vom ATMega32 arbeiten kann.

4. Inbetriebnahme von GREAT an SOFIA

Dieses Kapitel beschreibt die Inbetriebnahme von GREAT an SOFIA in der L#1-L#2-Konfiguration. Der Autor war hier maßgeblich beteiligt an der Erstellung und Durchführung der Justage- und Inbetriebnahmeroutinen und der Analyse und Optimierung des gesamten Systems.

In der L#1-L#2-Konfiguration befindet sich der 1.4 THz-Kanal im linken ($-J$ -) GREAT-Einschub, der 1.9 THz-Kanal im rechten ($+J$ -Seite). Zunächst wird die Justage der Optik beschrieben. Diese beinhaltet die (einmalige) Justierung der gemeinsamen GREAT-Optik im Labor, gefolgt von der Beschreibung der Anpassung der GREAT-Optik an den Teleskopstrahl. Die Messungen und Ergebnisse der wichtigen Empfängergrößen Empfindlichkeit und Stabilität werden in den weiteren Abschnitten erklärt.

Zur Zeit dieser Arbeit hat GREAT bereits mehrere Flüge auf SOFIA absolviert. Im Januar 2011 gab es zunächst einige Testmessungen (LineObs) auf dem Rollfeld; im April folgte dann die erste Flugserie (short-science). Die zweite, dritte und vierte Kampagne (basic-science) fanden im Juli, September und Oktober/November statt.

4.1. Optikjustage

Die Justierung der Optik besteht aus zwei Teilen: In einem ersten Schritt wurde bereits vor der Verschickung zum DAOF die gemeinsame Optik vermessen und die einzelnen Komponenten auf einander abgestimmt. Ihre Positionen blieben danach fest. In einem zweiten Schritt muss vor jedem erneuten Anbringen von GREAT an SOFIA die Ausrichtung der Mischerstrahlen auf das Teleskop optimiert werden. Dies geschieht noch im Labor. Hier kann z.B. mit evakuierter Optik gearbeitet werden oder es können Strahlprofile mit dem Messstand aufgenommen werden. Einmal an das Teleskop gebracht, sind nur noch sehr begrenzt Justagearbeiten an GREAT möglich. Die Strahlposition außerhalb des Empfängers kann dort nur am Subreflektor und das auch nur mit einigem Aufwand gemessen werden. Daher müssen bereits im Labor die Mischerstrahlen optimal auf die optische Achse einjustiert werden.

Die Mischer sollten möglichst gut durch das Teleskop an das Himmelssignal koppeln, beide sollten an die gleiche Stelle am Himmel schauen und diese Position sollte

den mit dem Teleskop anvisierten Koordinaten entsprechen.

Das Co-Alignment, die übereinstimmende Ausrichtung der beiden Kanäle, wird durch die Position der Mischerstrahlen in der Fokalebene bestimmt. Beide Strahlen müssen dort an der gleichen Position liegen.

Die Winkelabweichung zwischen Antennenkeule und anvisierter Quellenposition, das Pointing, ergibt sich aus der Abweichung der Strahlpositionen in der Fokalebene von der optischen Achse. Bei einem Versatz von 1 mm in der Fokalebene folgt eine Verkippung der Hauptkeule um $4,2''$ [93].

Die Kopplungseffizienz bzw. die Ausleuchtung des Teleskops wird über eine Positionsbestimmung der Mischerstrahlen am Subreflektor gemessen. Für eine möglichst gute Ausleuchtung des Teleskops muss der Subreflektor exakt in der Mitte getroffen werden.

4.1.1. Justage der gemeinsamen Optik

Die mechanische Referenz bezüglich des Teleskops ist der SI-Flansch von GREAT. Die optische Achse durchläuft die Mitte des Flansches und steht senkrecht auf seiner Fläche. Sie liegt damit auf der *I*-Achse des GREAT-Koordinatensystems (Abschnitt 2.2).

Aufsetzen des Referenzlasers

Auf diese Achse wird ein optischer Laser einjustiert. Der Referenz-Laserstrahl wird für die meisten Justageschritte benötigt. Der Laser ist auf einer Grundplatte mit zwei Justagespiegeln angebracht. Dieser Aufbau wird außen an den SI-Flansch angeschraubt und ist daher nur im Labor durchführbar. Die Apertur des SI-Flansches wird durch eine einsetzbare Blende auf unter Laserstrahlbreite verengt. In die Mitte des SI-Flansches und parallel zur Flanschoberfläche kann ein Siliziumplättchen als Spiegel eingebracht werden. Nun wird so lange über die zwei Spiegel justiert, bis der Laser durch die Blende und – mit Hilfe des Si-Plättchen – in sich selbst zurück reflektiert wird. Dadurch hat man den Laserstrahl senkrecht zur Oberfläche und zentrisch auf dem SI-Flansch positioniert. Dieser Referenzstrahl zeigt ins Innere von GREAT und dient z.B. der Justage der gemeinsamen Optik.

In einem zweiten Schritt kann die Richtung des Referenzstrahls umgekehrt werden, so dass auch Messungen außerhalb der GREAT-Struktur möglich werden. Dazu verbleibt der justierte erste Laser zunächst am Flansch, die Blende bleibt in der SI-Apertur, das Siliziumplättchen wird entfernt. Anschließend wird ein weiterer justierbarer Laser im Optikkompartment platziert. Er befindet sich zusammen mit zwei Justagespiegeln auf einer Grundplatte, die ebenfalls die 3-Punkt-Auflagen der optischen Bänke der GREAT-Kanäle benutzt. Der Laser kann also reproduzierbar in die GREAT-Struktur eingesetzt werden. Dieser Laser wird nun so einjustiert,

	Distanzbleche bei Auflage(n)	
	am Strahlteiler	in Richtung Seitenwand
1.4 THz-Kanal	2 mm	1,8 mm
1.9 THz-Kanal	2 mm	2,6 mm

Tabelle 4.1.: Dicke der Distanzbleche zur Anhebung der Auflagen der 3-Punkt-Aufnahmen.

Höhe des Strahls	bezüglich...
99 mm	über den Taschen der Grundplatte
67 mm	am Loch in der Zwischenwand
85 mm	am 45°-Umlenkspiegel für die LOs

Tabelle 4.2.: Strahlhöhen in der GREAT-Struktur.

dass er durch die Blende verläuft und die Austrittsöffnung des justierten äußeren Lasers tritt. Der Strahlengang entspricht damit außerhalb des SI-Flansches dem des äußeren Lasers und muss daher auch im Inneren auf der optischen Achse liegen. Der äußere Laser kann dann entfernt werden. Durch die reproduzierbare Positionierung des Lasers im GREAT-Innenen anstelle einer optischen Bank kann diese Referenz auch am Teleskop verwendet werden, nachdem die Justage der Laserbank einmal durchgeführt wurde.

Justage des Strahlteilers

Der Strahlteiler wurde mit Hilfe des ersten Referenzlasers justiert. Zu Beginn wurde die Höhe des Strahlteilers eingestellt, in dem der Laserreflex auf die Mitte des Umlenkspiegels gebracht wurde. Die Höhe wurde mit untergelegten Distanzblechen um 2,8 mm angehoben. Zur Justage der Winkel um die I - und K -Achse wurde der Strahl abwechselnd auf die rechte und linke GREAT-Seite gelenkt, seine Positionen in der Ebene der Seitenwänden gemessen und diese einander angepasst.

Justage der optischen Bänke

Die Höhen der Auflagen für die 3-Punkt-Aufnahmen wurde durch Distanzbleche angepasst. Die Werte enthält Tab. 4.1. Danach wurden die optischen Bänke des L#1 und L#2 -Kanals eingesetzt. Die Höhe und der Winkel um I wurde mittels anschraubbarer Justageelemente, bestehend aus zwei Blenden, eingestellt. Der Laserbeam befindet sich demnach 54 mm über den Platten. Weitere Höhen des Beam über verschiedenen Teilen der Struktur enthält Tab. 4.2. Die Winkeljustage der Bänke um J und K geschah über spezielle Pfeiler an den Plattenecken, die mit Blenden für den Referenzstrahl ausgestattet sind.

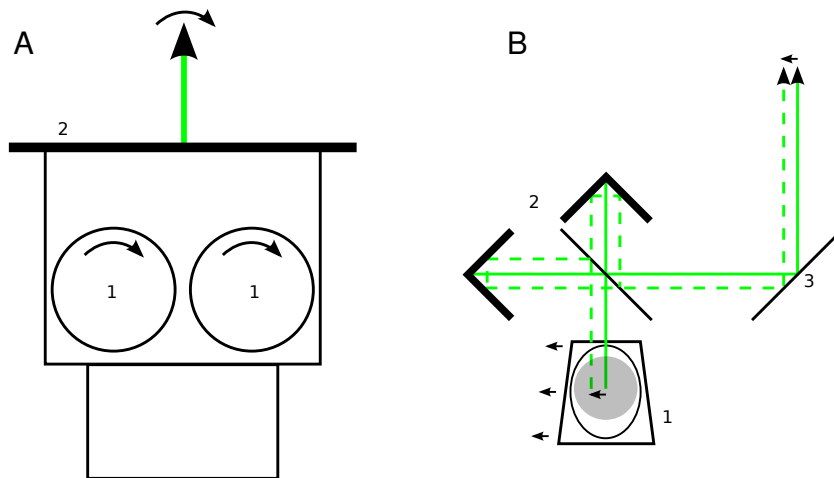


Abbildung 4.1.: (A) Aufsicht auf die GREAT-Struktur: (1) Kryostaten, (2) SI-Flansch. Drehen des Kryostaten bei konstanter Spiegelposition bewirkt eine Drehung des Ausgangsstrahls im gleichen Sinn, (B) Schema der gemeinsamen Optik: (1) Kryostatenspiegel mit darüber gelegenem Kryostatenfenster (als grauer Kreis angedeutet), (2) Diplexer, (3) Strahlteiler. Ein Versatz des Kryostatenspiegels und des Kryostaten im gleichen Maße versetzt den Mischerstrahl parallel zur optischen Achse (durchgehend) des Diplexers. Dadurch wird auch der Ausgangsstrahl parallel verschoben (gestrichelt).

Justage der Ausgangsstrahlen der L-Kanäle von GREAT

Aufgrund der Symmetrie der gemeinsamen Optik bezüglich des Mittelpunkts des Strahlteilers [93] bewegt sich der Ausgangsstrahl beider L-Kanäle gleich, wenn einzelne Komponenten der jeweiligen Optiken verändert werden. Vorgesehen zur Positionierung des Ausgangsstrahls ist der Drehwinkel des Kryostaten und der darunter befindliche Kryostatenspiegel, der den Teleskopstrahl nach oben in den Kryostaten abbildet, nachdem er auf der Optikbank mit dem LO überlagert und durch den Diplexer geführt wurde. Eine Drehung der Kryostaten im Uhrzeigersinn (von oben betrachtet) sorgt bei unveränderter Position des Kryostatenspiegel für eine Drehung des Ausgangsstrahl ebenfalls im Uhrzeigersinn. Ein Drehung des Dewars im Uhrzeigersinn mit gleichzeitiger Nachführung des Kryostatenspiegel, so dass die Positionen von Kryostat und Spiegel zueinander konstant bleiben, führt zu einem parallelen Versatz des Ausgangsstrahl in $-J$ -Richtung. Abb. 4.1 fasst die Bewegungsrichtung des Ausgangsstrahls noch einmal zusammen.

4.1.2. Co-alignment – Strahlpositionen in der Fokalebene

Die Vermessung des Teleskopstrahl in der Fokalebene, also 300 mm im Inneren von GREAT, geschieht über einen Radmechanismus an der Wand zwischen vorderem Kompartiment und Optikkompartiment. Der Drehwinkel des Rades wird über den

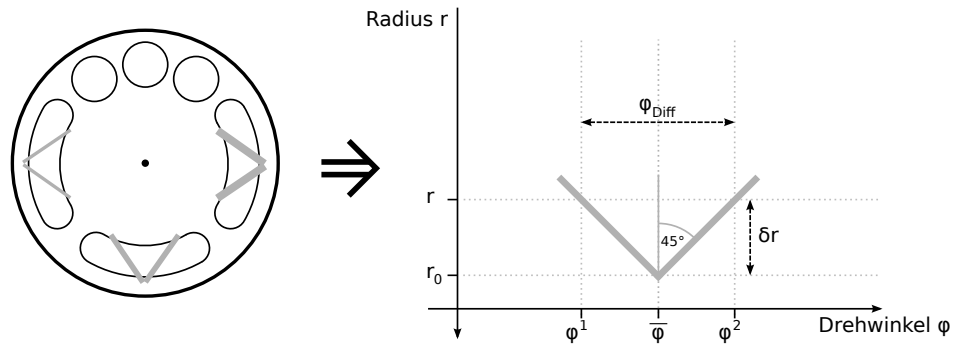


Abbildung 4.2.: (links) Skizze der Scheibe mit ihren Ausfräsungen. Drei werden von je zwei Stäben überspannt (grau). Der Laserstrahl und der Teleskopstrahl werden beim Drehen des Rades bei bestimmten Drehwinkel von den Stäben verdeckt. (rechts) Die Situation im Koordinatensystem der Scheibe (Drehwinkel und Radius). Die Drehwinkelposition eines Strahl, der durch die Löcher in der Scheibe tritt, ergibt sich aus dem Mittelwert des Signalpaars $\phi^{1/2}$, die Radiusposition aus der Differenz.

Spannungsabfall über ein Potentiometer gemessen, $\phi(U)$. Das Rad hat mehrere Löcher über die je zwei Metallstäbe mit Absorberlack verlaufen (Abb. 4.2). Die Stangen sind um $\pm 45^\circ$ zum Radius geneigt. Wird das Rad gedreht, verdecken sie nacheinander den durch die Zwischenwand und die Löcher im Rad verlaufenden Strahl und man misst zwei Änderungen der Strahlintensität bei Drehwinkeln ϕ^1 und ϕ^2 .

Abb. 4.2 verdeutlicht, wie aus den zwei gemessenen Positionen die Lage des Strahls berechnet werden kann: In Drehwinkelrichtung muss der Strahl in der Mitte zwischen den zwei Signalen liegen. Er ist also durch den Mittelwert $\bar{\phi} = \frac{\phi^1 + \phi^2}{2} \propto \left(\frac{U^1 + U^2}{2}\right)$ gegeben. Aus der Differenz $\phi_{Diff} = \phi^2 - \phi^1 \propto (U^2 - U^1)$ kann, wegen der Neigung der Stangen zueinander, der Abstand zwischen Strahl und Radachse berechnet werden, wenn der Radius r_0 , an dem sich die Stangen berühren, bekannt ist. Es gilt

$$\begin{aligned}
 r &= r_0 - \delta r \\
 &= r_0 - \frac{\phi^2 - \phi^1}{2} \cdot \frac{1}{\tan 45^\circ} \\
 &= r_0 - \frac{\phi^2 - \phi^1}{2}
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Zur Messung der Strahlpositionen der Radiostrahlen schauen die Mischer auf einen kalten Hintergrund, z.B. die cold-load oder einen externer Behälter mit flüssigem Stickstoff. Durchqueren die warmen Stäbe nun den Mischerstrahl, erzeugen sie eine messbare Änderung der Ausgangsleistung der Mischer.

Um die Abstände der Radiostrahlen zur optischen Achse zu messen, wird noch die Position der optischen Achse benötigt. Hierzu wird der aus der GREAT-Struktur

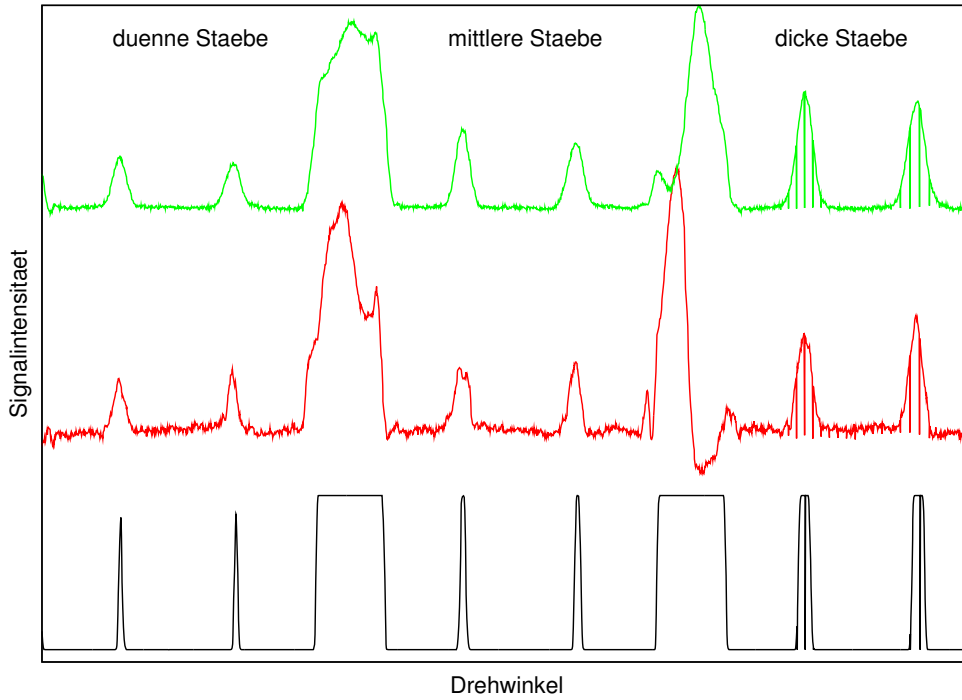


Abbildung 4.3.: Normierte Messungen der Signalintensität von Laser (schwarz), L#1-Kanal (rot) und L#2-Kanal (grün) gegen Drehwinkel des Rades. Man erkennt zu jedem Stabpaar ein Signal-Dublett. Jeder Peak wird mit einer Gausskurve gefittet und aus den Positionen der Fits die Abweichungen der Radiostrahlen von der optischen Achse nach Gl. (4.2) und Gl. (4.2) bestimmt.

heraus scheinende Referenzlaser aufgesetzt (Abschnitt 4.1.1). Am SI-Flansch wird eine Photodiode auf den Laserspot einjustiert und ihr Signal in Abhängigkeit des Drehwinkels aufgezeichnet.

An die gemessenen Intensitätsdaten $P(\phi)$ von Laser und Mischern werden Gaußkurven gefittet und so die genauen Drehwinkel der Stäbe bestimmt. Die Abweichung von der optischen Achse ergibt sich dann einfach nach

$$\Delta\phi = \overline{\phi_{\text{RF}}} - \overline{\phi_{\text{Laser}}} \quad (4.2)$$

$$\Delta r = r_{\text{RF}} - r_{\text{Laser}} \quad (4.3)$$

Unter der Annahme, dass die Drehwinkel der Strahlpositionen bezüglich der IK -Ebene klein sind und auch $\Delta\phi$ klein ist, sind die horizontalen und vertikalen Abweichungen in der Fokalebene gegeben durch:

$$\Delta x = r_{\text{RF}} \cdot \Delta\phi \quad \text{und} \quad \Delta y = \Delta r \quad (4.4)$$

Abb. 4.3 zeigt exemplarisch die Kurven einer Laser-, L#1- und L#2-Kanal-Messung vom April.

Positionen

Die endgültigen Abweichungen der Mischerstrahlen von der optischen Achse sind in Tab. 4.3 angegeben.

	April 2011			Juli 2011		
	Abweichung in mm			Abweichung in mm		
	Δx	Δy	$\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$	Δx	Δy	$\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$
L#1-Kanal	-0,57	0,46	0,72	-0,91	0,68	1,14
L#2-Kanal	-0,91	0,41	1,00	-1,00	-0,55	1,14
Abweichung L#1-L#2	0,34	-0,05	0,34	0,09	1,23	1,23

Tabelle 4.3.: Positionen der Mischerstrahlen in der Fokalebene vor den April- und Juli-Flügen. Die Abweichung zwischen den Kanälen ließ einen Co-Alignment-Fehler von 1,4'' im April und 5,1'' im Juli erwarten (gemessene Werte in Abschnitt 4.1.4).

Probleme vor der zweiten Flugserie

Probleme bei diesen Messungen traten vor der zweiten Flugserie mit GREAT im Juli 2011 vor allem beim 1.9 THz-Kanal auf. Aufgrund der schlechten Transmission der Atmosphäre ist das Signal-zu-Rauschen in diesem Kanal geringer als beim 1.4 THz-Kanal. Hierzu kam, dass die Mischerdaten starke Reflexionen und Stehwellen zeigten, sobald die Stäbe in den Strahlverlauf eindrangen. Die Gaußfits lieferten falsche Drehwinkelpositionen und konnten so nicht mehr durchgeführt werden. Diese neue Problematik war umso verwunderlicher, da die Daten von Messungen am MPIfR in Bonn und vor der ersten Beobachtungskampagne dieses Verhalten nicht zeigen. Zur Lösung wurden verschiedene neue Materialien und Querschnitte für die Stäbe ausprobiert, um das Reflexionsvermögen der Stäbe zu verringern und ihre Absorption zu erhöhen. So wurden z.B. Holzstäbe verschiedener Dicke, trocken und in Wasser getränkt wegen der besseren Absorption, und Metallstäbe mit aufgerauhten Flächen und dreieckigem Querschnitt, eine Kante in Richtung Strahl orientiert, verwendet. Keine brachten den gewünschten Effekt. Bei den Versuchen fiel jedoch auf, dass die einander zugewandten (inneren) Flanken eines SignalaARES weniger Reflexionen zeigten. Daher wurde schlussendlich die halbe Höhe der inneren Flanken für die Positionsbestimmungen herangezogen, so dass doch noch eine Justage in der Fokalebene durchgeführt werden konnte. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit ist der Ursprung dieser Probleme weiterhin nicht geklärt.

4.1.3. Ausleuchtung – Strahlpositionen auf dem Subreflektor

Die Ausleuchtung A beschreibt die Kopplung zwischen Empfänger und Teleskop. Sie gibt an, wieviel Leistung das Teleskop tatsächlich in das Strahlprofil des Empfängers leitet, relativ zur theoretischen Gesamtleistung in diesem Profil. Sie kann berechnet werden durch das Kopplungsintegral zwischen dem Strahlprofil des Empfängers und des Teleskops,

$$A = \iint E_{Tel} E_{Emp} dS \quad , \quad (4.5)$$

wenn man die Leistung im Strahlprofil des Empfängers auf 1 normiert. Das vereinfachte Profil eines Cassegrain-Teleskops ähnelt einem Ring: zwischen innerem und äußerem Radius ist $E_{Tel} = 1$, hier gelangt Strahlung bis zum Empfänger, ansonsten gilt $E_{Tel} = 0$. Die Situation ist in Abb. 4.4 dargestellt. Der äußere Durchmesser ist durch die Größe des Sekundärspiegels, der innere durch die Größe der zentralen Abschattung, hier dem Subreflektor (dunkelgrau), gegeben.

Das Strahlprofil von GREAT hat die Form einer Gaußglocke und ist unendlich ausgedehnt ($E_{Emp}(\vec{x}) > 0, \forall \vec{x}$). Aus diesem Profil "schneidet" das Teleskop einen Teil heraus. Die Optik von GREAT wurde so designt, dass der Subreflektor den Mischerstrahl gerade bei einem Edge-Taper von 14 dB (Abschnitt 3.4.1) abschneidet.

Die Größe der Kopplung hängt von der Positionierung des Mischerstrahls auf dem Subreflektor ab. Die schwarze Kurve in Abb. 4.4 zeigt den idealen Fall, dass der Subreflektor zentral getroffen wird. In rot ist der Fall einer Fehljustage dargestellt. Durch die Verrückung wird oben in der Abbildung Leistung aus dem Teleskopbereich entfernt, unten etwas hinzugefügt. Insgesamt sinkt die Leistung im Teleskopbereich und damit die Ausleuchtung.

Bei Abweichungen von der Zentrumsposition kann die Ausleuchtung auch zunehmen, da dann das Maximum der Gaußverteilung aus dem Bereich der zentralen Abschattung herauswandert. Hierzu muss aber die Breite des Gauß'schen Strahl klein gegenüber dem Bereich der zentralen Abschattung ist.

Im Fall des SOFIA-Teleskops und des GREAT-Empfängers mit seinem Edge-Taper von 14 dB ist dies nicht der Fall, wie Abb. 4.5 zeigt. Der Gauß'sche Strahl hat auf dem Subreflektor einen Strahlradius von (Gl. (3.19))

$$w_{SM} = \frac{170 \text{ mm}}{0,3393 \cdot \sqrt{14}} = 133,9 \text{ mm} \quad (4.6)$$

Die Größe des zentralen Abschattungsbereich wird im folgenden als Anteil f_b am Radius des abgeschatteten Spiegels angegeben (Abb. 4.4). Sie kann bei SOFIA durch mehrere Komponenten des Teleskops gegeben sein:

1. Subreflektor vor dem Primärspiegel: Der Subreflektor hat einen Durchmesser von $d_{SM} = 340 \text{ mm}$. Der geblockte Anteil des Durchmesser des Primärspiegels

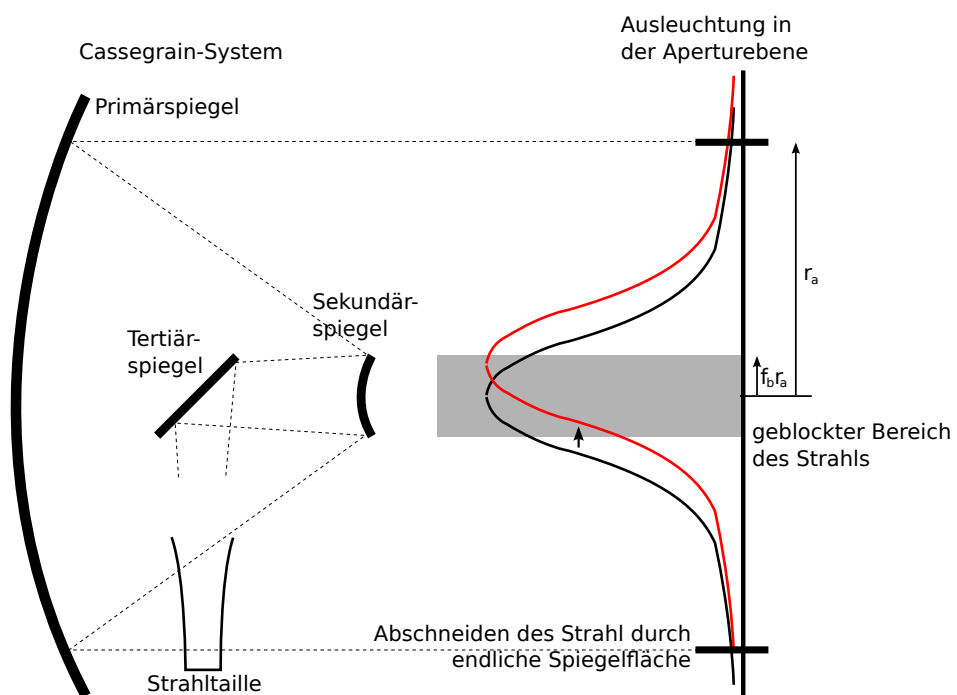


Abbildung 4.4.: Die Ausleuchtung eines Cassegrain-Systems hängt vom Edge-Taper und der Größe der zentralen Abschattung ab: Wie stark der Strahl abgeschnitten wird, ist durch den Edge-Taper festgelegt. Die zentrale Abschattung ergibt sich oft aus der Größe des Sekundärspiegels, beim SOFIA-Teleskop jedoch aus dem besonders großen zentralen Kegel auf dem Subreflektor.

$d_{PM} = 2700$ mm beträgt damit

$$f_b = \frac{340 \text{ mm}}{2700 \text{ mm}} = 0,126$$

2. zentraler Kegel auf dem Subreflektor: Der Kegel streut Licht aus dem Strahlengang, das ansonsten in das Teleskop zurückreflektiert werden würde. Er hat einen Durchmesser von $d_{cone} = 90$ mm. Damit ergibt sich im Verhältnis zum Durchmesser des Subreflektors

$$f_b = \frac{90 \text{ mm}}{340 \text{ mm}} = 0,265$$

3. Tertiärspiegel im Strahlengang zwischen Primär- und Sekundärspiegel: Der Primärspiegel hat eine Brennweite von $f = 3200$ mm. Das Zentrum des Tertiärspiegels befindet sich $l = 992,4$ mm vom Vertex des Primärspiegels entfernt. Der projizierte Durchmesser des Spiegel ist $d_{TM} = 354$ mm. Mit Hilfe des Strahlensatzes ist

$$\frac{f_b \cdot d_{PM}/2}{f} = \frac{d_{TM}/2}{f - l - d_{TM}/2}$$

$$f_b = 0,207$$

Demnach ist der größte Abschattungsbereich gegeben durch den Kegel auf dem Subreflektor, resultierend aus seinem großen Durchmesser. Dieser ist notwendig, um einen großen Chop-Winkels des Subreflektors zu ermöglichen.

Abb. 4.5 zeigt den Anteil der Leistung, die auf den Primärspiegel gelangt, an der Gesamtleistung im GREAT-Strahl. Der breite Strahl am Subreflektor (Gl. (4.6)) sorgt einerseits dafür, dass die Kopplung zwischen GREAT-Strahl und Teleskop nur etwa 50% beträgt, andererseits jedoch auch dafür, dass sie recht unempfindlich gegenüber Fehljustagen ist.

Durchführung

Auch für die Messung der Strahlpositionen am Subreflektor wird zunächst der Referenzlaser aufgesetzt um zu überprüfen, ob der Laser als Indikator für die optische Achse von GREAT mit der optischen Achse des Teleskops übereinstimmt. Im Idealfall trifft der Laser das Zentrum des Subreflektors. Vor den Flugserien im April und Juli 2011 lag der Laserreflex einige cm links oberhalb des Zentrums (Abb. 4.6).

Zur Positionsmessung der Mischerstrahlen wird im Anschluss vor dem Subreflektor eine Absorbermatte mit aufgezeichnetem Koordinatensystem befestigt. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Zentrum des Spiegels. Die Position des Laserreflex wird auf der Matte eingezeichnet. Der Referenzlaser wird entfernt und beide L-Kanäle in Betrieb genommen. Nun wird die Ausgangsleistung der Mischer

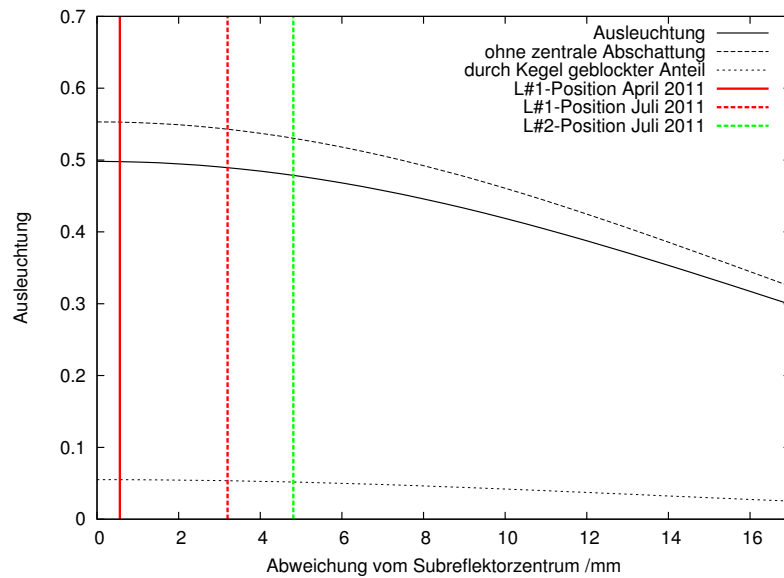


Abbildung 4.5.: Ausleuchtung des SOFIA-Teleskops und die Positionen der Mischerstrahlen vor den early-science-Flügen.

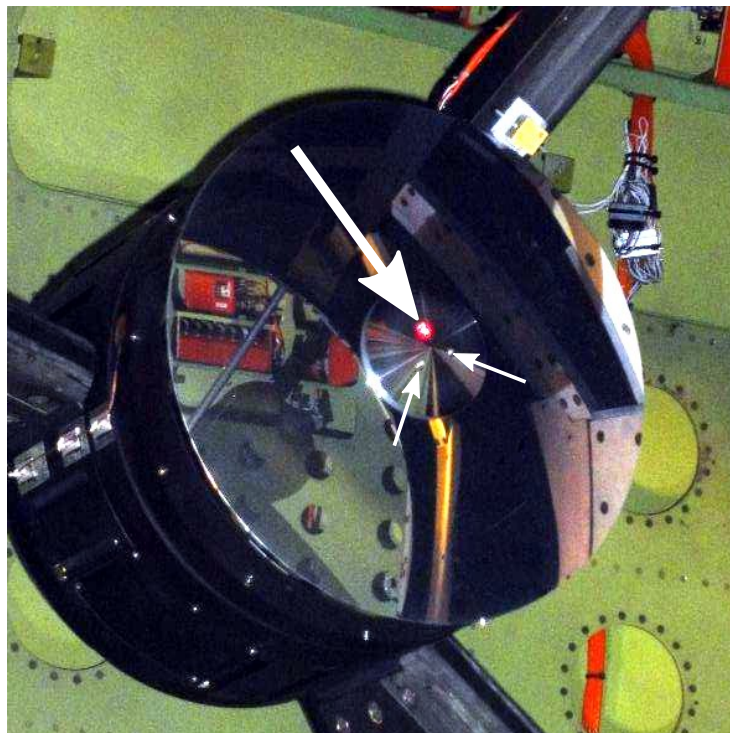


Abbildung 4.6.: Bild des Subreflektors mit Reflex des Justagelasers (dicker Pfeil). Dieser liegt ziemlich genau auf einer Befestigungsschraube des zentralen Kegels. Die sichtbaren Schrauben sind mit kleinen Pfeilen markiert.

gemessen in Abhängigkeit der Position eines in flüssigem Stickstoff gekühlten Paddels vor dem Subreflektor. Ist die Kopplung zwischen kaltem Paddel und Mischer groß, ergibt sich eine kleinere Ausgangsleistung als bei kleinerer Kopplung. Dann sieht der Mischer eher die Matte auf Raumtemperatur.

Methoden zur Positionsbestimmung

Vor den short-science-Flügen im April wurde vom Zentrum ausgehend das Paddel langsam in alle vier Richtungen bewegt und der Abstand des Paddels vom Spiegelzentrum bei einer vorher festgelegten Ausgangsleistung notiert. Aus den Mittelwerten der rechts-links und oben-unten Wertepaare ergab sich die Lage des Strahls. Aufgrund des schlechten Signal-zu-Rauschverhältnisses beim 1.9 THz-Kanal wurde nur der L#1-Kanal vermessen.

Vor den basic-science-Flügen im Juli wurde eine veränderte Methode angewandt, da ein schlechteres Signal-zu-Rauschverhältnis als im März/April vorlag und auch die Position des L#2-Kanal interessierte. Das Paddel wurde schrittweise in beiden Koordinatenrichtungen bewegt und auf jeder Position das Ausgangssignal mit Hilfe eines ADCs und eines Linux-Scripts einige Sekunden aufintegriert (Abb. 4.8). Mittels eines Gaußfits an die Datenpunkte konnte so die Position ermittelt werden.

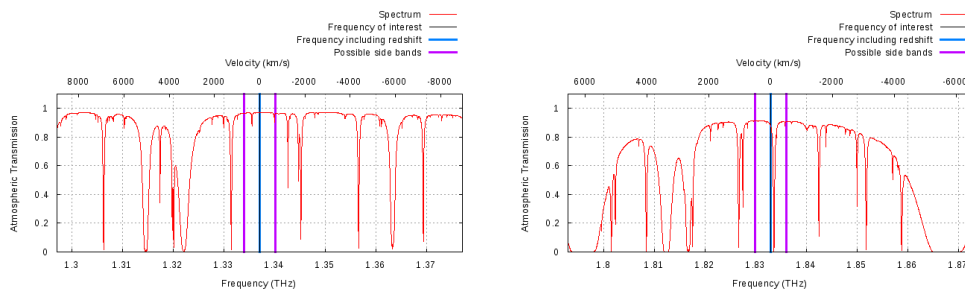


Abbildung 4.7.: Transmission im Bereich um 1337 GHz (links) und 1833 GHz (rechts), berechnet mit dem ATRAN-Modell [55] (mit Hilfe des DSI/GREAT Time Estimator, Höhe 41000 Fuß, pwv 10 μm , Elevation 40°).

Frequenzen

Die Entfernung zwischen Mischern und Subreflektor beträgt etwa 8 m. Aufgrund des langen Weges durch die Atmosphäre ist die Absorption entsprechend hoch. Im Juli wurde diese Situation durch die höheren Temperaturen gegenüber April und die daher höhere Luftfeuchtigkeit im Flugzeug verschlimmert. Als Gegenmaßnahme wurde einerseits während der Messungen trockene Pressluft in die Nasmyth-Röhre geblasen und andererseits die beobachteten Frequenzen so gewählt, dass die Transmission möglichst hoch war und in keinem der Seitenbänder atmosphärische Absorptionslinien auftraten. Die verwendeten Frequenzen für die Messungen vor

der zweiten Flugserie betragen 1337 GHz und 1833 GHz. Abb. 4.7 zeigt die Transmission bei diesen Frequenzen, berechnet für eine Flughöhe von 41000 Fuß zur Verdeutlichung der Absorptionslinien. Auf Bodenniveau liegt die Transmission nur bei wenigen Prozent und die Linien sind stark druckverbreitert.

Positionen

Abb. 4.8 zeigt die gemittelten Datenpunkte der Messungen vor der zweiten Flugserie. Die Versatzwerte, auch der Messungen zu den April-Flügen, stehen in Tab. 4.4. Alle Werte waren klein genug, um nicht zu einer Verschlechterung der Ausleuchtung zu führen (Abb. 4.5).

4.1.4. Pointing

Das Pointing wurde zu Beginn der ersten beiden Flugserien an Saturn überprüft. Saturn ist wegen seines Ringsystems in einer Koordinaten zwar etwas ausgedehnter, jedoch entspricht sein mittlerer Durchmesser – Anfang April 2011 betrug er $19,2''$, im Juli $17,2''$ – etwa dem Strahldurchmesser der L-Kanäle am Himmel (L#1: $20''$, L#2: $16''$). Er war daher gut geeignet, um die optischen Parameter von GREAT zu bestimmen. Nach dem Anfahren der Planetenposition durch den Telescope Operator wurden hierzu mehrere Kreuzscans um die nominale Quellenposition am Himmel gefahren und durch Anpassen von Gaußkurven an den Signalverlauf die Offsets der optischen Achse des Instruments von der optischen Achse des Teleskops (Boresight-Position) bestimmt.

Die Graphen in Abb. 4.9 zeigen die ersten Scans mit dem L#1-Kanal um die Saturn-Position zu Beginn des zweiten April-Flugs. Die Justage konnte aufgrund technischer Probleme auf dem ersten Flug nicht abgeschlossen werden. Oben sind die Scans entlang Deklination, unten die Scans entlang Rektaszension jeweils in positive (links) und negative (rechts) Koordinatenrichtung aufgetragen. Die gemittelten Offset lagen bei $-2,35''$ in Rektaszension und $0,7''$ in Deklination. Nach mehrere Iterationen betragen die finalen Korrekturparameter in der Boresight dann $(-1,20; 0,78)$ mm in x- und y-Richtung für die April-Flüge. Die Abweichung des Pointing zwischen den L-Kanälen betrug $1,53''$, was etwa mit dem erwarteten Wert (Tab. 4.3) aus den Positionsmessungen in der Fokalebene entspricht. Für die zweite Flugserie im Juli wurden Boresight-Werte von $(-2,0; 2,4)$ mm ermittelt, das Co-Alignment am Himmel betrug $4,8''$.

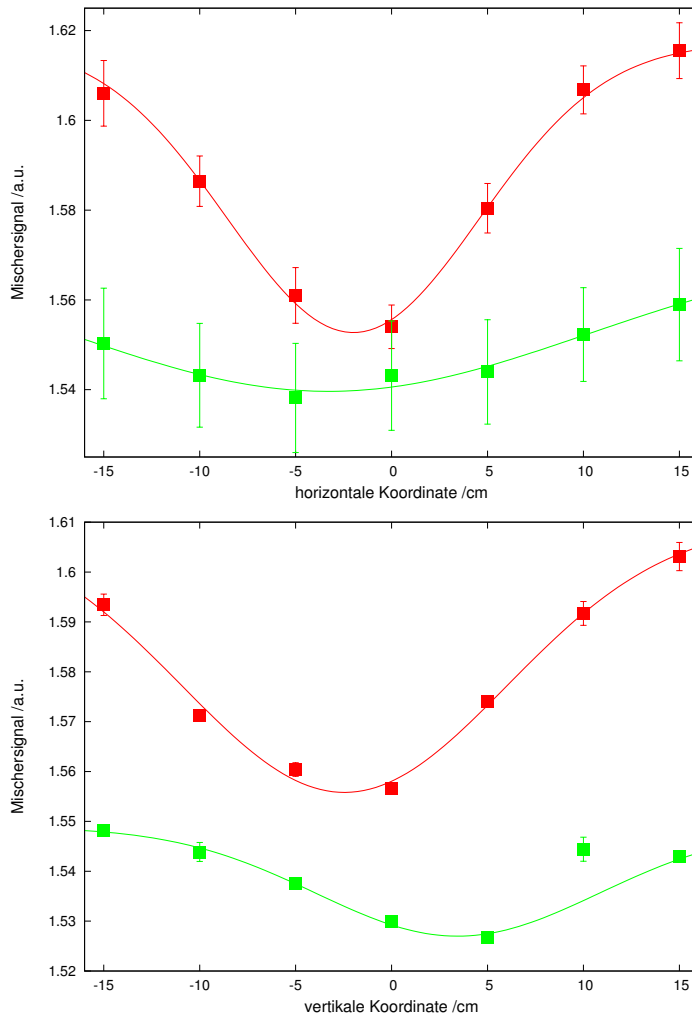


Abbildung 4.8.: Gemessene Ausgangsleistung der Mischer bei verschiedenen horizontalen (oben) und vertikalen (unten) Paddelpositionen auf dem Subreflektor; L#1 -Kanal in *Rot*, L#2 -Kanal in *Grün*. 0 cm entspricht dem Zentrum des Subreflektors. Die Kurven sind angepasste Gaußkurven an die Datenpunkte. Die Position des Minimums zeigt Tab. 4.4.

	Frequenz	hor. Koordinate	vert. Koordinate	Datum
L#1 -Kanal		0,25 cm links	0,5 cm unten	19.03.2011
L#1 -Kanal	1337 GHz	2,0 cm links	2,5 cm unten	07.07.2011
L#2 -Kanal	1833 GHz	3,3 cm links	3,5 cm unten*	

Tabelle 4.4.: Positionen der Mischerstrahlen am Subreflektor relativ zum Zentrum. Die angegebenen Ergebnisse vom 07.07.2011 sind die Erwartungswerte der Gaußfits aus Abb. 4.8, *Fit ohne Messwert bei 10 cm.

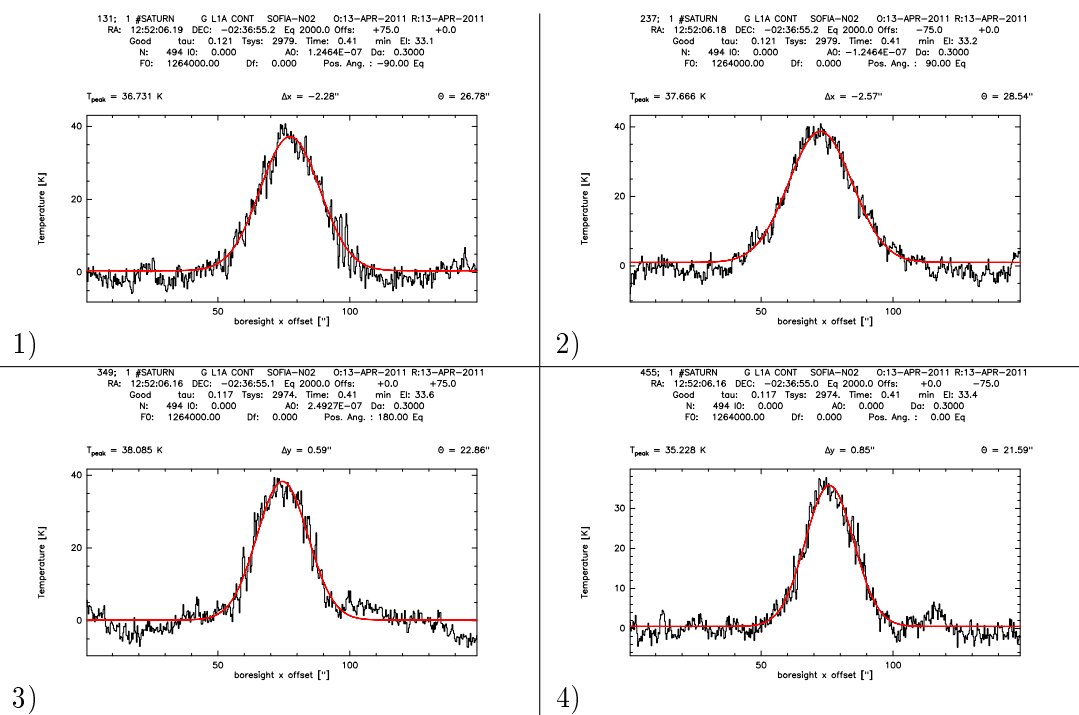


Abbildung 4.9.: Totalpower-Scans (Breite $150''$) um die nominale Position von Saturn mit dem L#1-Kanal zu Beginn des zweiten Flugs im April 2011. Obere Zeile: Scan in Deklination; untere Zeile: Scan in Rechtsaszension; linke Spalte: Scan in positiver Richtung; rechte Spalte: Scan in negativer Richtung.

4.2. Empfindlichkeit des Empfängers

Die Empfindlichkeit von GREAT wird nach der Y -Faktor-Methode ermittelt (Anhang A). Die hot-load besteht aus einem mit Absorberlack überzogenen Trichter, der sich auf Raumtemperatur befindet. Als cold-load kommt ein mit flüssigem Stickstoff gefüllter Dewar, der in die GREAT-Struktur eingesetzt wird, zum Einsatz. Die Mischer schauen durch ein Fenster auf einen im Dewar befestigten Konus, der Kontakt zum Stickstoff hat. Die Eingangsleistung, die die cold-load an den Mischer sendet, hängt daher auch von der Transmission $t(f)$ des Fensters ab,

$$\begin{aligned} P_{cold} &= t \cdot P(77\text{ K}) + (1 - t) \cdot P(T_{amb}) \\ T_{cold} &= t \cdot 77\text{ K} + (1 - t) \cdot T_{amb} \end{aligned} \quad (4.7)$$

mit der Umgebungstemperatur T_{amb} . Zusätzlich kann sich durch Reflexionen am Fenster eine Stehwelle auf dem optischen Pfad zum Fenster aufbauen. Hierauf wird im zweiten Abschnitt dieses Unterkapitels eingegangen. Der erste Abschnitt behandelt die Bestimmung der optimalen Vorspannung U_{Bias} der HEBs, bei der ihre Empfindlichkeit maximal ist. In einem weiteren Unterkapitel wird auf Korrekturen der Rauschtemperaturberechnung aufgrund der veränderten Eingangsleistung bei einem load-Wechsel eingegangen. Der letzte Teil zeigt die gemessenen Rauschtemperaturen der L-Kanäle in Abhängigkeit der Frequenz.

4.2.1. Bias-Punkte der Mischer

Die optimalen Arbeits-(Bias-)punkte der Mischer wurden über Bias-Scans ermittelt. Hierbei wird die Bias-Spannung U_{Bias} eines Mischers bei fester LO-Ausgangsleistung variiert, während der Mischerstrom I_{Bias} und die Mischerausgangsleistung P_{out} kontinuierlich gemessen werden. Es wird eine Messreihe bei Verwendung der hot-load als Kalibrationslast aufgenommen und möglichst zeitnah, um den Einfluss von Systemdriften zu minimieren, eine weitere unter Verwendung der cold-load. Aus den gemessenen $P_{out}^{hot}(U_{Bias})$ und $P_{out}^{cold}(U_{Bias})$ kann im Anschluß der Y -Faktor in Abhängigkeit von U_{Bias} bestimmt werden. Der optimale Arbeitspunkt ist durch die niedrigste Rauschtemperatur gegeben.

Abb. 4.10 zeigt je eine exemplarische Bias-Kurve des L#1- und L#2-Kanals. Eine mögliche Abhängigkeit des Punktes mit minimalem T_{rec} von der LO-Frequenz wurde durch Messungen an verschiedenen Orten im LO-Band überprüft, zeigte sich aber nicht, wie in Abb. 4.11 und Abb. 4.12 zu sehen ist. Der L#1-HEB zeigt ein Minimum im Bereich 0,4 – 0,45 mV. Wegen seiner besseren Stabilität bei höheren Spannungen wurde aber eine leichte Verschlechterung der Empfindlichkeit in Kauf genommen und der Arbeitspunkt auf

$$U_{Bias}^{L\#1} = 0,55\text{ mV} \quad \text{mit} \quad I_{Bias}^{L\#1} \approx 0,67\text{ mA}$$

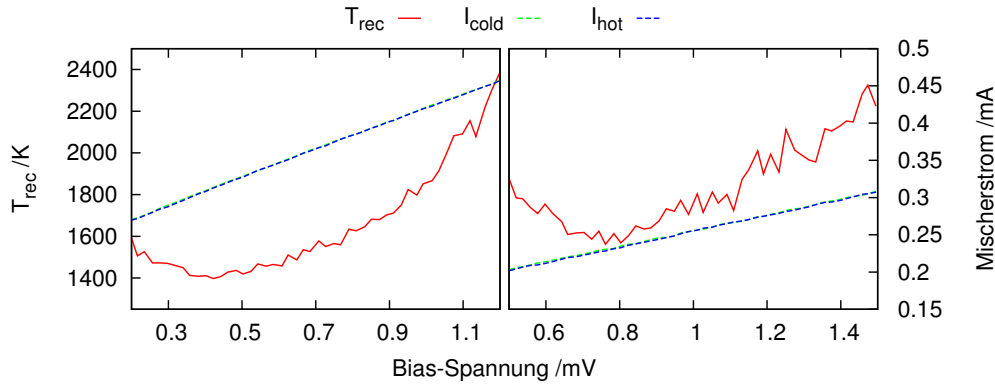


Abbildung 4.10.: Bias-Scan des L#1-Kanals (links) und des L#2-Kanals (rechts) bei 1495,173 GHz und 1900,000 GHz. Der L#1-Kanal zeigt ein etwas deutlicheres Minimum als der L#2-Kanal.

festgelegt.

Der L#2-Mischer ist im Bereich um 0,8 mV am empfindlichsten. Im Laufe der Inbetriebnahme von GREAT hat sich daher ein Bias-Punkt von

$$U_{\text{Bias}}^{\text{L}\#2} = 0,78 \text{ mV} \quad \text{mit} \quad I_{\text{Bias}}^{\text{L}\#2} \approx 0,45 \text{ mA}$$

durchgesetzt.

4.2.2. Interne Cold-load

Stehwelle am Fenster

Rauschtemperaturmessungen über das IF-Band zeigten immer wieder bei wechselnden LO-Frequenzen unterschiedlich stark ausgeprägte Stehwellen. Vor allem der L#1-Kanal war hiervon betroffen. Abb. 4.13 zeigt in Rot eine Ausprägung der Stehwelle im Spektrum bei $f_{\text{LO}} = 1260 \text{ GHz}$. Durch Verrücken der cold-load innerhalb ihrer Befestigungen, Drehen oder Verkippen konnten die Amplitude und Phase beeinflusst werden. Jedoch zeigte sich kein Muster, das die Ermittlung einer optimalen cold-load-Position erlaubt hätte.

Bis zu den Juli-Flüge war ein 0,99 mm starkes high-density-polyethylen (HDPE) Fenster verbaut. Das Fenster war gegen die Strahlrichtung geneigt, um Rückreflexionen zu verhindern, bog sich aber wegen des Vakuums im Inneren des Dewars stark durch, wodurch ein Teil des Fensters wieder senkrecht zur optischen Achse stand. Um den Einfluss des Fensters zu bestimmen, wurde eine neue (externe) cold-load entworfen, die an den SI-Flansch montiert wird und deren Signal ohne Fenster auf die Mischer gelangt. Durch Messungen mit dieser load und später auch mit ausgebautem cold-load-Fenster konnte eine Reflexion am Fenster nachgewiesen werden. In Abb. 4.13 ist ein deutlicher Rückgang der Stehwelle zu sehen, sobald sich kein

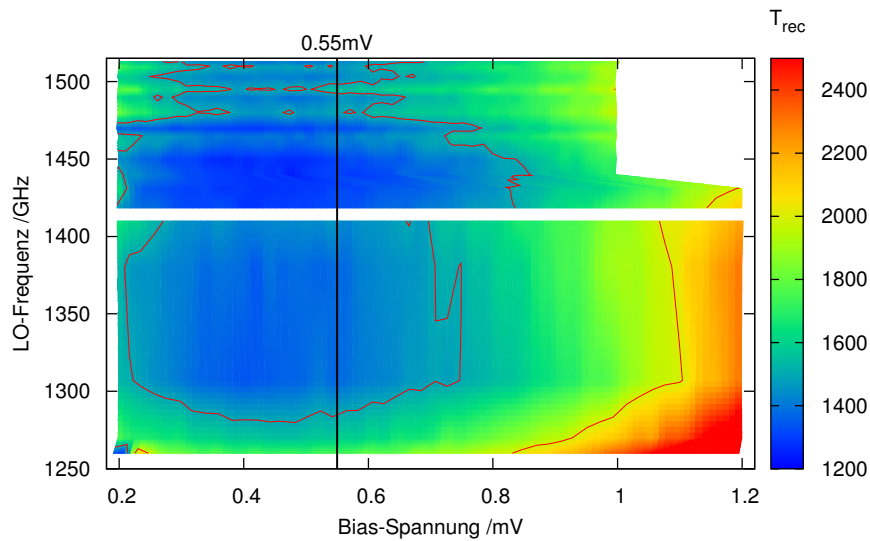


Abbildung 4.11.: Rauschtemperatur in Abhängigkeit der Bias-Spannung und der LO-Frequenz für den L#1-Kanal. Der verwendete Arbeitspunkt liegt bei 0,55 mV. Konturlinien: 1500 K und 2000 K. Die Karte wurde aus Bias-Scans bei 1260 GHz, 1270 GHz, 1307 GHz, 1380 GHz, 1410 GHz, 1418 GHz, 1431 GHz, 1440 GHz, 1450 GHz, 1460 GHz, 1465 GHz, 1470 GHz, 1480 GHz, 1490 GHz, 1495 GHz, 1500 GHz, 1503 GHz, 1510 GHz, 1512 GHz und 1520 GHz interpoliert. Die Unterbrechung bei 1410 GHz entsteht durch die zwei verwendeten Vervielfacherketten.

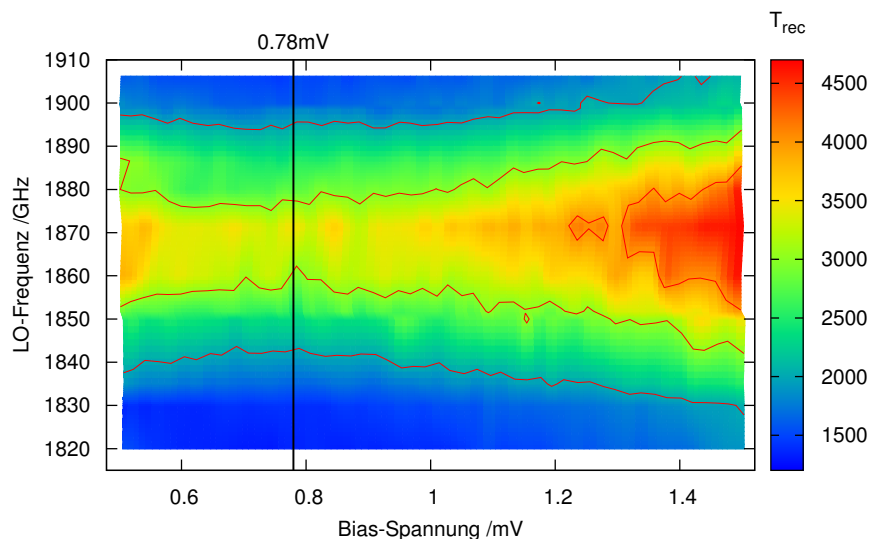


Abbildung 4.12.: Rauschtemperatur in Abhängigkeit der Bias-Spannung und der LO-Frequenz für den L#2-Kanal. Der verwendete Arbeitspunkt ist durch einen Strich bei 0,78 mV markiert. Die Konturlinien liegen bei 2000, 3000, 4000 K. Verwendete Scans: 1820 GHz, 1830 GHz, 1835 GHz, 1850 GHz, 1852 GHz, 1860 GHz, 1872 GHz, 1880 GHz, 1887 GHz, 1899 GHz, 1900 GHz, 1906 GHz. Die Rauschtemperatur steigt in der Bandmitte stark an (vgl. Abschnitt 4.2.4)

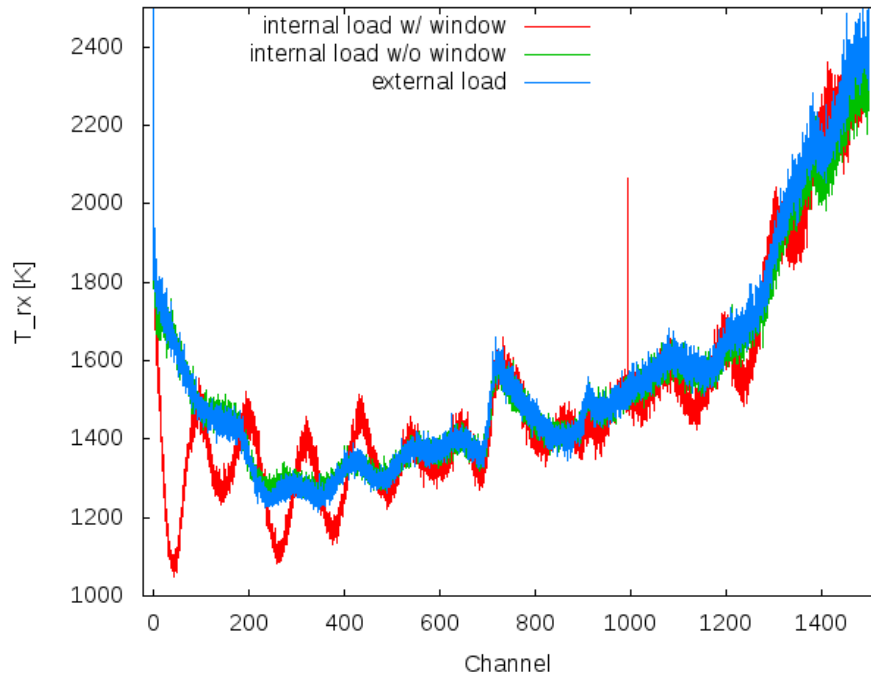


Abbildung 4.13.: Messungen mit (rot) und ohne (grün/blau) Fenster im optischen Pfad. Die Spektren, gemessen mit externer load und mit interner load ohne Fenster, sind beinahe identisch und zeigen nur noch eine Stehwelle mit geringer Amplitude.

Fenster im Strahlengang befindet. Vor den Juli-Flügen wurde es daher gegen ein steiferes, 2 mm Exemplar ausgetauscht.

Transmissionkurve des Fensters

Bei der Auswertung der ersten Daten von GREAT im April zeigte sich, dass die aus den Spektren berechneten Wasserdampf-Werte für die beiden L-Kanäle nicht übereinstimmten. Während die Kalibrationssoftware für den L#1-Kanal konsistente Werte um $10\ \mu\text{m}$ lieferte, ergaben die Berechnungen für den 1.9 THz-Kanal meistens einen Wert von $0\ \mu\text{m}$. Dies folgte daraus, dass die gemessene Hintergrundhelligkeit des Himmels zu klein für die gemessene Außentemperatur war und die Kalibrationssoftware daher den pwv-Wert auf 0, entsprechend einer absolut trockenen Atmosphäre, herunterregelte. Eine mögliche Erklärung war eine zu hoch angenommene Transmission des cold-load-Fensters im L#2-Band. Hierdurch würde die in die Kalibration eingehende cold-load-Temperatur zu klein berechnet.

Um die Transmission des verwendeten Fensters überprüfen zu können, wurden zunächst die Y -Faktoren mit der internen und externen load, Y^{int} und Y^{ext} bestimmt, sowie die Rauschtemperatur mit der externen load T_{rec}^{ext} berechnet (Annahme $T_{cold}^{ext} = 80\ \text{K}$). Die Rauschtemperatur, als Maß für die Empfindlichkeit des Empfängersystems, muss für beide loads gleich sein. Daher kann nun die zur Ein-

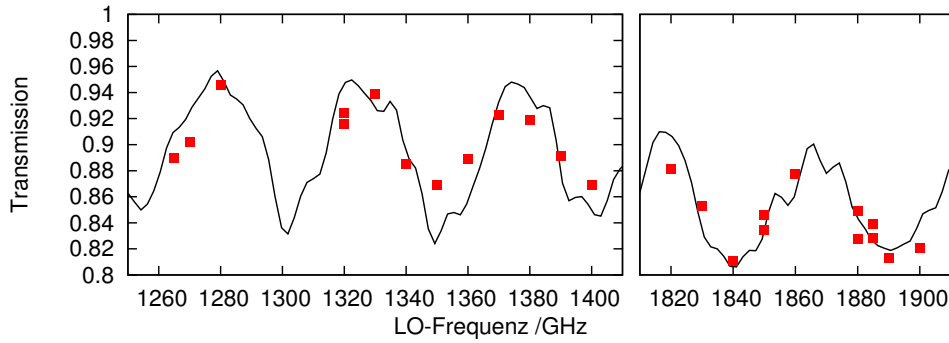


Abbildung 4.14.: Vergleich der verwendeten Transmissionskurve und der mit Hilfe der externen load gemessenen Daten.

gangsleistung bzw. Y -Faktor der internen load äquivalente Temperatur T_{cold}^{int} bestimmt werden

$$\begin{aligned}
 T_{rec}^{ext} &\stackrel{!}{=} \frac{T_{hot} - Y^{int} \cdot T_{cold}^{int}}{Y^{int} - 1} \\
 \Leftrightarrow T_{cold}^{int} &= \frac{T_{hot} - (Y^{int} - 1) \cdot T_{rec}^{ext}}{Y^{int}} \quad (4.8)
 \end{aligned}$$

und mittels Gl. (4.7) die Transmission t ,

$$t = \frac{T_{hot} - T_{cold}^{int}}{T_{hot} - T_{cold}^{ext}} \quad (4.9)$$

Da sich die hot-load auf Raumtemperatur befindet gilt $T_{amb} = T_{hot}$.

Abb. 4.14 zeigt die Kurve des 2mm Fensters und die gemessenen Werte. Die Datenpunkte folgen dem Verlauf der Kurve mit Abweichungen von maximal 5%. Innerhalb der Messgenauigkeit mit der externen cold-load wurde die Transmissionskurve damit bestätigt und daher für die Juli-Flüge verwendet.

4.2.3. Direct-detection Effekt

Bei der Bestimmung der Empfindlichkeit des Empfängers muss beachtet werden, dass der Konversionsfaktor¹ G eines HEB nicht konstant ist, sondern von der gesamten einfallenden Leistung abhängt. Sie definiert den ‘‘Pumplevel’’ eines HEB.

Hierbei wird meist vernachlässigt, dass auch durch einen Wechsel des betrachteten Schwarzkörpers die Gesamteingangsleistung und damit der Gain eines Mixers geändert wird [54]. Die Leistung des Schwarzkörpers, auch wenn sie sehr klein gegenüber der LO-Leistung ist, heizt die Elektronen des HEB ebenso auf, wie die Strahlung des LO. Mit kleiner werdendem HEB-Volumen nimmt der ‘‘direct-detection’’-Effekt zu, denn es sind weniger Elektronen vorhanden und selbst kleine Leistungsänderungen führen zu großen Temperaturänderungen des Elektronengas.

¹engl. gain

Ein Maß für den Pumplevel eines HEB ist der Biasstrom I_{Bias} bei einer bestimmten Biasspannung U_{Bias} . Eine Änderung der Temperatur der betrachteten Last geht damit mit einer Änderung im Strom einher. I_{Bias} ist einerseits gegeben durch den Strom I_{nom} , hervorgerufen durch die angelegte Biasspannung und die einfallende LO-Leistung P_{LO} , und andererseits durch den Strom, resultierend aus der zusätzlichen Strahlungsleistung P_{Last} der betrachteten Last,

$$I_{\text{Bias}} = I_{\text{nom}}(U_{\text{Bias}}, P_{\text{LO}}) - S(U_{\text{Bias}}, P_{\text{LO}}) \cdot P_{\text{Last}} \quad (4.10)$$

$S(U_{\text{Bias}}, P_{\text{LO}})$ ist hierbei die Empfindlichkeit des HEB bei gegebener Biasspannung und LO-Leistung ohne Last. Im Bereich um den optimalen Pumplevel eines HEB, d.h. mit höchster Empfindlichkeit, hängen Gain und Mischerstrom monoton von einander ab [19]. Die Ausgangsleistung des Mixers ist gegeben durch

$$P_{\text{out}} = 2 \cdot k_B \cdot B_{\text{IF}} \cdot G \cdot (T_{\text{rec}} + T_{\text{Last}}) \quad (4.11)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B , der ZF-Bandbreite B_{IF} , der Rauschtemperatur des Empfängersystems T_{rec} und der Temperatur der Last T_{Last} . Mit zunehmender Eingangsleistung, also steigendem T_{Last} sinkt der Mischerstrom und damit ebenfalls der Konversionsfaktor; das HEB wird überpumpt und unempfindlicher. Dies schlägt sich auch im berechneten Y-Faktor

$$Y = \frac{P_{\text{out}}^{\text{hot}}}{P_{\text{out}}^{\text{cold}}} = \frac{G^{\text{hot}} \cdot (T_{\text{hot}} + T_{\text{rec}})}{G^{\text{cold}} \cdot (T_{\text{cold}} + T_{\text{rec}})} \quad (4.12)$$

und damit in der Rauschtemperatur nieder. G_{hot} und G_{cold} sind hierbei die bei diesen Gesamteingangsleistungen bestehenden Konversionsfaktoren. Da $G^{\text{cold}} > G^{\text{hot}}$, wird Y unterschätzt und die gemessene Rauschtemperatur steigt, wenn der “direct-detection”-Effekt nicht kompensiert wird.

Um den Effekt in der Berechnung des Y -Faktors für die GREAT-Kanäle zu korrigieren, wurde die $\frac{\Delta G}{G}$ -Methode angewendet. Sie basiert auf einer Abschätzung der Änderung des Konversionsfaktor durch Messung der Stromänderung beim Wechsel zwischen den Kalibrationslasten.

Der Konversionsfaktor der hot-load kann dargestellt werden als $G_{\text{hot}} = G_{\text{cold}} - \Delta G$. Damit folgt für den gemessenen Y -Faktor

$$Y_{\text{meas}} = Y_{\text{linear}} \cdot \left(1 - \frac{\Delta G}{G}\right) \quad (4.13)$$

Y_{linear} ist der gesuchte Y -Faktor ohne “direct-detection”-Effekt. Zunächst wird experimentell der normierte gain G_n bei verschiedenen Mischerströmen bestimmt,

$$G_n = \frac{P_{\text{out}}^{\text{hot}} - P_{\text{out}}^{\text{cold}}}{2k_B B_{\text{IF}} \cdot (T_{\text{hot}} - T_{\text{cold}})} \quad (4.14)$$

Durch Fit eines angemessenen hochgradigen Polynoms an die Messdaten erhält man eine Funktion $G(I_{\text{Bias}})$. Aus der Ableitung $\frac{dG_n}{dI_{\text{Bias}}}$ der gefundenen Funktion kann

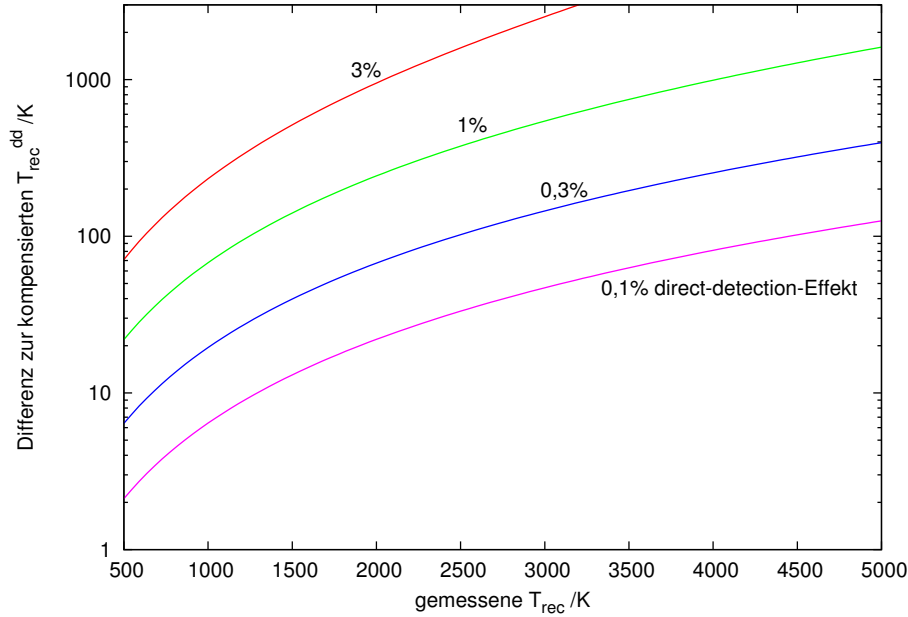


Abbildung 4.15.: Differenz zwischen gemessener und um den “direct-detection”-Effekt kompensierter Rauschtemperatur in Abhängigkeit des gemessenen Werts und der Stärke des “direct-detection”-Effekts. Die Rauschtemperaturen wurden berechnet mit $T_{hot} = 300$ K und $T_{cold} = 80$ K.

dann die Änderung des Konversionsfaktors bei gemessener Stromänderung ΔI_{Bias} zwischen hot- und cold-load berechnet werden,

$$\Delta G = \frac{dG_n}{dI_{Bias}} \cdot \Delta I_{Bias} \quad (4.15)$$

Mit Hilfe des korrigierten Y -Faktors kann weiter eine korrigierte Rauschtemperatur berechnet werden. Abb. 4.15 zeigt die Differenz $\Delta T_{rec} = T_{rec}^{meas} - T_{rec}^{dd}$ zwischen gemessener und korrigierter Rauschtemperatur für verschiedene Stärken des “direct-detection”-Effekts.

Messungen und Ergebnisse

Das experimentelle Vorgehen zur Größenabschätzung des Effekts war folgendes: Es wurden bei vier verschiedenen Werten für U_{Bias} – verteilt um den optimalen Spannungswert – der Mischerstrom und die Ausgangsleistung bei Betrachtung der hot-load und der cold-load gemessen ($\rightarrow I_{hot/cold}^i, P_{hot/cold}^i$ mit $i = 1 \dots 4$). Die Ausgangsleistungen wurden gegen den Mischerstrom der entsprechenden load aufgetragen. An die Graphen wurde eine Ausgleichsgerade angepasst und aus der Differenz der Geraden die Stromänderung am optimalen Biaspunkt interpoliert.

Die Messungen wurden im Rahmen der Kalibration des cold-load-Fensters durchgeführt. Es liegen daher Messwerte mit interner und externer load vor. So können

auch die Stromdifferenzen zwischen hot-load und interner cold-load, sowie zwischen hot-load und externer cold-load verglichen werden.

Für den L#1-Kanal liegen Messungen von Juli und September 2011 vor. Sie sind in Abb. 4.16 gegen die LO-Frequenz aufgetragen. Die vier gemessenen Stromänderungen einer Messung pro Frequenzpunkt wurden gemittelt und auf den Strom bei Betrachtung der hot-load normiert. Die Stromänderung zwischen hot-load und externer cold-load beträgt im Mittel nur 0,26%. Die Streuung dieser Werte ist, trotz der weit auseinanderliegenden Zeiten der Messreihen, klein. Man kann also davon ausgehen, dass mit der externen load der “direct-detection”-Effekt reproduzierbar abgeschätzt werden kann. Im Gegensatz dazu zeigen die Werte aufgenommen mit der internen cold-load starke Schwankungen. Hier überdeckt die Stehwelle am load-Fenster den “direct-detection”-Effekt und führt zu erratischen Messergebnissen. Bei der durchschnittlichen Rauschtemperatur des 1.4 THz-Kanals von 1500 K (Abschnitt 4.2.4) resultiert ein Rauschtemperaturfehler von ≈ 50 K (Abb. 4.15).

Die Ergebnisse des L#2-Kanal enthält Abb. 4.17. Hier ist die Streuung der Werte mit interner und externer load fast gleich. Es liegen aber auch deutlich weniger Messwerte vor. Die über alle Frequenzen gemittelte Stromänderung beträgt 0,37% bei Verwendung der externen load. Wegen der gegenüber dem L#1-Kanal höheren Rauschtemperaturen (Abschnitt 4.2.4) folgt für diesen Kanal eine Differenz von ≈ 100 K.

Das HEB des M-Kanals wird deutlich kleiner sein, als die der L-Kanäle. Daher ist für diesen Kanal bereits softwareseitig eine Nachregelung der LO-Leistung implementiert, um den Mischerstrom konstant zu halten und damit den “direct-detection”-Effekt zu kompensieren.

4.2.4. Rauschtemperaturen vs. Frequenz

Abb. 4.18 zeigt spektroskopische Rauschtemperaturen der wichtigsten Atom- und Moleküllinien im L#1-Band von GREAT. Die über die IF-Frequenzen gemittelten Rauschtemperaturen sind in Abb. 4.20 zu sehen. Die im Labor gemessenen Werte sind aufgrund der dort vorhandenen Klimaanlage und der entsprechend trockeneren Atmosphäre etwas kleiner als die im Flugzeug (im Hangar) bestimmten.

Die Rauschtemperaturen des L#2-Kanals sind in Abb. 4.19 und Abb. 4.21 dargestellt. Bei den Messungen kam der (leistungsstärkere) L2a-Lokaloszillator zum Einsatz. Der L#2-Kanal erreicht an seinen Bandrändern Werte, die mit dem L#1-Kanal vergleichbar sind. In der Bandmitte jedoch um 1860 GHz weist er eine sehr schlechte Rauschtemperatur auf. Vermutlich gibt hier der verwendete Lokaloszillator neben seiner Ausgangsfrequenz sehr viel zusätzliche Rauschleistung aus, wodurch der Leistungsunterschied durch die verschiedenen Temperaturen der loads nur noch wenig ins Gewicht fällt und die Empfindlichkeit stark verringert wird. Auch beim L#2-Kanal sind die Laborwerte besser als die im Flugzeug gemessenen.

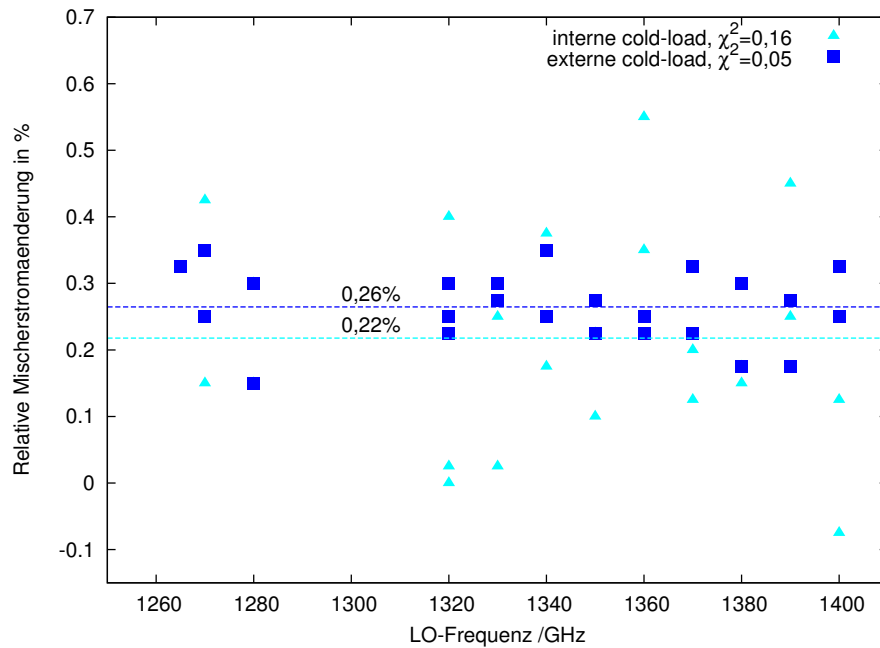


Abbildung 4.16.: Relative Stromänderung zwischen hot- und interner (hellblau) bzw. externer (dunkelblau) cold-load für den L#1-Kanal. Die Messungen wurden im Juli und September 2011 aufgenommen. Die gestrichelten Linien zeigen den Mittelwert der Datenpunkte. Die Streuung bei Verwendung der externen load ist deutlich kleiner als bei der internen.

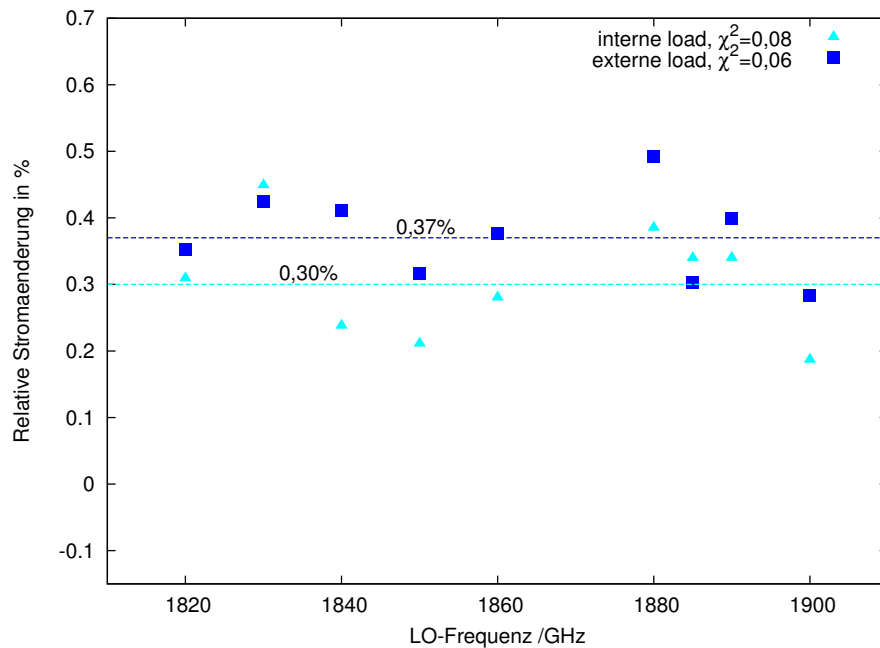


Abbildung 4.17.: Relative Stromänderung zwischen hot- und interner (hellblau) bzw. externer (dunkelblau) coldload für den L#2-Kanal.

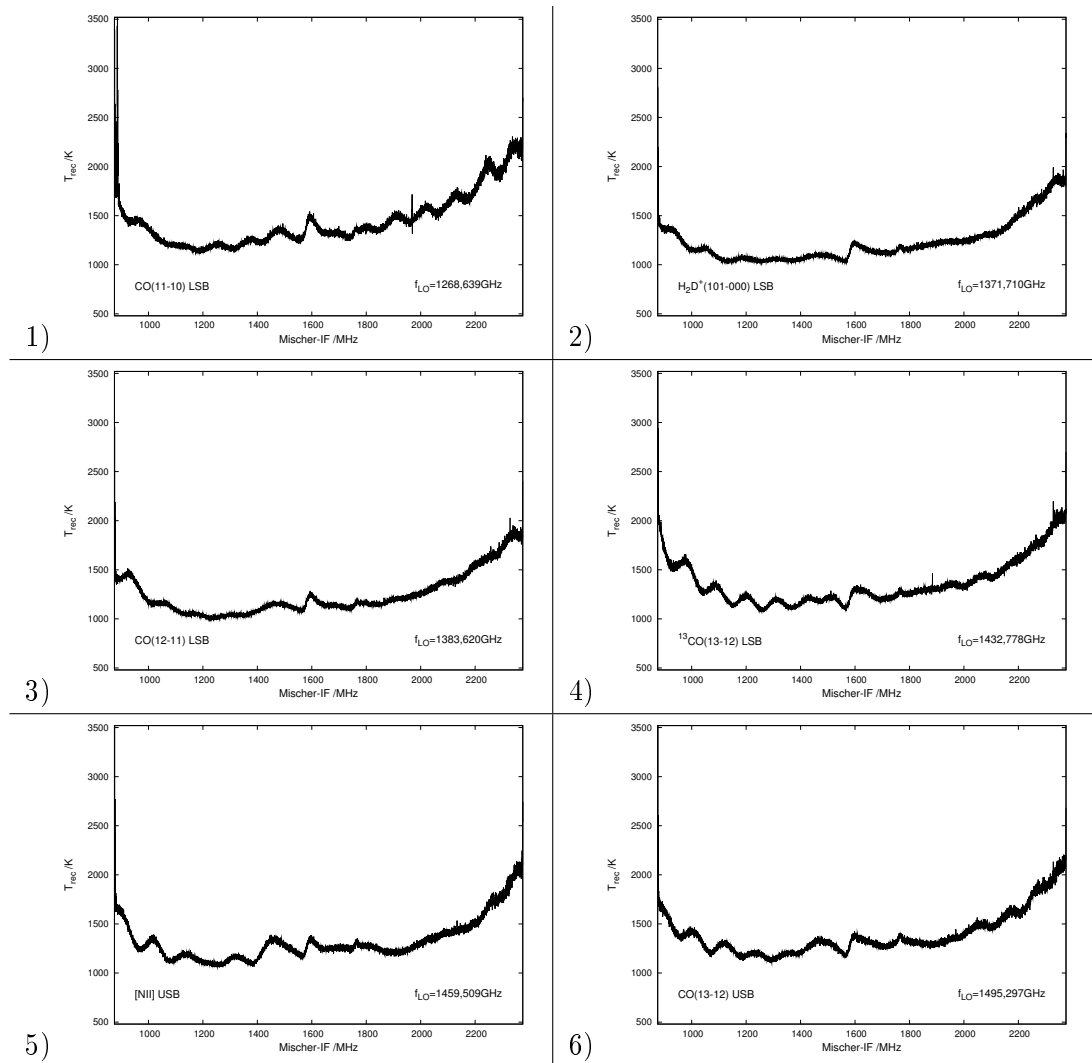


Abbildung 4.18.: Spektroskopische Rauschtemperaturen bei Abstimmung auf die wichtigsten Übergänge im L#1-Band: 1) $\text{CO}(11-10)$ LSB, 2) H_2D^+ LSB, 3) $\text{CO}(12-11)$ LSB, 4) $^{13}\text{CO}(13-12)$ LSB, 5) $[\text{NII}]$ USB, 6) $\text{CO}(13-12)$ USB. Die Spektren wurden bei den Vorbereitungsmessungen für die Juli-Flüge aufgenommen.

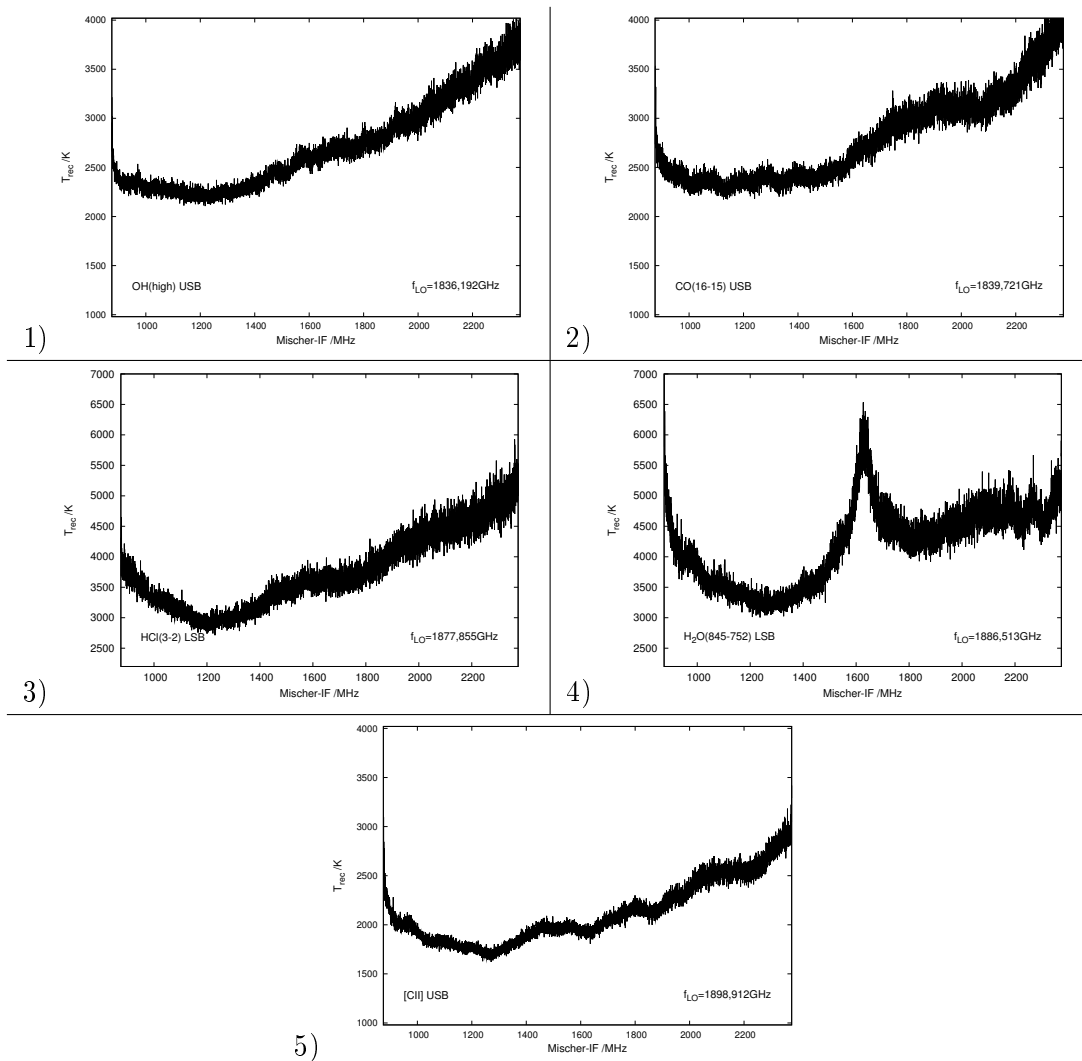


Abbildung 4.19.: Spektroskopische Rauschtemperaturen bei Abstimmung auf einige wichtige Übergänge im L#2-Band: 1) OH(high) USB, 2) CO(16–15) USB, 3) HCl(3–2) LSB, 4) H₂O(845–752) LSB, 5) [ClI] USB. In 4) ist deutlich die Wasserlinie, hervorgerufen durch den Wasserdampf im Flugzeug während der Vorbereitungs-messungen, zu sehen.

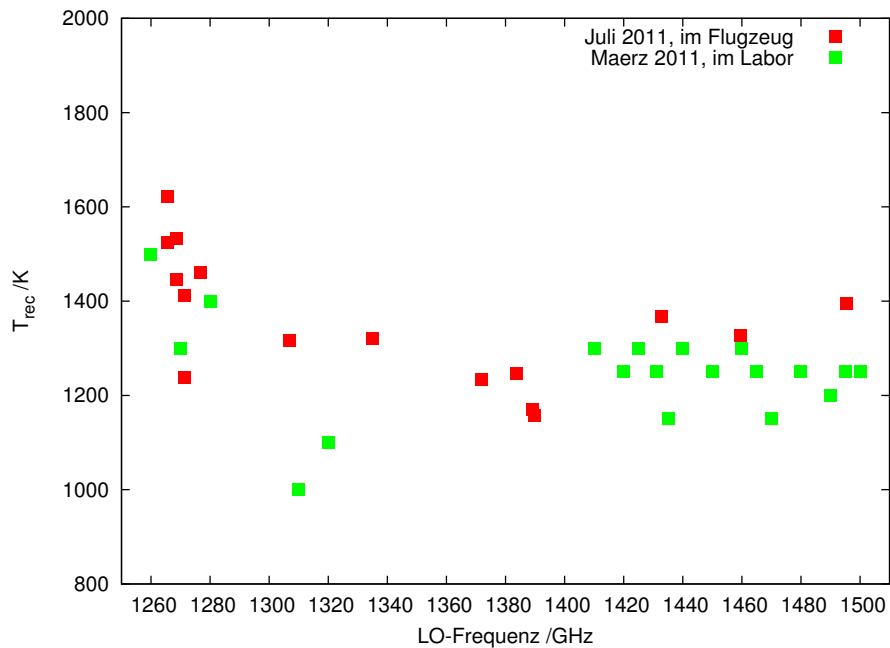


Abbildung 4.20.: Über das IF-Band gemittelte Rauschtemperaturen des L#1-Kanals. Die roten Datenpunkte von Juli 2011 wurden während der Vorbereitungsmessungen an Board im Hangar aufgenommen. Die grünen Datenpunkte wurden vor den short-science-Flügen im Labor gemessen.

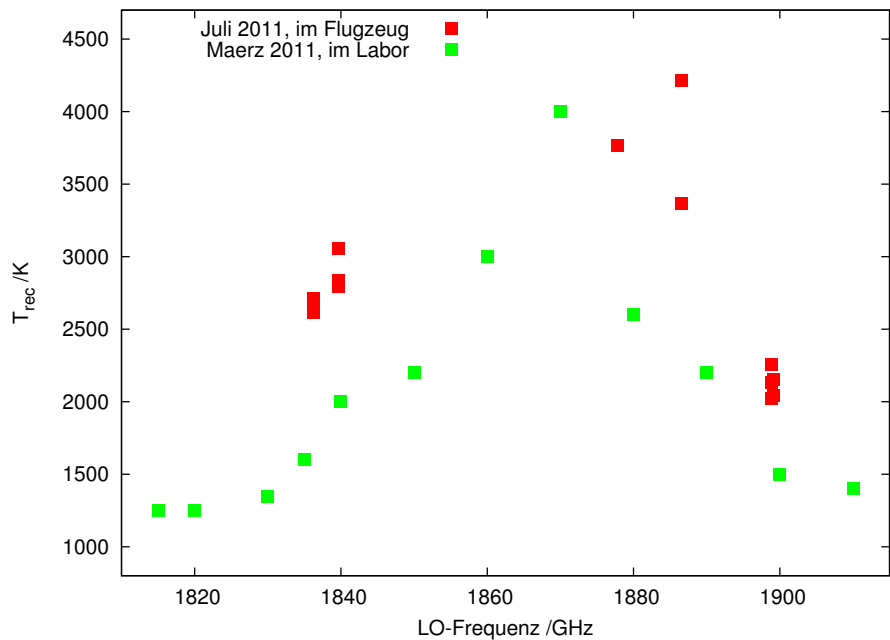


Abbildung 4.21.: Über das IF-Band gemittelte Rauschtemperaturen des L#2-Kanals. Farben wie in Abb. 4.20.

4.2.5. Kreuzpolarisation im optischen Pfad

Zwischen den Juli- und September-Flügen kam eine weitere Vermutung auf, woher Stehwellen auf dem optischen Weg stammen können. Als Diplexer für die L-Kanäle und den M-Kanal kommen MPI (Abschnitt 1.3.4) zum Einsatz, jedoch wurden ausgangsseitig keine Polarisatorgitter verwendet, da die Mischer selber nur eine Polarisation detektieren können. Eine möglicherweise vorhandene, dazu senkrechte Komponente des Feldes wird daher am Mischer reflektiert und gelangt wieder in den optischen Pfad. Eine Stehwelle kann sich nun bilden, wenn ein Teil der nicht-detektierten Polarisation im Folgenden durch den Diplexer in die detektierbare Polarisationsrichtung gedreht wird. Da der Diplexer nur auf die Mittenfrequenz des ZF-Bandes ideal abgestimmt ist, kann dies an den Bandrändern geschehen, denn hier ist die Polarisation ausgangsseitig nicht mehr 100% linear polarisiert, sondern elliptisch [84]. Es bildet sich ein Resonator z.B. zur cold-load.

Daher wurde ein zusätzliches Gitter zwischen Diplexer und Kryostatenfenster platziert, das die unerwünschte Kreuzpolarisation aus dem optischen Pfad reflektiert. Dies unterdrückte die Stehwelle beinahe vollständig im L#1-Kanal, wie Abb. 4.22 zeigt.

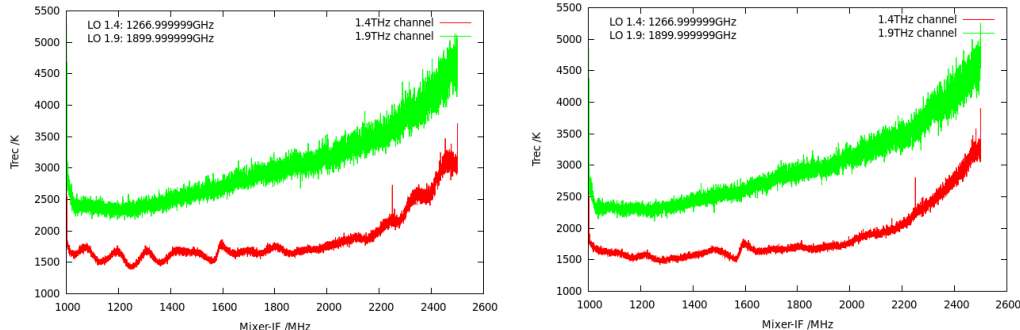


Abbildung 4.22.: Rauschtemperaturen vor (links) und nach (rechts) Einbau eines zusätzlichen Polarisationsgitters vor den Kryostatenfenstern. Beim L#1-Kanal ist ein deutlicher Rückgang der Stehwellenamplitude erkennbar.

4.3. Stabilität des Empfängers

Eine weitere wichtige Größe des Empfängersystems ist die Stabilität. Sie wird bestimmt durch interne Driften des Systems, z.B. der LO-Ausgangsleistung. Während der LineObs im Januar und der short-science-Flüge im April traten verschiedene Effekte auf, die die Stabilität herabsetzten.

4.3.1. Baseline-Veränderungen und Installation eines neuen Bias-T

So erkannte man während der ersten LineOps Instabilitäten in den Baselines der Spektren, wenn die Integrationszeiten einige Sekunden überschritten. Auf Wasserfall-Diagrammen zeigte sich eine Stehwelle mit einer Periode von ≈ 500 MHz (Abb. 4.23). Sie konnte gezielt erzeugt werden, wenn die Arbeitspunkte der Mischer manuell während der Messung verändert wurden. Dabei brachte bei optimalem Pumplevel bereits eine kleine Änderung von U_{Bias} die Stehwelle hervor, während im resistiven Ast eine größere Manipulation nötig war.

Auch eine Änderung der Eingangsleistung, z.B. eine andere load oder eine andere Position am Himmel, verändert den Arbeitspunkt des Mischer leicht (Abschnitt 4.2.3). Aus der Änderung des Arbeitspunktes folgt auch eine Veränderung der Impedanz des Mischers und damit eine Veränderung einer möglichen Stehwelle am Mischer. Die gemessene Frequenz entspricht einer Resonatorlänge von ≈ 20 cm in einem Semi-Rigid-Kabel mit Teflon-Dielektrikum ($\epsilon = 2,1$), was etwa gleich dem Abstand zwischen Mischer und erstem rauscharmen Verstärker ist. Die Vermutung war daher, dass Verstärker und Mischer nicht ideal an einander angepasst sind und durch die Änderung der Mischerimpedanz die bestehende Stehwelle moduliert wird.

Da eine Stehwelle zwischen HEB und Verstärker nur durch einen Isolator unterdrückt werden könnte, ein Isolator jedoch die nutzbare ZF-Bandbreite stark beschränkt, wurde im Folgenden versucht die Periode der Stehwelle zu erhöhen, so dass eine nachträgliche Behandlung der Baseline in den gemessenen Spektren vereinfacht wird.

Dazu wurde ein neues, kompakteres Bias-T eingebaut, wodurch der Verstärker näher an den Mischer rückte. Zuvor waren beide Komponenten über eine etwa 15 cm lange HF-Leitung verbunden. Im neuen Aufbau beträgt der Abstand nur noch 67 mm und im ZF-Band taucht nur noch etwa eine Periode der Stehwelle ($f \approx 1500$ MHz) auf (Abb. 4.24).

4.3.2. LO-Stabilität

Bei der Analyse der Daten aus den April-Flügen fiel auf, dass der L2a-Lokaloszillator instabil arbeitet. Während der Vorbereitungsphase für die Juli-Flüge wurden daher im Labor Langzeitmessungen des Mischerstroms und der Mischerausgangsleistung durchgeführt.

Abb. 4.26 zeigt die Daten vom 28.06.2011 aufgenommen über sechs Stunden. Man sieht, dass der L#2-LO zunächst stabil arbeitete. Strom und Ausgangsleistung waren konstant. Bei einer Zeitmarke von 0,75 h jedoch fällt die Ausgangsleistung des Mischers plötzlich stark ab und sinkt danach langsam weiter. Da gleichzeitig der Strom, als (inverses) Maß der Eingangsleistung am Mischer steigt, muss der LO weniger Leistung ausgegeben haben. Bei 2,1 h springt die Leistung wieder auf den

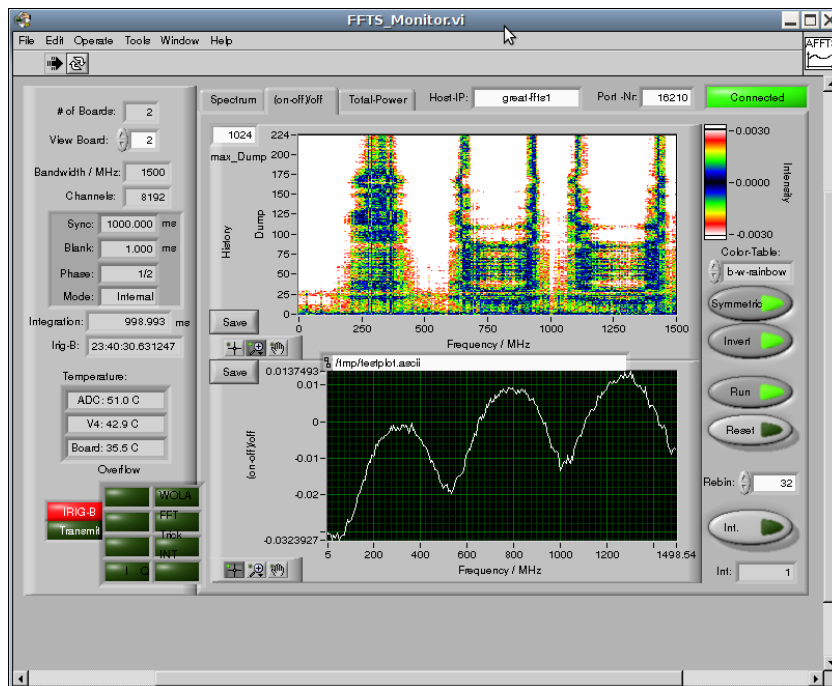


Abbildung 4.23.: Wasserfall-Diagramm und letztes Spektrum der Messung mit Stehwelle. Das Wasserfall-Diagramm stellt die normierte Abweichung der Spektren (x-Achse) von der ersten (Referenz-) Messung im zeitlichen Verlauf (y-Achse) farblich dar.

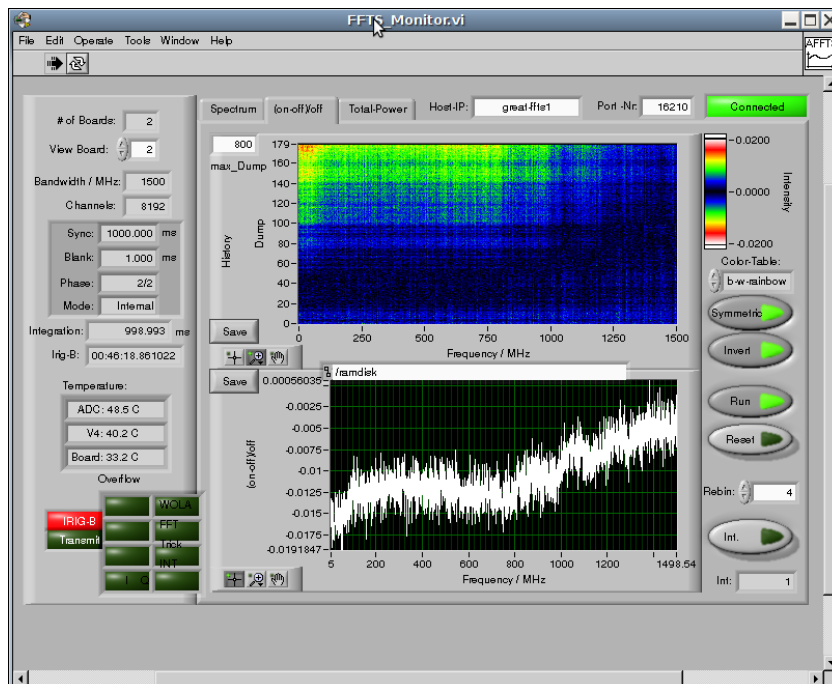


Abbildung 4.24.: Wasserfall-Diagramm nach dem Umbau. Nur eine Periode der Stehwelle ist sichtbar.

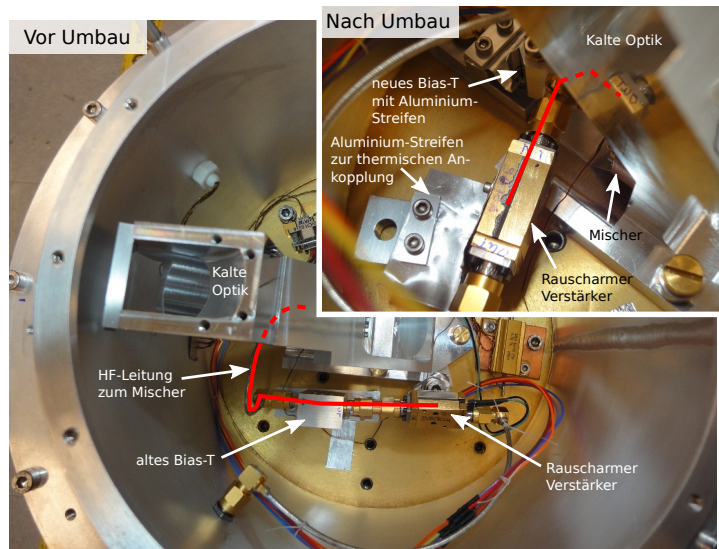


Abbildung 4.25: Bilder der Kaltfläche vor und nach dem Umbau. Die HF-Leitung zwischen Verstärker und Mischer ist in rot nachgezeichnet. Der Mischer befindet sich unter der kalten Optik und ist nur im Inset ansatzweise zu sehen. Verstärker, neues Bias-T und Mischer sind im neuen Aufbau direkt miteinander verbunden.

Ausgangswert zurück. Gleiches sieht man bei 5 h noch einmal. Ein anderes Verhalten ist bei 4,1 h erkennbar: hier hat sich nur die Ausgangsleistung verändert, nicht jedoch der Strom. Möglicherweise wurde hier versehentlich die betrachtete load gewechselt. Weitere Messungen zeigten ebenfalls dieses sprunghafte Verhalten zwischen zwei Leistungsmodi.

Der Wechsel zwischen den Modi folgt keinem Muster, sondern tritt völlig erratisch auf. So gab es auch Messungen, bei denen der LO über Stunden stabil im leistungsstarken Modus lief. Zu erkennen ist ebenfalls, dass der leistungsarme Modus intern sehr instabil ist; die Ausgangsleistung und der Strom variieren stark.

Die Langzeitmessungen des 1.4 THz-LO zeigen diese Instabilitäten nicht. Nur langfristige Driften, möglicherweise thermischer Natur, sind erkennbar (Abb. 4.27).

Um die Stabilität während der Flüge zu überwachen, wurden ab Juli die oben genannten Größen auch im Flugzeug laufend aufgezeichnet, so dass, sollte der LO in den instabilen Modus springen, z.B. die Anzahl der Kalibrationmessungen pro Beobachtung erhöht werden kann oder der Empfänger in kürzeren Abständen neu abgestimmt wird. Abb. 4.28 zeigt den Verlauf der Größen während des dritten basic-science-Flugs. Die regelmäßig auftretenden Spitzen auf der Ausgangsleistung sind Messungen der hot-load zur Kalibration des Systems. Bei den seltener auftretenden Spitzen auf Leistung und Strom wurde der Empfänger neu abgestimmt.

Leistungsregelung des 1.9 THz-LOs

Die VDI-Vervielfacherkette des L#2-LOs ist ähnlich aufgebaut, wie die Ketten des 1.4 THz-LOs (Abschnitt 3.3): ein Eingangsverdoppler wird gefolgt von einem Leistungsverstärker und den hochfrequenten Vervielfacherblöcken. Die Kette ist jedoch deutlich neueren Datums und besitzt daher eine eigene Monitor-Elektronik sowie einen Eingang, über den mittels eines Spannungssignals von 0–5 V die Verstärkung

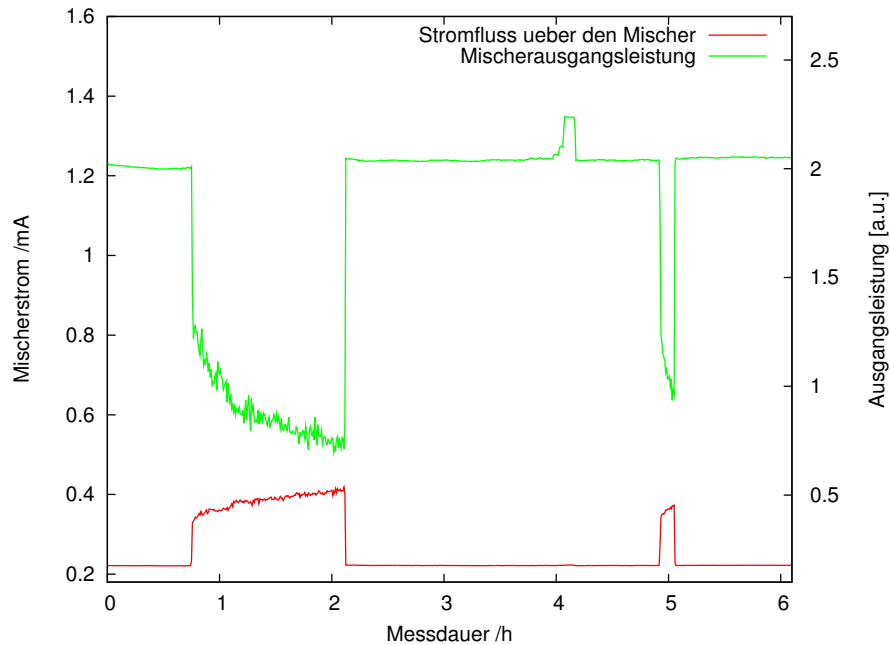


Abbildung 4.26.: Stabilitätsmessung des L2a-LOs. Der LO zeigt ein sprunghaftes Verhalten zwischen einem stabiler leistungsstarken Modus und einem instabilen leistungsschwachen Modus.

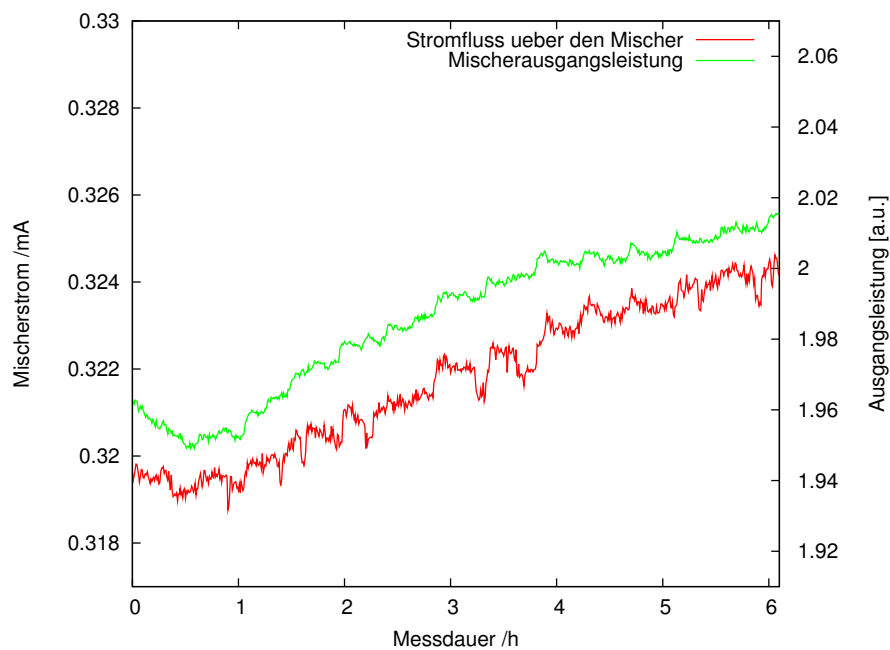


Abbildung 4.27.: Stabilitätsmessung des 1.4 THz-LOs. Nur langsame Driften auf kleinen Skalen sind erkennbar.

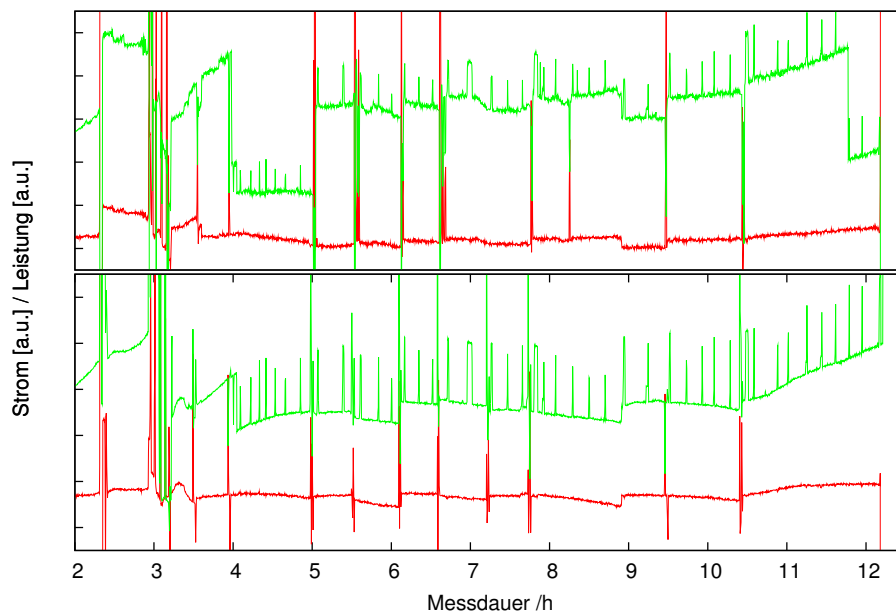


Abbildung 4.28.: Monitormessung während des basic-science-03-Flugs: L#1-Kanal unten, L#2-Kanal oben; Mischerstrom in rot, Mischerausgangsleistung in grün.

des Leistungsverstärkers gedrosselt werden kann. Um den beobachteten Instabilitäten entgegenzuwirken, wurde daher eine Schaltung zur automatischen Leistungsregelung des L#2-LOs entworfen werden. Ihr wird der aktuelle Mischerstrom des L#2-Kanals als Regelsignal zugeführt. Sie passt nun die Spannung am Regeleingang der Kette so an, dass der Mischerstrom dem Strom am optimalen Arbeitspunkt entspricht. Ein zusätzlicher positiver Effekt dieser Erweiterung ist die Kompensierung des “direct-detection”-Effekts beim L#2-Kanal.

4.3.3. Minimale Allan-Varianz-Zeit

Die Langzeitstabilität des Gesamtsystem wurde durch eine Allan-Varianz-Messung [11] [67] bestimmt. Das Ergebnis dieser Messung ist das Signal-zu-Rauschverhältnis des Empfängers in Abhängigkeit von der Integrationszeit. Mit längerer Integrationszeit verringert sich das auf dem Signal liegende weiße Rauschen und das SNR steigt; gleichzeitig nimmt der Einfluss von internen Driften zu. Überwiegen diese ab einem bestimmten Zeitpunkt, steigt das SNR wieder an. Es existiert daher eine Zeit τ_A , genannt Allan-Minimum-Zeit, zu der das SNR maximal wird. Eine Integration über diese Zeit hinaus ist nicht sinnvoll. Um das SNR weiter zu steigern, müssen mehrere Messungen durchgeführt werden. Sind die Variationen des Empfängersystems klein, überwiegen sie erst spät. Eine große Allan-Minimum-Zeit zeigt also ein stabiles System an.

Die Messung der Allan-Varianz basiert allgemein auf einer Zeitreihe $i = 1 \dots N$ von

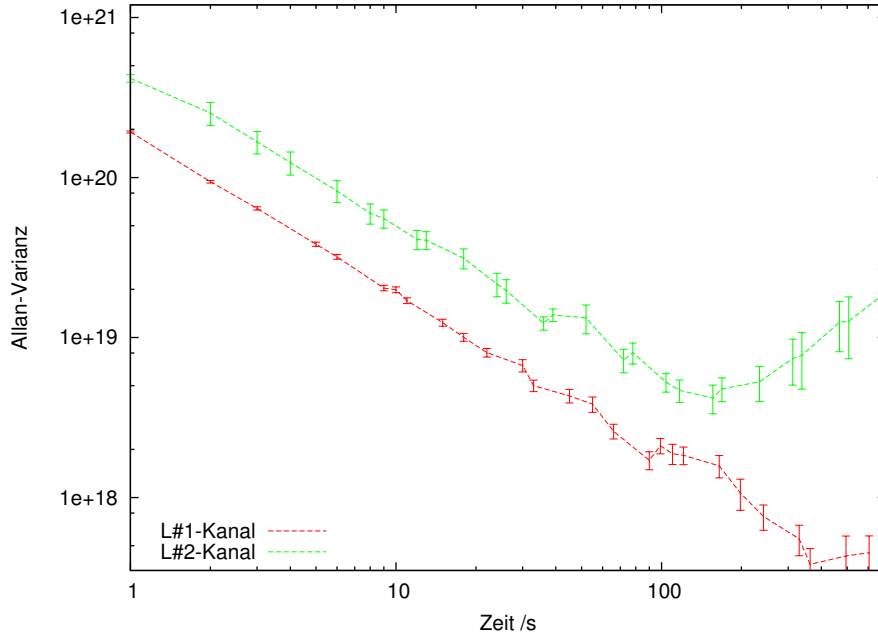


Abbildung 4.29.: Allan-Varianz-Messung nach Umbau des Bias-T. Für die Berechnung wurden die FFTS-Kanäle 410 und 1366 (entspricht ZF-Frequenzen 1150 MHz und 1750 MHz) verwendet. Der L#1-Kanal hat eine Minimumszeit von etwa ≈ 350 s, der L#2-Kanal von ≈ 150 s.

gleichartigen Messungen y_i . Die Reihe wird in $k = \frac{N}{\tau}$ Pakete unterteilt und für jedes Datenpaket $j = 1 \dots k$ der Mittelwert der Messungen errechnet, $\overline{y_j(\tau)}$. Die Allan-Varianz bildet sich nun aus dem Mittelwert der quadrierten Differenzen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Mittelwerten $\overline{y_j(\tau)}$ und $\overline{y_{j+1}(\tau)}$ [12] ,

$$\sigma_A^2(\tau) = \frac{1}{2} \left\langle \left(\overline{y_j(\tau)} - \overline{y_{j+1}(\tau)} \right)^2 \right\rangle \quad (4.16)$$

Übertragen auf radioastronomische Empfänger, bei denen man Spektren $y_i(f)$ misst, betrachtet man bei der "spektroskopischen Allan-Varianz" [83] σ_A^{Spec} die Änderungen zwischen zwei ausgewählten Kanälen des Spektrometers.

Das Ergebnis der Messung der spektroskopischen Allan-Varianz von GREAT vor den März-Flügen zeigt Abb. 4.29. Das ermittelte τ_A des L#2-Kanals liegt bei etwa 150 s. Die Messkurve des L#1-Kanal zeigt nur marginal die Umkehr der Steigung bei etwa 350 s. Es zeigen sich größere Abweichungen vom theoretischen Verlauf², die auf zunehmende Instabilitäten hinweisen, ab etwa 40 s beim L#2-Kanal und 100 s beim L#1-Kanal. Damit sind beide Kanäle äußerst stabil.

²Das SNR vergrößert sich entsprechend der Radiometerformel Gl. (A.11), d.h. bei einem idealen System ohne interne Driften fällt $\sigma_A(\tau)$ in doppellogarithmischer Auftragung mit einer konstanten Steigung von -1 .

4.4. Zusammenfassung und Ausblick

GREAT konnte erfolgreich an SOFIA in Betrieb genommen werden und hat mittlerweile schon viele äußerst erfolgreiche Flüge absolviert. Über 20 wissenschaftliche Projekte aus einem weiten Feld der Astronomie und Astrophysik (Planeten bis Extragalaktik) wurden in den ersten Flugkampagnen durchgeführt. Eine Sonderausgabe der Zeitschrift *Astronomy & Astrophysics* zu GREAT wird im Frühjahr 2012 erscheinen. Der L#1-Lokaloszillator arbeitete zuverlässig. Auch der M-Kanal wurde zwischenzeitlich in Betrieb genommen. SOFIA wird Ende 2011 zunächst für Wartungsarbeiten bis Frühjahr 2012 am Boden bleiben. Der aktuelle Zeitplan sieht die nächste Flugserie mit GREAT für Juli 2012 vor.

Bis dahin werden weitere Modifizierungen und Verbesserungen implementiert werden.

So lagen die Fehler im Co-Alignment im April und Juli 2011 deutlich unter den Werten der L#2-Teleskopkeule, jedoch gerade im Juli schon im Bereich der Rasterweite der astronomischen Karten ($\approx 8''$). Zur Verbesserung der Genauigkeit wird zur Zeit der Radmechanismus in der Fokalebene überarbeitet, so dass er auch mit einem Lock-In-Verstärker betrieben werden kann. Zusätzlich wird die Optik der L#1- und L#2-Kanäle verändert werden, um sie weniger anfällig gegen ein Verdrehen der Kryostaten zu machen. Hierzu ist eine Vergrößerung der Strahltaile am Kryostatenfenster nötig. Die sehr kleine Strahltaile der jetzigen Optik sorgt für eine große Verkippung der GREAT-Ausgangsstrahlen bei kleinen Abweichungen von der optimalen Kryostatenposition.

Die interne cold-load bedarf eines neuen Designs, um Stehwellen zu verringern und ihre Haltezeit zu verlängern.

Außerdem kann darüber nachgedacht werden, ob ein Umbau der ZF-Kette auf höhere Frequenzen möglich ist. Man kann davon ausgehen, dass das Rauschen der LOs (bzw. der Treiber-Synthesizer) mit zunehmendem Abstand zum Trägersignal sinkt. Eine vergrößerte ZF-Mittelfrequenz führt daher wahrscheinlich zu einer Verringerung der Rauschtemperatur in der Bandmitte des L#2-Kanals.

Weiter ist die Verschickung der H-Kanals für Anfang 2013 geplant. Zur Zeit wird hier noch intensiv an einem Lokaloszillator basierend auf einem QCL gearbeitet.

Außerdem in der Planungsphase sind die ersten Multi-Pixel-Erweiterungen. Das upGREAT-Projekt beinhaltet den Bau eines 14-Pixel-Systems bei 1,8 – 2,5 und eines 7-Pixel-Systems bei 4,7 THz. Erste Tests mit dem niederfrequenten Array sind Anfang 2014 geplant.

5. [CII] und CO-Beobachtungen der Sternentstehungsregion Cepheus B

Erste Ergebnisse der short-science Flugserien von GREAT

In diesem Kapitel werden nun erste Ergebnisse aus dem Cepheus B-Projekt vorgestellt. Aufgrund der Kürze der Zeit seit der Aufnahme und endgültigen Kalibration der Daten können hier nur die Resultate der ersten grundlegenden Analysen vorgestellt werden. Hierzu werden Vergleiche mit früheren Daten angestellt und die Geschwindigkeiten des Gases und ihr Gradient innerhalb der Wolke berechnet. Die Intensitäten werden untersucht und es wird ein einfaches Modell einer PDR mit den Abständen zwischen den gemessenen Emission-Maxima verglichen.

5.1. Cepheus B

Cepheus B ist eine Sternentstehungsregion in der großen Molekülwolke im Sternbild Cepheus (Abb. 5.1). Cepheus B liegt in einer Entfernung von 730 pc und hat einen Durchmesser von 4 pc [15]. Sie wird als ein typischer Vertreter einer Region mit sequentieller Sternentstehung betrachtet.

Sargent et al. [80] kartierten die große Cepheus-Molekülwolke in CO(1-0). Cepheus B ist die stärkste CO-Quelle in der Wolke und zeigt eine Keilform, deren Spitze in Richtung Nordwesten weist. Ein Bild der Region im Optischen zeigt Abb. 5.2. Umschlossen wird der Keil von der H₂-Region S155, die auch im Optischen (z.B. in H α) sichtbar ist. An der Spitze befand sich eine damals noch nicht räumlich aufgelöste H α -Quelle (H α -Knoten in Abb. 5.2). Weiter untersuchten Sargent et al. die nördlich gelegene Cepheus OB3-Assoziation junger, heißer OB-Sterne. Ihre Mitglieder lassen sich bezüglich ihres Alters in zwei Gruppen einteilen. Die Gruppe der jüngeren Sterne befindet sich näher an Cepheus B und der Ursprung dieser Sterne scheint – ihre Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit betrachtend – am Rand der Wolke zu liegen [81].

S155 entsteht durch das UV-Strahlungsfeld der Sterne der OB3-Assoziation. Die Hauptbeiträge zum Feld stammen von den beiden Sternen HD 217086 und HD 217061, den hellsten im Cluster [90]. S155 ist scharf abgegrenzt und von Ionisationsfronten

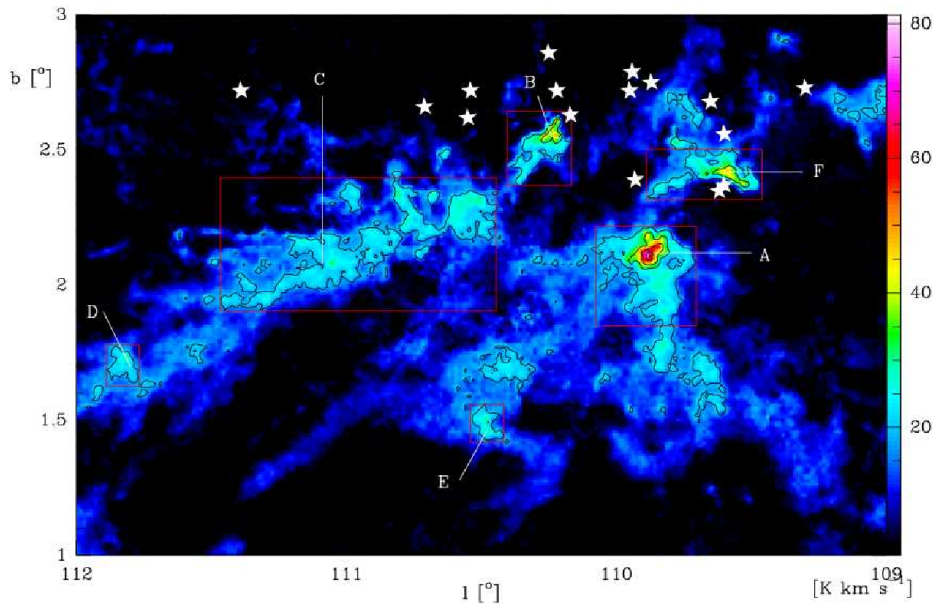


Abbildung 5.1.: Die große Molekülwolke im Sternbild Cepheus in CO(1–0). Die Subkomponenten A–F sind markiert. Cepheus B befindet sich am oberen Rand etwas rechts der Mitte. Die weißen Sterne geben die Positionen der Sterne im Cepheus OB3 Cluster an [89] [59].

umgeben, wie Kontinuum-Messungen im Radio-Bereich von Felli et al. zeigten [31]. Zusätzlich fanden sie auch eine kompakte Radioquelle am Ort des H α -Knotens. Panagia & Thum [68] untersuchten den Randbereich zwischen Cepheus B und S155 und berechneten, dass sich die Ionisationsfront mit 2 km s^{-1} ins Innere der Wolke bewegt, während sich das ionisierte Material mit 11 km s^{-1} von dieser entfernt. Etwas südlich von Fellis Radioquelle bzw. dem H α -Peak beobachteten Minchin et al. [61] ein Maximum in ihren CO(3–2)-, $^{13}\text{CO}(2–1)$ - und FIR-Karten, den Hots-pot. Ihre gemessenen Daten waren konsistent mit der Annahme einer eingebetteten, kompakten [HII]-Region innerhalb der Wolke. Sie errechneten, dass die von außerhalb zugeführte Energie nicht ausreichte, um die Emission dieser Quelle zu erklären, und schlossen aus ihren Daten auf das Vorhandensein eines tief eingebetteten Sterns mit Spektralklasse B1–B0.5, der ebenfalls die Radioemission von Felli erklären würde.

Moreno-Corral et al. [63] beobachteten die Region und besonders den H α -Knoten im Optischen und nahen Infrarot und fanden eine große Anzahl eingebetteter Sterne, die aber nur eine geringe Helligkeit hatten und daher ebenfalls als Energielieferanten nicht ausreichend waren, jedoch auch einen möglichen Vor- oder Anfangs-Hauptreihen-Stern in direkter Nähe zu Fellis Radioquelle.

Testi et al. [90] schließlich konnten die Radioquelle bzw. den H α -Knoten mittels hochauflösender Radiokontinuumsmessungen am Very-Large-Array, New Mexico

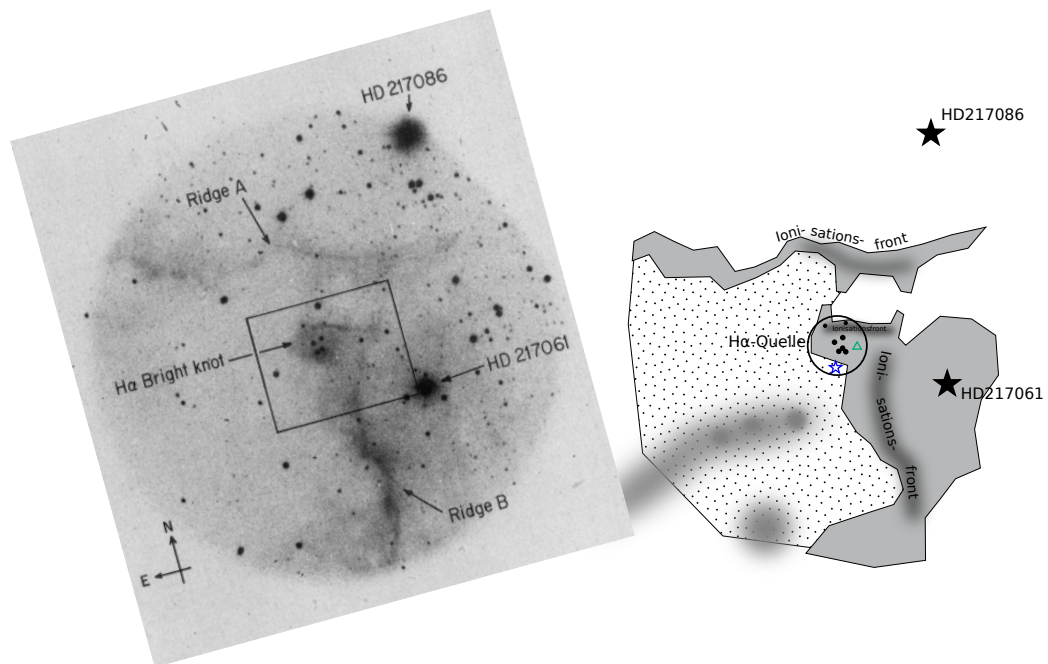


Abbildung 5.2.: (links) Die nordwestliche Ecke von Cepheus B im Optischen (aus [63]). (rechts) Skizze: Die schwarzen Sterne geben die Positionen der beiden das UV-Strahlungsfeld dominierenden OB-Sterne an. Graue Flächen zeigen Bereiche mit starker $H\alpha$ -Emission. Gepunktet ist der Bereich der Wolke mit bekannten Verdichtungen in grau dargestellt. In der Mitte liegt der $H\alpha$ -Knoten (schwarzer Kreis). Die Lage der Trapezsterne im Knoten, die auch in Abb. 5.3 zu sehen sind, ist mit schwarzen Punkten markiert. Der blaue Stern repräsentiert den eingebetteten B-Stern (Testis A-Quelle), das grüne Dreieck Testis B-Quelle (siehe Text).

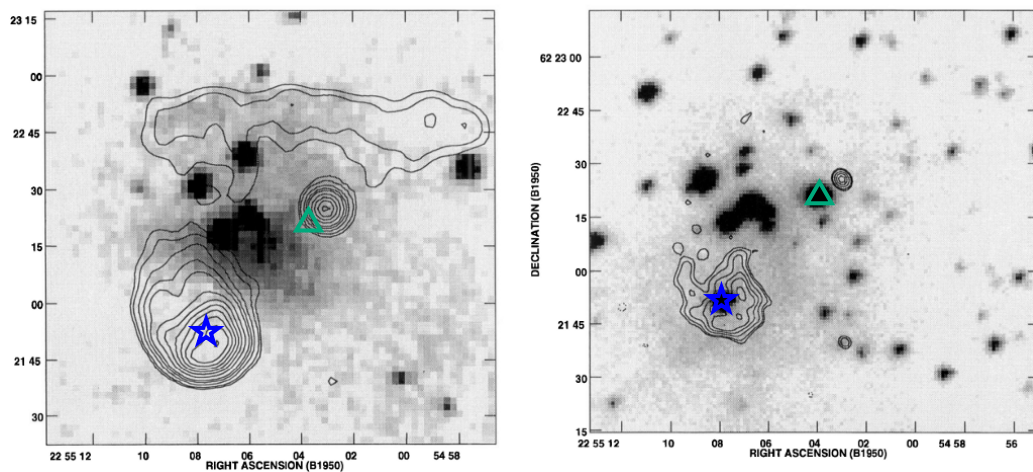


Abbildung 5.3.: Testis Beobachtung des $H\alpha$ -Knoten. Das Radiokontinuumssignal ist als Kontur dargestellt, in Graustufen (links) eine optische Aufnahme und (rechts) eine Aufnahme bei $2,2\ \mu\text{m}$ Wellenlänge (aus [90]). Testis im nahen IR gefundene Quellen A (eingebetteter B-Stern) und B (Vor-Hauptreihen-Stern) sind als blauer Stern und grünes Dreieck eingezeichnet.

in eine ausgedehnte Ionisationsfront und drei kompakte Quellen (A, B und C genannt) auflösen (Abb. 5.3). Sie fanden weiterhin einige NIR-Quellen und konnten drei davon den Radioquellen zuordnen. Sie kamen durch Berechnung des für die Radioemission benötigten Photonfluss zu dem Schluss, dass ihre Quelle A ein Hauptreihenstern mit Spektralklasse B1 ist, in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Minchin et al. und Moreno-Corral et al. Ihre Quellen B und C interpretierten sie als Vor-Hauptreihen-Sterne. Wegen der Morphologie, den spektralen Eigenschaften, der räumlichen Lage innerhalb der Wolke und den berechneten Altern ($10^4 - 10^5$ Jahren) der gefundenen NIR-Quellen vermuteten sie, dass es sich um neu gebildete Sterne handelt.

Alle diese Beobachtungen zeigen, dass in der Grenzschicht zwischen der Molekülwolke Cepheus B und der [HII]-Region S155 bereits eine neue Generation von Sternen entstanden ist.

Morphologie des Hotspots

Testi et al. beschreiben die Morphologie des Hotspots als eine Art offener Kegel (Abb. 5.3). Das dichte molekulare Material im Süden verhindert, dass sich das ionisierte Gas ausdehnt. Daher ist das Radiokontinuumssignal dort stark und scharf begrenzt. Nach Norden kann sich das Gas jedoch ausdehnen und seine Dichte nimmt ab. Da jedoch auch weniger Material vorhanden ist, das die UV-Strahlung absorbiert, ist die [HII]-Region in diese Richtung ausgedehnter. Begrenzt wird der H α -Knoten nach Norden durch eine Ionisationsfront. Sie wird durch den eingebetteten Stern erzeugt. Eine mögliche Ionisationsquelle wäre auch HD217086. Jedoch ist die Front scharf nach Norden abgegrenzt, was den gängigen Beobachtungen von Molekülwolken widerspricht, die von außerhalb ionisiert werden.

Eigenschaften der Molekülwolke

Bezüglich der Radialgeschwindigkeiten (v_{LSR}) in Cepheus B haben mehrere Autoren zwei unterschiedliche Bereiche feststellen können [61] [14] [62]. Zum einen der Kernbereich der Wolke im Südosten: die Geschwindigkeiten liegen hier im Bereich $v_{LSR} = -10 \text{ km s}^{-1}$. Zum anderen das Gebiet um den Hotspot und S155. Die von Moreno-Corral et al. aus ihren H α -Daten abgeleitete die Geschwindigkeit von S155 beträgt $-14,4 \text{ km s}^{-1}$.

Am Hotspot werden je nach spektraler Auflösung zwei Geschwindigkeitskomponenten sichtbar. Die erste Komponente emittiert bei $v_{LSR} \approx -13,6 \text{ km s}^{-1}$ mit Linienbreiten von $2-3 \text{ km s}^{-1}$. Die Geschwindigkeit der zweiten, schwächeren Komponente liegt um -15 km s^{-1} und ist damit vergleichbar mit der von S155, was die physikalische Verbindung zwischen diesem Teil von Cepheus B und der [HII]-Region beweist [60] [63].

Aus den CO(3–2)-Karten von Beuther et al. [14] kann ein großräumiger Geschwindigkeitsgradient zwischen der Position des Maximums und einer ($620''$; $-400''$) südöstlich gelegen von $-0,0042 \text{ kms}^{-1} / \text{arcsec}$ abgelesen werden.

Beuther et al. fanden weiterhin, dass Cepheus B stark zerklümpert ist, wodurch die UV-Strahlung der OB-Sterne tief in die Wolke eindringen kann. Zusammen mit PDR-Modellen von Störzer [87] errechnete Beuther eine durchschnittliche Wasserstoff-Teilchendichte in Cepheus B von $< 10^3 / \text{cm}^3$ mit lokalen Verdichtungen (Klumpen) mit $n \approx 2 \times 10^4 / \text{cm}^3$. Die Dichteansammlungen nehmen etwa 2 – 4% der Wolke ein.

Mookerjea et al. [62] sahen in ihren [CI]-Beobachtungen eine gleichmäßige Emission aus dem Hauptteil der Wolke, während die CO(4–3)-Linie am Hotspot besonders stark war. Die gleichförmige [CI]-Verteilung stammt aus den PDRs an den Oberflächen der Dichteansammlungen in der Wolke und zeigt damit auch die Klumpigkeit von Cepheus B. Sie fanden eine Antikorrelation zwischen dem Verhältnis C/CO und der Säulendichte $N(\text{H}_2)$, die ebenfalls durch das Vorhandensein unterschiedlicher Klumpen erklärt werden kann. Sie errechneten einen Dichte-Bereich für die Klumpen von $n(\text{H}) = 10^4$ bis $n(\text{H}) = 4 \times 10^5 / \text{cm}^3$.

Eigenschaften der PDRs

Aus ihren Fern-IR-Beobachtungen berechneten Mookerjea et al. das FUV-Strahlungsfeld in Cepheus B. Demnach liegt das Feld am Hotspot bei $\chi = 1500$ (in Einheiten des interstellaren Strahlungsfeldes nach Draine [25]) und fällt in Richtung Südosten bis auf $\chi \approx 25$ im Kern der Wolke ab. Damit sind die PDRs in Cepheus B nur gemäßigten UV-Feldern ausgesetzt, verglichen mit z.B. den UV-Intensitäten in Orion.

Ende der 1980er Jahre nahmen Boreiko et al. [17] an Bord des KAO geschwindigkeitsaufgelöste [CII]-Spektren am Hotspot und $1'$ bzw. $2'$ nordwestlich davon auf. Die Hauptemission lagen bei einer Geschwindigkeit von $-13,9 \text{ kms}^{-1}$ mit einer Breite von $3,8 \text{ kms}^{-1}$. Von einer zweiten, schwächeren Komponente bei $-16,5 \text{ kms}^{-1}$ mit einer Breite von 6 kms^{-1} kann angenommen werden, dass sie vom heißen Gas aus S155 stammt. Sie maßen integrierte Intensitäten am Hotspot von $(9,0 \pm 0,5) \times 10^{-7} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{sr}}$.

5.2. Beobachtungen

5.2.1. Ziel

GREAT verfügt über eine erheblich höhere Empfindlichkeit und eine bessere räumliche und spektrale Auflösung als die [CII]-KAO-Messungen von Boreiko et al. Der damals verwendete Schottky-Empfänger hatte eine DSB-Rauschtemperatur von

15000 K, was etwa dem Zehnfachen des L#2-Kanals von GREAT entspricht. Um das gleiche SNR zu erhalten, ist die Beobachtungszeit mit GREAT daher um den Faktor 100 kürzer. Daher können nun auch größere Karten in annehmbarer Zeit aufgenommen werden. Weiterhin ist es aufgrund der Nähe von Cepheus B möglich die räumliche Struktur von verschiedenen PDRs innerhalb der Wolke aufzulösen. Die GREAT-Teleskopkeule ($\approx 16''$) bei der [CII]-Linie entspricht einer Auflösung von $\approx 0,08$ pc. Eine vollständig abgetastete Karte hat daher ein Raster von $\approx 0,04$ pc.

Durch neue Beobachtungen in [CII] kann der Beitrag der [HII]-Region zur [CII]-Emission bestimmt werden. Durch die hohe Klumpigkeit des Mediums in der Wolke und der damit großen Oberfläche, an denen sich PDRs bilden, erhöhen sich die Gastemperaturen in der Wolke. Durch [CII], als eine der stärksten Kühllinien, kann die Erwärmung des Gases durch die UV-Strahlung gemessen werden. Aus den Linienprofilen kann auf die Druckverhältnisse und gerichtete und turbulente Geschwindigkeiten im Gas geschlossen werden.

Weiterhin reagieren CO-Linien mit hohen Rotationsquantenzahlen ($J \geq 10$) sehr stark auf Änderungen der Gastemperatur und sind daher gute Indikatoren für Klumpigkeit. Ihre Beobachtungen zeigen die heißen oberflächennahen PDR-Schichten an. Hieraus können die physikalischen Gegebenheiten der PDRs und der dichten Klumpen, an deren Oberfläche sie sich bilden, weiter eingegrenzt werden.

5.2.2. Karte

Während der April- und Juli-Flugserien von GREAT wurden zwei leicht unterschiedliche Bereiche von Cepheus B untersucht (Abb. 5.4). Die in der Nacht vom 7. auf den 8. April (Flugnr. SS2-03) beobachtete Region ist die in Abb. 5.4 etwas nordwestlicher gelegene. Sie umfasst den Infrarot-Hotspot und einen Teil der [HII]-Region, eine PDR und zwei dichte Gebiete (Klumpen) mit unterschiedlichen Abständen zur Wolkengrenze. Das Kartenzentrum liegt bei $\alpha = 22^h 57^m 8.7^s$, $\delta = 62^\circ 34' 23''$.

Demgegenüber liegt der vom 19. auf den 20. Juli (Flugnr. BS2-04) aufgenommene Bereich $45''$ nach Südosten und $10''$ nach Süden versetzt. Ziel war es, das SNR im Bereich südöstlich des Hotspots zu verbessern und so mehr Informationen über die zwei dichten Klumpen und die PDR (#1 in Abb. 5.4) zu erlangen.

Beide Himmelsausschnitte sind $2,4' \times 1,6'$ groß. Die an den Saturnmessungen verifizierte Breite des GREAT-Strahl bei [CII] beträgt $\approx 16''$. Daher wurde eine Rasterweite von $8''$ gewählt, um eine vollständig abgetastete 18×12 Punkte-Karte zu erhalten.

Die Karten wurden im On-the-fly (OTF)-Modus aufgenommen. Im April wurde zu Beginn jedes Kartendurchlaufs eine Kalibrationsmessung (cold-load/hot-load) durchgeführt. Im Juli musste diese Zahl wegen des instabilen Lokaloszillators im L#2-Kanal auf drei pro Karte erhöht werden. Pro OTF-Reihe wurde eine OFF-

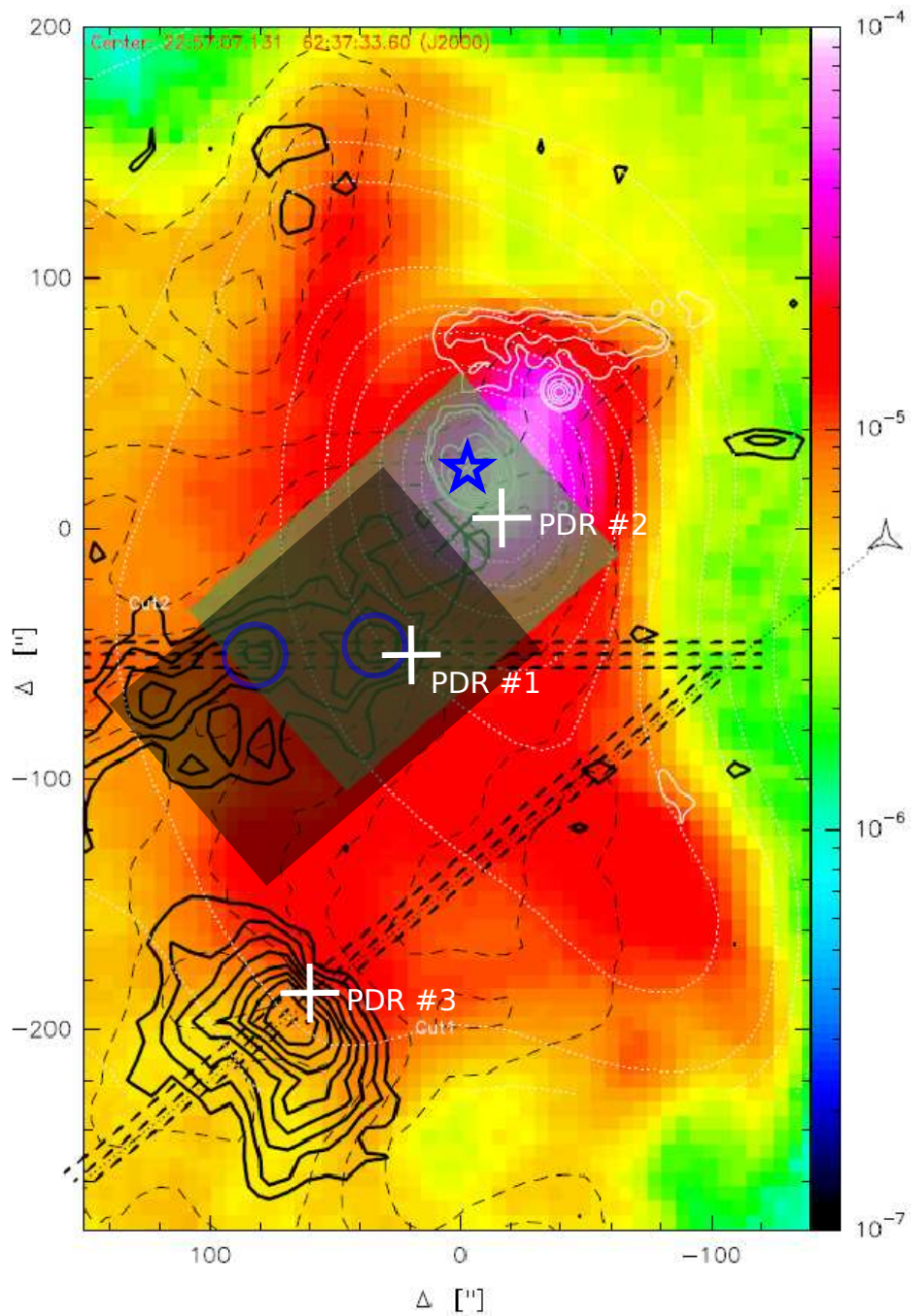


Abbildung 5.4.: Beobachtete Kartenbereiche. In Farbe ist die MSX $8\ \mu\text{m}$ -PAH-Karte gezeigt. C^{18}O -Emission zeigen die dicken schwarzen Konturen, $\text{CO}(1-0)$ die dünnen gestrichelten, Radiokontinuum (siehe auch Abb. 5.3) die dünnen weißen und das UV-Strahlungsfeld die gestrichelten weißen. Der Stern HD217061 liegt rechts außerhalb der Karte (weißes Sternsymbol). Die Positionen von bekannten PDRs #1 und #3, hervorgerufen durch die äußere Strahlung von HD217061 sind mit weißen Kreuzen markiert. PDR #2 ist die neue, aufgelöste, "innere" PDR, die der eingebettete Stern (blau) erzeugt. Die blauen Kreise schließen die zwei dichten Klumpen in unseren Karten ein (aus [89]).

Messung gespeichert. Die OFF-Position befand sich bei $(-600''; 600'')$ relativ zur $(0; 0)$ -Position der April-Karten im OB3-Cluster. Sie wurde im April durch eine weitere Referenzmessung bei $(-1200''; 1200'')$ auf [CII]-Kontamination überprüft. Als Backends waren die AOS und FFTS aktiv. Bei den Messungen im April sorgte ein Timing-Fehler des FFTS dafür, dass die damit aufgenommenen Karten um einige Bogensekunden größer waren als angegeben und die FFTS-Karten damit nicht vollständig abgetastet wurden. Im folgenden wird daher mit den AOS-Daten gearbeitet.

Beobachtungseffizienz

Das Cepheus B-Projekt gehörte zu den ersten, die mit GREAT an SOFIA beobachtet wurden. Zu dieser Zeit traten häufig noch Schwierigkeiten (z.B. Abstürze oder Aussetzer der Missions-Kontroll-Software, Probleme mit dem Chop-Mechanismus des Subreflektors oder Instabilitäten im L#2-LO) während der Flüge auf, die die Beobachtungseffizienz senkten. Da der Zeitrahmen, in dem ein Projekt beobachtet wird, durch den Flugplan strikt festgelegt ist, konnten leider nicht alle geplanten Beobachtungen von Cepheus B durchgeführt werden. Generell wurden weniger Abdeckungen der Himmelsbereiche durchgeführt als geplant. Der Bereich um den Hotspot, der im Juli in einer zweiten kleineren Karte nach Aufnahme des versetzten größeren Bereichs abgetastet werden sollte, konnte gar nicht beobachtet werden.

5.3. Ergebnisse

Im April konnten drei vollständige Karten in [CII] und CO(11–10) aufgenommen werden, im Juli noch einmal vier Wiederholungen in [CII] und CO(13–12). Aufgrund der geringen Anzahl an Abdeckungen in den beiden CO-Linien ist das SNR hier sehr schlecht. Auswertbare Linienprofile sind nur in den Gebieten mit stärkster Emission zu sehen.

In einem ersten Abschnitt wird die Schichtung der PDR am Hotspot mit dem einfachen Modell einer PDR verglichen. Danach werden Karten mit integrierten Intensitäten vorgestellt und die Lage der Emission bezüglich älteren Radiokontinuums- und ^{13}CO -Messungen ermittelt. Daran schließt sich die Behandlung der Geschwindigkeiten im Hotspot an, wobei zunächst ein Vergleich mit dem vorhandenen Hotspot-Spektrum von Boreiko et al. durchgeführt wird. Nachfolgend werden Geschwindigkeitskanalkarten gezeigt, der globale Geschwindigkeitsgradient bestimmt und dieser mit dem von Beuther et al. verglichen. Weiter wird das Vorhandensein einer lokalen Umkehr des Gradienten am Hotspots präsentiert und mögliche Erklärungen gegeben.

Intensitäten sind, soweit nicht anders angegeben, in korrigierten Antennentemperaturen T_A^* angegeben. Bei ausgedehnten Quellen, wie Cepheus B in [CII], liegt auch viel Leistung im Errorbeam, außerhalb der Hauptkeule eines Teleskops, so dass T_A^* eine bessere Abschätzung für die wahre Temperatur der Quelle darstellt als die Hauptkeulentemperatur T_{mb} .

5.3.1. Integrierte Intensitäten

Abb. 5.5 zeigt drei Karten mit den integrierten Intensitäten von [CII], CO(11–10) und CO(13–12) von Cepheus B. Die (0;0)-Position der Karte liegt bei $\alpha = 22^h57^m8.7^s$ und $\delta = 62^\circ34'23''$. Ein Stern kennzeichnet die Position von Testis A-NIR Quelle (dem eingebetteten B1–B0.5-Stern). Die Integrationsintervalle sind $[-20; -5]$ kms^{-1} für die [CII]- und $[-16; -11]$ kms^{-1} für die CO-Karten.

Alle Emissionsmaxima zeigen Abweichungen von der Position des eingebetteten B-Stern.

Die [CII]-Emission zeigt ein deutliches Maximum bei $(-30''; +22'')$, $17''$ südwestlich von A-NIR. Die Hauptemission schmiegt sich in einer leichten Nierenform östlich um die Position des eingebetteten B-Sterns. Es existiert ein abrupter Abfall in Richtung Nordosten. Richtung Nordwesten und Süden ist die Emission ausgedehnter. Das Minimum liegt am südöstlichen Kartenende.

Die CO(11–10)-Daten zeigen einen Versatz der Emission in Richtung Südwesten bis Süden vom Hotspot. Man erkennt drei Maxima: Das westlich vom Hotspot gelegene (Maximum 1) befindet sich etwa auf der Verlängerung der Achse gegeben durch die Hotspot-Position und die Position des Maximums der [CII]-Emission. Sein Abstand zum Hotspot beträgt $27''$. Das süd-südöstlich gelegene zweite Maximum (Maximum 2) ist $30''$ vom eingebetteten Stern entfernt. Ein dritter Peak (Maximum 3) ist bei $(-50''; +65'')$ zu sehen. Es existiert einen weniger intensiver Ausläufer der Emission bis zum südöstlichen Rand des im April beobachteten Bereichs. Er folgt etwa dem Band aus dichterem Material, erkennbar z.B. in den C^{18}O -Konturen in Abb. 5.4.

Für CO(13–12) liegen im Juli leider keine Daten am Hotspot vor aufgrund der reduzierten Beobachtungseffizienz. Die Emission ist stark lokalisiert in Richtung Nordwesten. Das Maximum liegt daher am Kartenrand. Es ist jedoch wahrscheinlich, dass die Stärke der Emission außerhalb des beobachteten Bereiches weiter ansteigt. Nimmt man den Punkt, den die 90%-Konturlinie etwa kreisförmig umschließt, zur Entfernungsbestimmung, beträgt der Abstand zwischen Hotspot und Maximum der CO(13–12)-Emission etwa $20''$.

Alle Linien zeigen eine leichte Intensitätszunahme im Bereich $(60''; -55'')$, am Ende des CO(11–10)-Ausläufers. In diesem Bereich befindet sich die PDR #1 aus Abb. 5.4. Dies war das Ziel Juli-Daten. Aufgrund der geringen Abdeckungen sind die Spektren aber stark verrauscht und eine Geschwindigkeitsauflösung der Linie

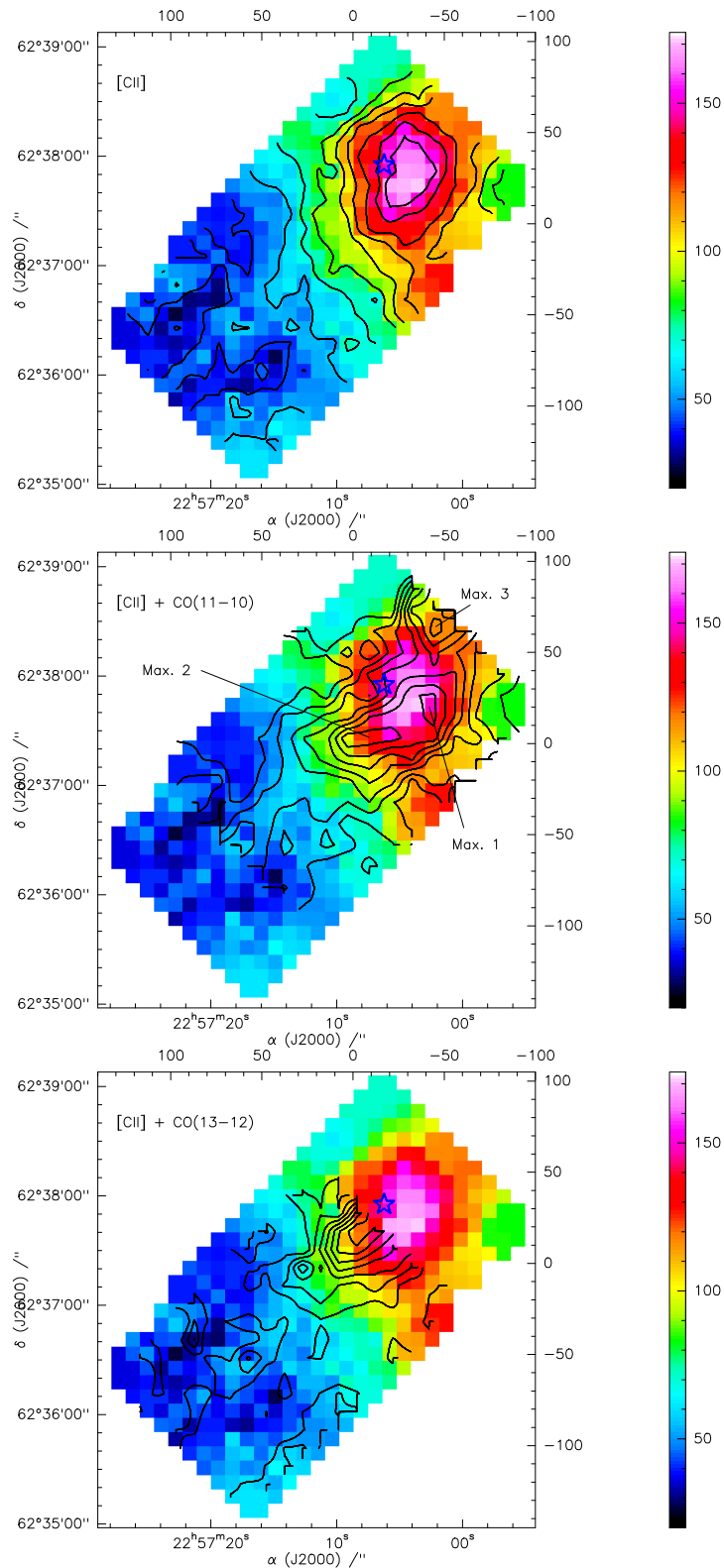


Abbildung 5.5.: Geschwindigkeitsintegrierte Intensität der [CII]-Emission in Farbe und als Konturen (oben) ebenfalls [CII], (mitte) CO(11-10), (unten) CO(13-12). Integrationsgrenzen: [CII] $[-20; -5]$, CO-Linien $[-16; -11]$ (km s^{-1}). Konturen: [CII] 25,5/173,1/14,8, CO(11-10) 3,6/17,0/1,9, CO(13-12) 0,3/6,2/0,8 (K km s^{-1}). Der blaue Stern gibt die Position des eingebetteten B1-B0.5-Sterns an.

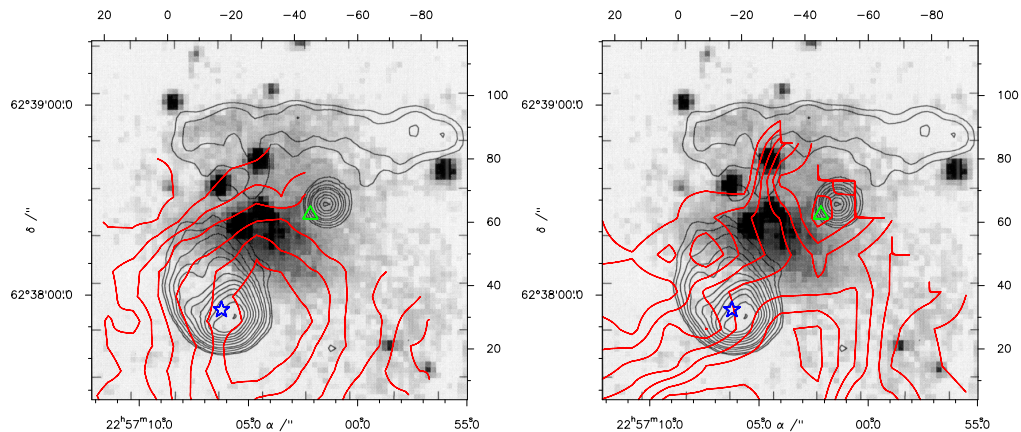


Abbildung 5.6.: Vergleich von Radiokontinuum- (schwarze Kontur) und optischen Daten (Graustufen) aus Testi et al. [90] mit [CII] (links) und CO(11–10)-Daten (rechts) in rot. Die Konturebenen entsprechen denen aus Abb. 5.5. Der blaue Stern markiert die Position des eingebetteten Sterns, das grüne Dreieck Testis B Quelle.

nicht möglich.

Vergleich mit Radiokontinuum-Messungen

Die gemessenen Abweichungen der [CII]- und CO-Maxima liegen signifikant oberhalb der Pointing-Genauigkeit von SOFIA von maximal $5''$ (Abschnitt 4.1.4). Auch die Radiokontinuum-Messungen von Testi et al. (Abb. 5.6) zeigen einen Versatz des Intensitätsmaximum vom B-Stern in südwestliche Richtung. Das Kontinuumsignal fällt in diese Richtung steil ab, während es in nordöstliche bis nördliche Richtung ausgedehnter ist.

Zusätzlich ist zu bemerken, dass das dritte Maximum der CO(11–10)-Emission mit Testis B Quelle zusammenfällt und möglicherweise auch die Ausdehnung des [CII]-Peaks in Richtung Nordwesten hiermit in Verbindung stehen. Es lässt sich schlussfolgern, dass, falls eine [HII]-Region um die Quelle vorhanden ist, diese noch sehr schwach ausgeprägt ist. Der Peak in CO zeigt jedoch, dass heißes molekulares Material vorhanden ist. Diese Beobachtungen sind konsistent mit der Vermutung von Testi et al., dass es sich bei dieser Quelle um einen Stern im Frühstadium handelt, der seine Umgebung noch nicht ionisiert, jedoch das umgebende Material aufheizt.

Vergleich mit ^{13}CO -Messungen

Ein Vergleich unserer CO(11–10)-Karten mit den Daten von Mookerjea et al. in ^{13}CO wird in Abb. 5.7 angestellt. Die Karten zeigen, dass das zweite Maximum in CO(11–10) an der Spitze eines Bandes dichteren Materials liegt, das in den ^{13}CO -

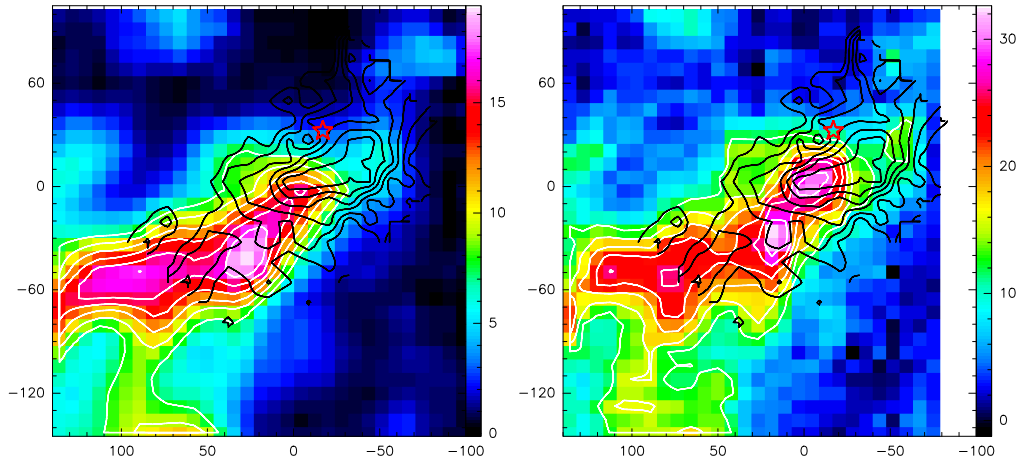


Abbildung 5.7.: Vergleich der integrierten Intensitäten der CO(11–10)-Emission (Konturen, ab 40% des Maximums in 10%-Schritten) mit Messungen von $^{13}\text{CO}(1-0)$ (links) und $^{13}\text{CO}(2-1)$ (rechts) in Farbe. Das Integrationsintervall wurde auf das der ^{13}CO -Daten angepasst: -17 bis -10 km s^{-1} . Roter Stern: Testis A Quelle. In ^{13}CO erkennt man ein Filament dichteren Mediums, das sich ausgehend vom Maximum 2 des CO(11–10) in Richtung Südosten erstreckt.

Intensitäten zu sehen ist. Diese Struktur ist auch in den C^{18}O -Daten in Abb. 5.4 zu sehen. Dies erklärt die zwei CO(11–10)-Maxima in der Nähe der [HII]-Region: das erste Maximum entsteht an der Position, an der die höchste Temperatur in der PDR erreicht wird. Das zweite Intensitätsmaximum wird durch die steigende Dichte in Richtung des Filaments hervorgerufen.

Morphologie

Auch unsere Messungen vertragen sich mit Testis Bild des offenen Kegels. Im Nordosten des B-Sterns finden wir wenig [CII]- und kaum CO-Intensität, da hier entsprechend zu Testis Ergebnissen nur wenig dichtes Material vorhanden ist. In diese Richtung öffnet sich der Kegel. Das molekulare Material muss sich stärker im Südwesten befinden, da die gemessene Lage der [CII]- und CO(11–10)-Intensitätsmaxima zusammen mit dem kleineren $^{13}\text{CO}(2-1)$ -Peak zeigt, dass sich dort – in der Verlängerung des Versatzes des Radiokontinuum-Signals – eine PDR mit der typischen Schichtung ausgebildet hat.

Auch in Richtung Südosten ist dichteres Medium vorhanden, wie die $^{13}\text{CO}(1-0)$ und $^{13}\text{CO}(2-1)$ Karten von Mookerjea et al. zeigen. Daher ist auch hier ein weiteres Maximum in der CO-Emission bei hohen J zu sehen.

5.3.2. PDR-Modellvergleich

Die Karten mit integrierten Intensitäten und der Vergleich zwischen CO(11–10) und ^{13}CO (Abb. 5.7) zeigen eine Schichtabfolge der Emissionsmaxima ausgehend

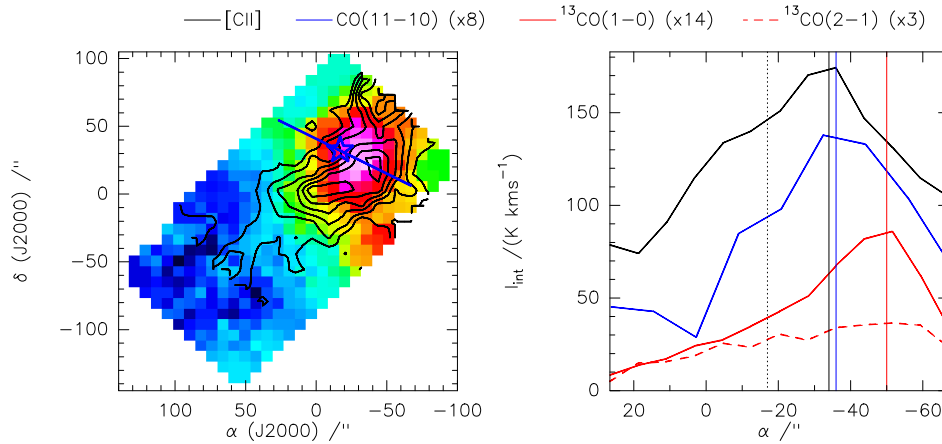
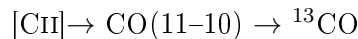


Abbildung 5.8.: (links) Lage eines Schnitts durch die Position des eingebetteten Sterns (blauer Stern) und die PDR im Bereich des ersten CO(11-10)-Maximums. (rechts) Verlauf der integrierten Intensitäten entlang des Schnitts. Die Maxima-Positionen von [CII] und CO(11-10) sind fast identisch, während die Peaks in den ¹³CO-Linien bei größeren Abstand folgen.

vom B-Stern in Richtung Maximum 1: [CII], hoch angeregtes CO, wenig angeregtes CO. Das entspricht der erwarteten Schichtabfolge in einer einfachen eindimensionalen PDR (Abschnitt 1.2). Abb. 5.8 zeigt den Intensitätsverlauf unserer beobachteten Linien und der ¹³CO-Daten von Mookerjea et al. durch Testis A Quelle in Richtung dieses Maximums. Der eingebettete Stern befindet sich bei $\alpha = 17''$, der [CII]-Peak bei $\alpha = 34''$. Der CO(11-10)-Peak und das [CII]-Maximum fallen beinahe zusammen. Sie sind etwa $2-5''$ voneinander entfernt. Die CO(11-10)-Emission ist deutlich schmaler als der [CII]-Verlauf. Die beiden ¹³CO-Linien erreichen ihr Maximum in einem Abstand von etwa $16''$ zu [CII]. Der nachfolgende Abfall ist auf die abnehmende Dichte des Material zurück zu führen. Ausgehend von der Quelle der UV-Strahlung treten die Emissionmaxima in folgender Reihenfolge auf:



Die Intensitätsverhältnisse der Maxima von [CII], ¹³CO(1-0) und ¹³CO(2-1) zu CO(11-10) liegen bei etwa 11, 0,7 und 0,4. Die ¹³CO(2-1) ist ungefähr doppelt so hell wie die ¹³CO(1-0).

KOSMA- τ

Um die Konsistenz der gemessenen Abstände und Intensitäten mit PDR-Modellen zu prüfen, wurden in einem nächsten Schritt die Emissionen zweier Modell-PDRs berechnet.

Verwendet wurde das KOSMA- τ PDR-Modell [87] [79], das eine sphärische Wolke simuliert, die einem isotropen FUV-Strahlungsfeld sowie kosmischer Strahlung ausgesetzt ist. Es berechnet die chemische Zusammensetzung und die Temperaturverteilung.

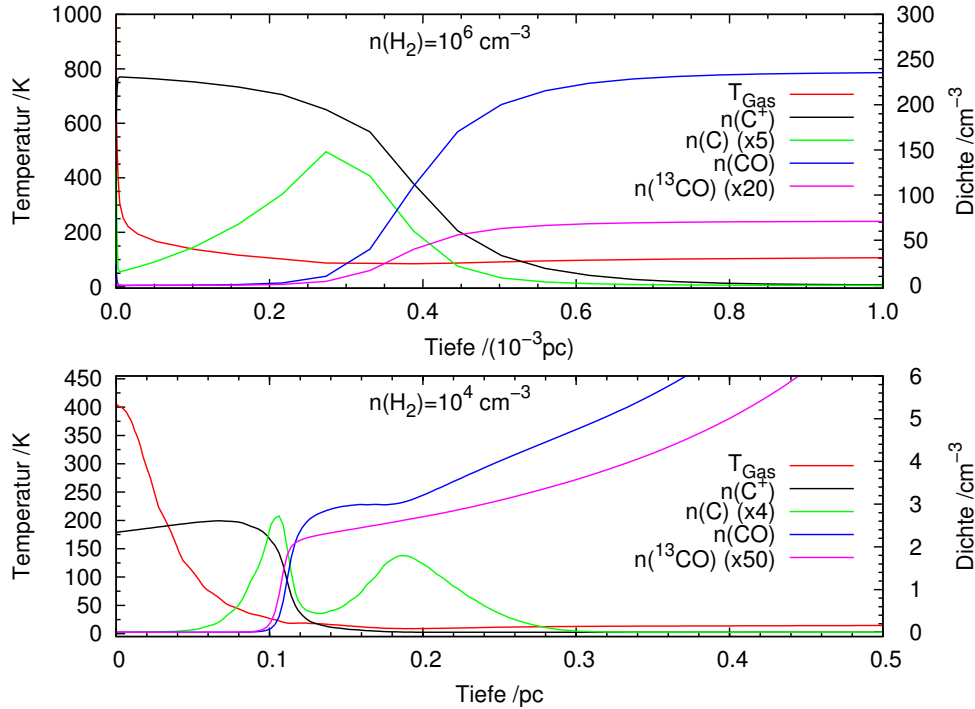


Abbildung 5.9.: Ergebnisse des KOSMA- τ Modells für die Dichten der Spezies und die Gastemperatur. Die Oberflächendichten betragen $n = 10^4/\text{cm}^3$ (unten) und $n = 10^6/\text{cm}^3$ (oben). Strahlungsfeld und Masse des Klumpens: $\chi = 10^3$, $m = 10^3 M_{Sun}$.

lung in Abhängigkeit vom Radius des Klumpens bzw. der Tiefe. Im Anschluss kann die Emission der Moleküle und Atome in der Wolke über eine Strahlungstransport-Rechnung bestimmt werden. Eingangsparmeter für das Modell sind die Oberflächendichte des Klumpens $n(r_{surf})$, seine Masse m und das Strahlungsfeld χ . Das Modell nimmt an, dass die Wasserstoff-Dichte in der Wolke bis zu einem Radius von $0,2 \cdot r_{surf}$ konstant ist und danach mit $n(r) \propto r^{-1,5}$ auf die Oberflächendichte abfällt.

Mookerjea et al. berechneten Dichten der Klumpen in Cepheus B von $n(\text{H}) = 2 \times 10^4$ bis $n(\text{H}) = 8 \times 10^5/\text{cm}^3$ und eine Stärke des UV-Strahlungsfeldes von $\chi = 1500$ am Ort des Hotspot. Zur Vereinfachung wurde im Modell mit ganzen Zehnerpotenzen gerechnet. D.h. χ betrug 1000 (mal dem Strahlungsfeld nach Drainé) und als Dichten wurden $n_{surf} = 10^4$ und $n_{surf} = 10^6/\text{cm}^3$ eingesetzt. Da es sich bei unserem Szenario um einen eingebetteten Stern mit ihm umgebender schalenförmiger PDR handelt und nicht, wie im KOSMA- τ -Modell um eine kugelförmige Wolke, die von außen angestrahlt wird, wurde die Masse der Wolke sehr hoch gewählt ($m = 10^3 M_{Sun}$), um eine planparallele PDR zu simulieren.

Die Resultate der Simulationsrechnungen sind in Abb. 5.9 dargestellt. Der dargestellte Tiefen-Bereich wurde auf das Intervall, in dem sich die Dichten stark ändern,

eingegrenzt.

Erkennbar ist die Schichtabfolge einer PDR. Am Rand der Wolke liegt hauptsächlich ionisierter Kohlenstoff vor wegen des starken FUV-Feldes. Mit zunehmender Tiefe verliert das Strahlungsfeld durch Absorption durch Gas und Staub an Intensität. Ab einem gewissen Punkt können C^+ und Elektronen rekombinieren und neutralen Kohlenstoff bilden, der sich in noch größerer Tiefe mit Sauerstoff zu CO verbindet. Die Tiefe bei der die Übergänge stattfinden ist abhängig von der Oberflächendichte und dem Strahlungsfeld.

Bei $n_{Surf} = 10^6 / \text{cm}^3$ ist das Maximum der atomaren Kohlenstoffdichte bei einer Tiefe von $0,28 \times 10^{-3}$ pc zu finden. Bei $0,4 \times 10^{-3}$ pc fallen die Dichten von C^+ - und atomarem Kohlenstoff schnell ab und CO wird gebildet. Ab $0,6 \times 10^{-3}$ pc sind alle Dichte nahezu konstant.

Bei $n_{Surf} = 10^4 / \text{cm}^3$ erreicht die Dichte des atomaren Kohlenstoffs ihr erstes Maximum bei 0,1 pc. In den folgenden 0,02 pc geschieht der Übergang eines großen Teils des C^+ und C hin zu CO. Ein zweites Maximum der C-Dichte tritt bei 0,19 pc auf. Die Dichte der CO-Isotope steigt kontinuierlich an bis zum Ende des dargestellten Tiefen-Bereichs.

Integrierte Intensitäten pro Säulendichte der Modelle

Zur Berechnung der Intensitäten abhängig von der Tiefe der einzelnen Atome und Moleküle konnte nicht auf die Strahlungstransport-Berechnung von KOSMA- τ zurückgegriffen werden, da KOSMA- τ immer über den Klumpen mittelt und daher nicht schichtweise planparallel gerechnet werden kann. Für die Abschätzung der Intensitätscharakteristik wurde die lokale Emissivität in einer planparallelen Schicht berechnet. Hierzu musste die Anregung der Spezies berechnet werden. Für die optisch dicken ^{13}CO -Linien, die das dichtere Medium anzeigen, wurde angenommen, dass Strahlung und kinetische Temperatur im Gleichgewicht sind, so dass lokales thermodynamisches Gleichgewicht¹ (LTE) herrscht. Für die optisch dünne [CII]- und CO(11–10)-Emission wurde nur die Hintergrundstrahlung für die Anregung beachtet. Die aus der Gastemperatur, der H_2 -Dichte und der Dichte einer Spezies am Radius r (siehe Abb. 5.9) erhaltenen integrierten Intensitäten pro Säulendichte zeigt Abb. 5.10.

Zu erkennen ist, dass sich die Reihenfolge der Maxima von [CII] und CO(11–10) zwischen einer Oberflächendichte von 10^4 und von $10^6 / \text{cm}^3$ umkehrt. Mit steigender Oberflächendichte wandert der [CII]-Peak in Richtung Oberfläche, der CO(11–10)-Peak tiefer ins Innere der Wolke. In beiden Fällen ist der nachfolgende Peak größer als derjenige am Rand der Wolke.

Im Fall mit höherer Dichte dominiert zunächst [CII]. Das Maximum der Linie liegt

¹engl. local thermodynamical equilibrium

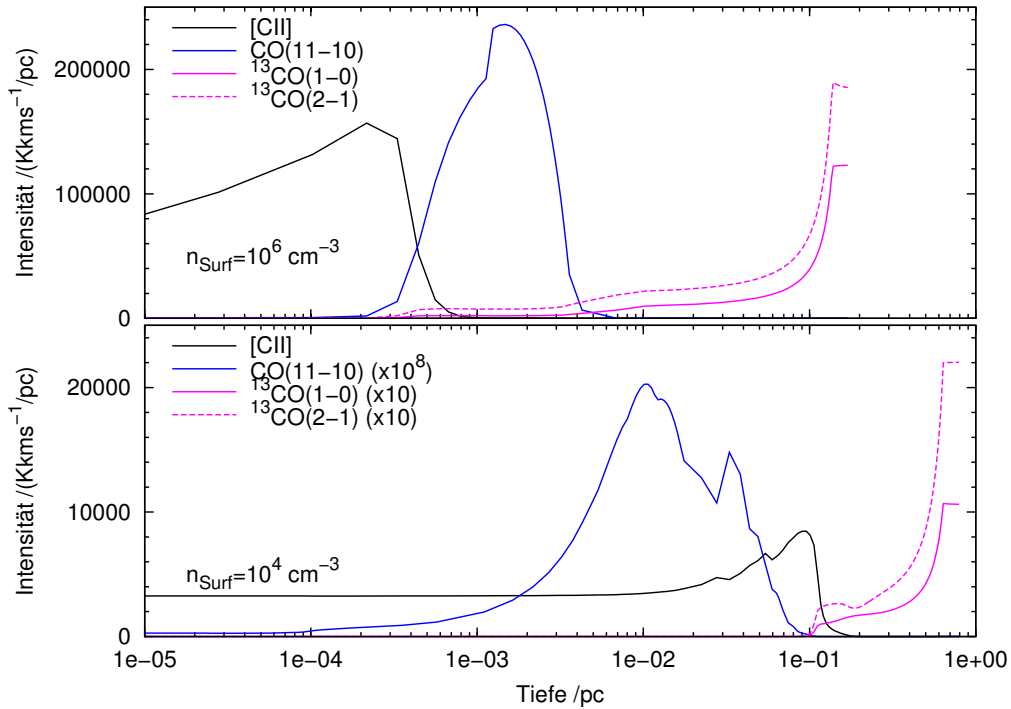


Abbildung 5.10.: Integrierte Intensität pro Säulendichte für Klumpen mit Oberflächendichte $n = 10^4 / \text{cm}^3$ (unten) und $n = 10^6 / \text{cm}^3$ (oben).

bei 2×10^{-4} pc. Bei $1,5 \times 10^{-3}$ pc folgt der CO(11–10)-Peak. Das Verhältnis der Peak-Höhen errechnet sich zu $I([\text{CII}])/I(\text{CO}) = 0,67$. Der Abstand zwischen den Maxima beträgt $1,3 \times 10^{-3}$ pc. Die Intensität der ^{13}CO -Linien steigt bis zu einer Tiefe, die dem 0,2-fachen des Klumpenradius entspricht. Danach hält das Modell die Wasserstoff-Dichte konstant, so dass auch die Intensitäten konstant bleiben. Als Maximumposition kann daher die Maximaltiefe gewählt werden, woraus ein Abstand zum [CII]-Peak von $\approx 0,17$ pc folgt.

Bei $n_{\text{Surf}} = 10^4 / \text{cm}^3$ ist CO(11–10) fast nicht vorhanden (Skalierung 10^8). Es existiert ein sehr kleines CO(11–10)-Maximum bei 0,01 pc gefolgt von einem [CII]-Peak bei 0,1 pc. Die CO(11–10)-Werte sind mit 10^8 multipliziert, das Intensitätsverhältnis liegt daher bei $\approx 10^8$. Der Abstand beträgt 0,09 pc. Die ^{13}CO -Linien verhalten sich wie im Fall mit höherer Oberflächendichte. Die Tiefe des Maximums beträgt 0,8 pc und der Abstand zum [CII]-Peak 0,7 pc.

Vergleich der Modelle und Daten

Die beiden modellierten Fälle geben Grenzen für die Klumpendichte dieser PDR in Cepheus B vor. Denn in keinem der Szenarien fallen der [CII]- und CO(11–10)-Peak zusammen, jedoch ändert sich die Reihenfolge der Maxima der Spezies,

n_{Surf} /cm ³	$\Delta(\text{CO}(11-10))$ /10 ⁻³ pc	$\Delta(^{13}\text{CO})$	$\frac{\Delta(^{13}\text{CO})}{\Delta(\text{CO}(11-10))}$
10 ⁴	-90,0	600,0	-6,7
10 ⁶	1,3	169,8	130,6
10 ⁶ (2)		60,0	46,2
(Daten)	7,0	60,0	8,6

Tabelle 5.1.: Vergleich der Modelle mit den Daten bezüglich der Abstände der CO-Isotope vom [CII]-Peak. Aus den Modelldiagrammen wurde ein gemeinsamer Maximumswert für die ¹³CO-Linien abgelesen.

n_{Surf} /cm ³	$\frac{I([\text{CII}])}{I(^{13}\text{CO}(1-0))}$	$\frac{I(\text{CO}(11-10))}{I(^{13}\text{CO}(1-0))}$	$\frac{I(^{13}\text{CO}(2-1))}{I(^{13}\text{CO}(1-0))}$
10 ⁴	7,7	$\approx 10^{-8}$	2,0
10 ⁶	1,3	1,9	1,6
10 ⁶ (2)	7,6	11,0	1,9
(Daten)	28,8	2,7	1,9

Tabelle 5.2.: Vergleich der Intensitätsverhältnisse bezüglich ¹³CO(1-0).

$$\begin{array}{l}
 (n_{Surf} = 10^4 / \text{cm}^3) \quad \text{CO}(11-10) \rightarrow [\text{CII}] \rightarrow ^{13}\text{CO} \\
 (n_{Surf} = 10^6 / \text{cm}^3) \quad [\text{CII}] \rightarrow \text{CO}(11-10) \rightarrow ^{13}\text{CO},
 \end{array}$$

so dass davon ausgegangen werden kann, dass die Dichte des Modells mit bester Übereinstimmung zu den Daten zwischen den gewählten liegt.

Um die Abweichungen der Modelle von den Beobachtungen etwas zu quantifizieren, wurden zwei Quotienten gebildet. Tab. 5.1 zeigt das Verhältnis aus den Entfernungen der Peaks der CO-Isotope vom [CII]-Maximum. Die "falsche Reihenfolge" im Modell mit niedrigerer Dichte sorgt für ein negatives Vorzeichen des Quotienten. Tab. 5.2 zeigt die Verhältnisse der maximalen Intensitäten relativ zum ¹³CO(1-0)-Wert.

Beide Modelle zeigen Abweichungen von den Messwerten. Zu bedenken ist, dass die modellierte Tiefe deutlich größer als die reale ist. Da ¹³CO ein Indikator für dichtes Medium ist, ist z.B. in Abb. 5.7 erkennbar, dass die Dichte in der PDR nur bis zu einem Abstand von $\approx 30''$ zu Testis A Quelle ansteigt. Das entspricht einem Abstand von 0,06 pc zum [CII]-Peak. Danach sinkt sie wieder und es kann zu keinem weiteren Anstieg der ¹³CO-Intensitäten, wie in den Modellen, kommen. Das gemessene ¹³CO-Maximum ist damit durch den Dichte-Peak gegeben und ein Ablesen der Modellwerte bei größeren Tiefen nicht sinnvoll.

Beschränkt man die Tiefe daher auf 0,06 pc und liest dann die Werte aus den Modellen ab, können im weniger dichten Modell keine Quotienten mehr gebildet

werden, da [CII]-Maximum und ^{13}CO -Emission bei größeren Abstände liegen. Für $n_{\text{Surf}} = 10^6 / \text{cm}^3$ ergeben sich die Quotienten in den Zeilen “ 10^6 (2)”. Auch hier ergeben sich noch sichtbare Abweichungen. Der Abstand zwischen [CII] und CO(11–10) ist zu klein und die Intensitätsverhältnisse zwischen [CII] und $^{13}\text{CO}(1-0)$ und CO(11–10) und $^{13}\text{CO}(1-0)$ sind vertauscht.

Es zeigt sich aber, dass das Vorgehen Erfolg versprechend ist. Die Modelle zeigen qualitative Übereinstimmungen mit den Beobachtungen. Weitere Modelle mit Dichten zwischen 10^4 und $10^6 / \text{cm}^3$ werden in den nächsten Wochen gerechnet. Ist der Dichte-Bereich weiter eingegrenzt, kann dann auch Strahlungstransport und Klumpigkeit des Mediums berücksichtigt werden.

5.3.3. Vergleich mit KAO-Daten

Die zuvor einzigen geschwindigkeitsaufgelösten [CII]-Spektren von Cepheus B stammten von Boreiko et al. und wurde mit Hilfe des KAO aufgenommen. Sie besitzen eine räumliche und spektrale Auflösung von $43''$ und $0,8 \text{ km s}^{-1}$. Beobachtet wurden damals der Hotspot, sowie zwei Positionen 1' und 2' entfernt in nordwestlicher Richtung. An das Spektrum am Hotspot passten sie eine Geschwindigkeitskomponenten an. Die Werte des Fits sind in Tab. 5.3 zu finden. Sie maßen damals eine integrierte Intensität von $(9,0 \pm 0,5) \times 10^{-7} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{sr}}$. Dies entspricht bei der Ruhfrequenz von [CII] (1900,537 GHz) $T_A^* = (128,5 \pm 7,1) \text{ K} \frac{\text{km}}{\text{s}}$.

Unsere [CII]-Daten wurden zum Vergleich auf die Auflösung der KAO-Daten umgerechnet. Das Spektrum an der Hotspot-Position und die beste Anpassung einer Gauß-Kurve, sowie den Fit von Boreiko et al. zeigt Abb. 5.11. Die Geschwindigkeit und die Linienbreite stimmen sehr gut überein (Tab. 5.3). Die integrierte Intensität unseres Spektrum beträgt $170 \text{ K} \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Die integrierten Intensitäten unterscheiden sich damit deutlich. Die Abweichung unseres Wertes von Boreikos beträgt etwa 25%. Gleiches sieht man entsprechend bei einem Vergleich der Flächen der Gauß-Anpassungen.

Ähnliche Werte ($\approx 30\%$) treten auch bei Vergleichen der Messdaten des M17-Projekts mit den KAO-Messungen auf. Boreiko gibt seine Intensitäten in korrigierten Antennentemperaturen T_A^* an, da bei ausgedehnten Quellen, wie Cepheus B, auch viel Leistung im Errorbeam der Teleskope enthalten ist, die durch eine Umrechnung auf Hauptkeiltemperatur T_{mb} vernachlässigt werden würde. Daher sind die Differenzen möglicherweise auf den kleineren Errorbeam von SOFIA zurückzuführen, der damit Emission detektiert, die deutlich dichter an der beobachteten Position liegt als der KAO-Errorbeam. Bei einer ausgedehnten Quelle, deren Emission radial abfällt, folgt dann, dass Antennentemperaturen für SOFIA höher liegen als für KAO. Die Werte von Boreiko et al. sind daher nur als eine untere Grenze zu sehen. Unsere integrierten Intensitäten geben damit eine bessere Abschätzung der Helligkeit der Quelle.

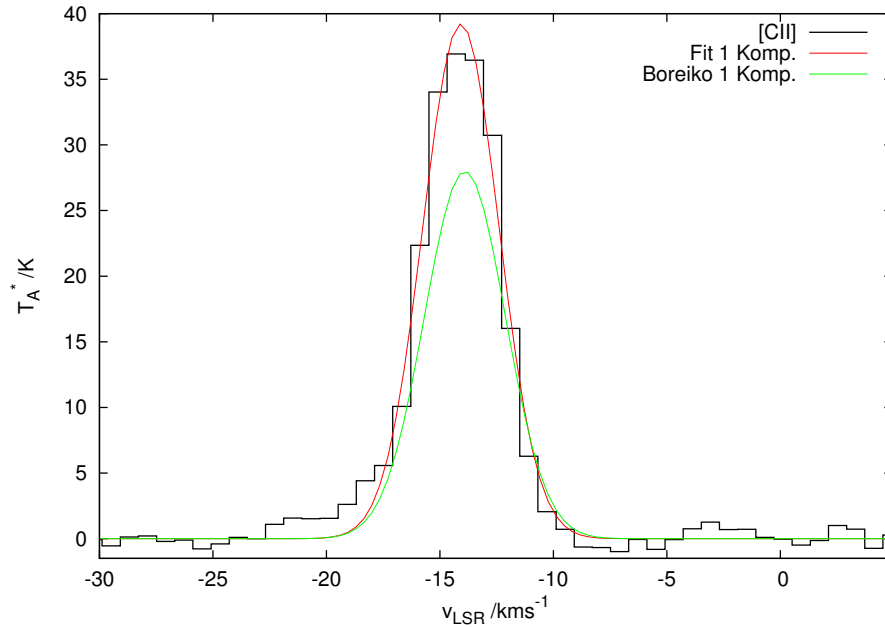


Abbildung 5.11.: Beobachtetes [CII]-Spektrum am Hotspot, umgerechnet auf die Auflösung der Boreiko-Messungen von $0,8 \text{ km s}^{-1}$ und $43''$. In rot ist der beste Fit an unsere Daten eingetragen: links eine Geschwindigkeitskomponenten, rechts zwei. Die grüne Kurve zeigt links den 1-komponentigen Fit von Boreiko et al., rechts den 2-komponentigen Fit unter Verwendung seiner v_{LSR} -Werte und Linienbreiten. Die Amplitude der zweiten Komponente wurde zu einem Viertel der Hauptkomponente angenommen. Die Kurvenparameter sind in Tab. 5.3 zu finden.

	Komp.	T_{Peak} /K	v_{LSR} /kms $^{-1}$	FWHM /kms $^{-1}$	Fläche /K kms $^{-1}$
Best-fit	1	$39,2 \pm 0,7$	$-14,1 \pm 0,1$	$4,0 \pm 0,1$	$165,1 \pm 3,0$
Boreiko	1	$28,0 \pm 0,9$	$-13,9 \pm 0,1$	$4,2 \pm 0,1$	$125,1 \pm 5,0$

Tabelle 5.3.: Parameter der Gauß-Fits an die Spektren an der Position des Hotspots. Die Geschwindigkeiten und Linienbreiten stimmen gut miteinander überein. Die Peak-Temperaturen und integrierten Intensitäten zeigen jedoch Abweichungen von $\approx 25\%$.

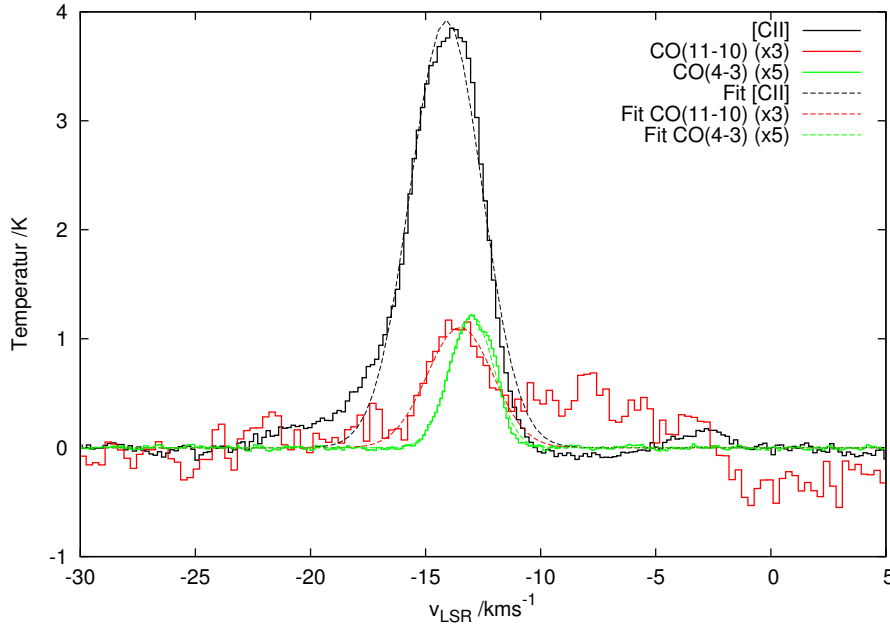


Abbildung 5.12.: Über die komplette Karte gemittelte Spektren mit entsprechenden Gauß-Fits.

5.3.4. Geschwindigkeitsstruktur

Mittlere Geschwindigkeit und Linienbreite

Die mittleren Geschwindigkeiten der [CII]- und CO(11–10)-Emission betragen $(-14,1 \pm 0,1) \text{ km s}^{-1}$ und $(-13,5 \pm 0,2) \text{ km s}^{-1}$. Die Linienbreiten (FWHM) liegen bei $(3,7 \pm 0,1) \text{ km s}^{-1}$ und $(3,4 \pm 0,2) \text{ km s}^{-1}$. Zur Berechnung wurde über alle Spektren der jeweiligen Linie gemittelt und anschließend ein Gaußprofil angepasst. Die Spektren sind in Abb. 5.12 dargestellt. Wie man sieht, ist das RMS des CO(11–10)-Spektrums selbst jetzt noch sehr groß. Ebenfalls eingetragen ist das gemittelte Spektrum der CO(4–3)-Linie von Mookerjea. Seine Geschwindigkeit liegt bei $(-13,0 \pm 1,9) \text{ km s}^{-1}$ mit einer Breite von $(2,2 \pm 0,01) \text{ km s}^{-1}$.

Die [CII]-Linie ist damit um den Faktor 1,1 breiter als die CO(11–10)- und um den Faktor 1,6 als die CO(4–3)-Linie. Die Linienbreite von CO(11–10) ist etwa 50% größer als die von CO(4–3).

Geschwindigkeitskanal-Daten

In Abb. 5.13 und Abb. 5.14 sind die Intensitäten in den relevanten Geschwindigkeitskanälen dargestellt.

Die Geschwindigkeiten in der [CII]-Linie zwischen $-11,68$ und $-12,77 \text{ km s}^{-1}$ zeigen ein Maximum im Bereich der stärksten Emission aus den Integrierte-Intensitäts-Karten in Abb. 5.5. Bei niedrigeren Geschwindigkeiten dehnt sich die Emission in Richtung Nordwest-Rand und Süden aus. Der Emissionspeak in diesem Bereich liegt

bei $-13,68 \text{ km s}^{-1}$. Der Abfall der Intensität vollzieht sich zu kleineren Geschwindigkeiten langsamer als zu höheren. Erklärbar ist dies durch die zweite blau verschobene Komponente des Gases, die schon in den Vergleichsmessungen aus dem vorherigen Abschnitt beschrieben wurde. Vergleicht man die Kanäle mit niedrigsten und höchsten Geschwindigkeiten ist weiterhin ein globaler Geschwindigkeitsgradient von Nordwesten nach Südosten erkennbar: Die Emission am südöstlichen Kartenrand ist bei Geschwindigkeiten $> -12,41 \text{ km s}^{-1}$ deutlich größer als bei $< -15,49 \text{ km s}^{-1}$. Am nordwestlichen Rand ist es entsprechend umgekehrt.

Die CO(11–10)-Emission beschränkt sich auf den, im Vergleich zu [CII] kleineren Geschwindigkeitsbereich zwischen $-11,77$ und $-14,78 \text{ km s}^{-1}$. In den Diagrammen sind deutlich die Maxima aus Abb. 5.5 zu erkennen. Während das Maximum 1 im Kartenzentrum bei höheren Geschwindigkeiten zwischen $-12,59$ und $-13,41 \text{ km s}^{-1}$ emittiert, ist das westlich des B-Sterns gelegene Maximum 2 bei Geschwindigkeiten zwischen $-13,49$ und $-14,5 \text{ km s}^{-1}$ zu finden. Das dritte Maximum am nordwestlichen Kartenrand liegt zwischen diesen beiden bei $-12,86$ bis $-14,23 \text{ km s}^{-1}$. Ein globaler Geschwindigkeitsgradient wie bei [CII] ist nicht zu erkennen.

Großräumiger Geschwindigkeitsgradient

Zur Ermittlung des Geschwindigkeitsgradienten des heißen Gases in der Karte wurden an die [CII]-Spektren jedes Pixels Gaußkurven angepasst und der Erwartungswert bestimmt. Abb. 5.15 zeigt die errechnete Karte für [CII]. Man erkennt im Querschnitt den globalen Geschwindigkeitsgradient von Nordwesten nach Südosten, sowie eine Umkehr des Gradienten zwischen $\alpha = -45''$ und $\alpha = 10''$. Eine Regressionsgerade unter Berücksichtigung der ersten und letzten drei Datenpunkte des Querschnitts ergibt einen großräumigen Gradienten von $(3,6 \pm 0,6) \times 10^{-3} \text{ km s}^{-1} / \text{arcsec}$; ein Fit unter Berücksichtigung aller Datenpunkte ergibt $(3,1 \pm 0,8) \times 10^{-3} \text{ km s}^{-1} / \text{arcsec}$.

Aus den Kanaldaten von Beuther et al. lässt sich einen Wert für CO(3–2) von $4,2 \times 10^{-3} \text{ km s}^{-1} / \text{arcsec}$ ablesen. Der [CII]-Wert stimmt mit diesem ausreichend gut überein.

Aufgrund des schlechten Signal-zu-Rauschverhältnisses konnten an die CO-Daten außerhalb der Bereiche mit hoher Intensität keine verlässlichen Gauß-Fits angelegt werden.

Lokaler Geschwindigkeitsgradient

Allerdings konnten die Geschwindigkeiten an den Positionen der Maxima 1 und 2 bestimmt werden. Die Spektren der einzelnen Pixel waren auch hier teilweise erheblich verrauscht. Daher wurden Polygone definiert und die Spektren der enthaltenen Pixel aufsummiert. Abb. 5.16 zeigt die verwendeten Polygone. Die [CII]-Spektren

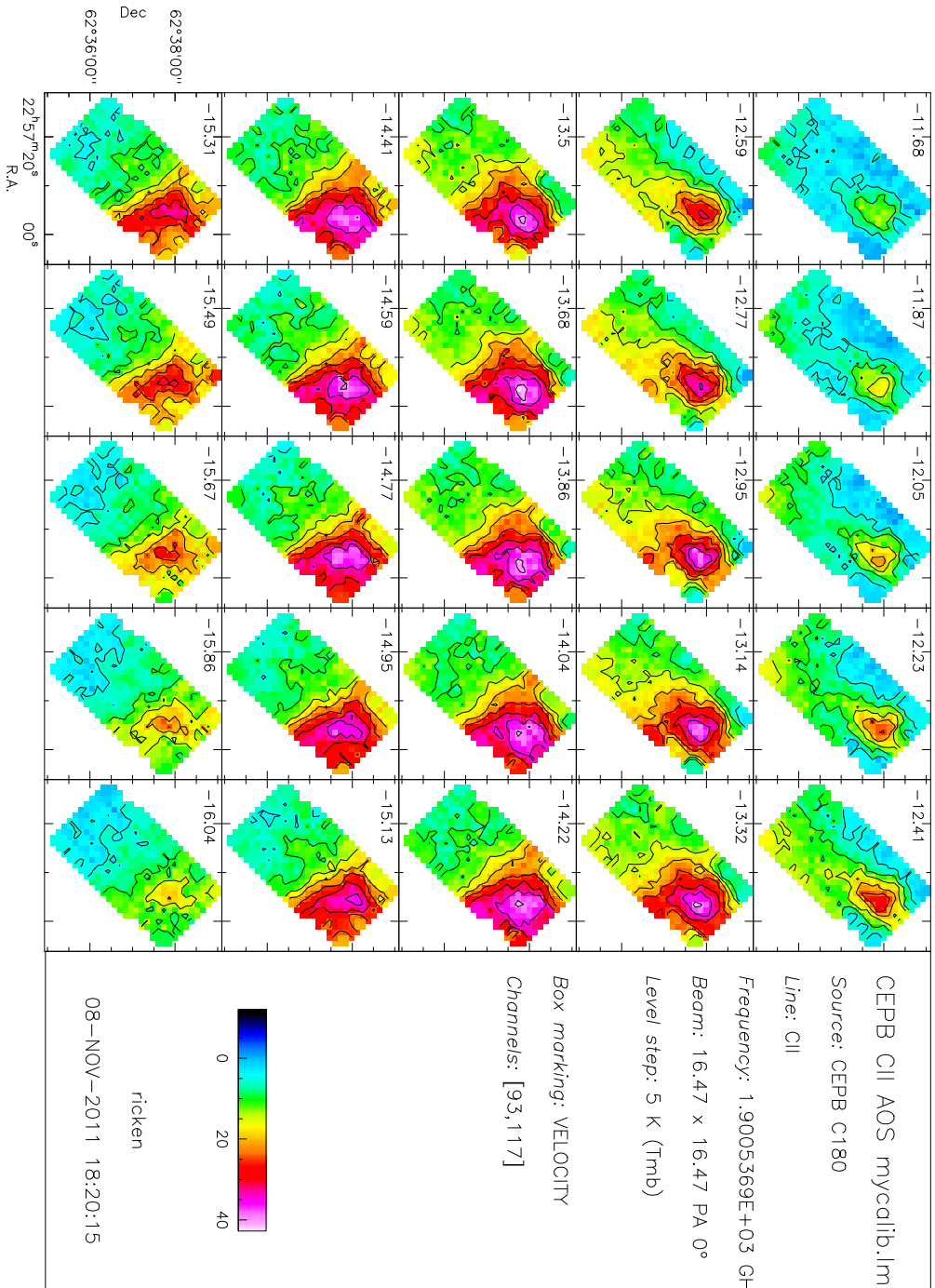


Abbildung 5.13.: Geschwindigkeits-Kanal-Karten von CII.

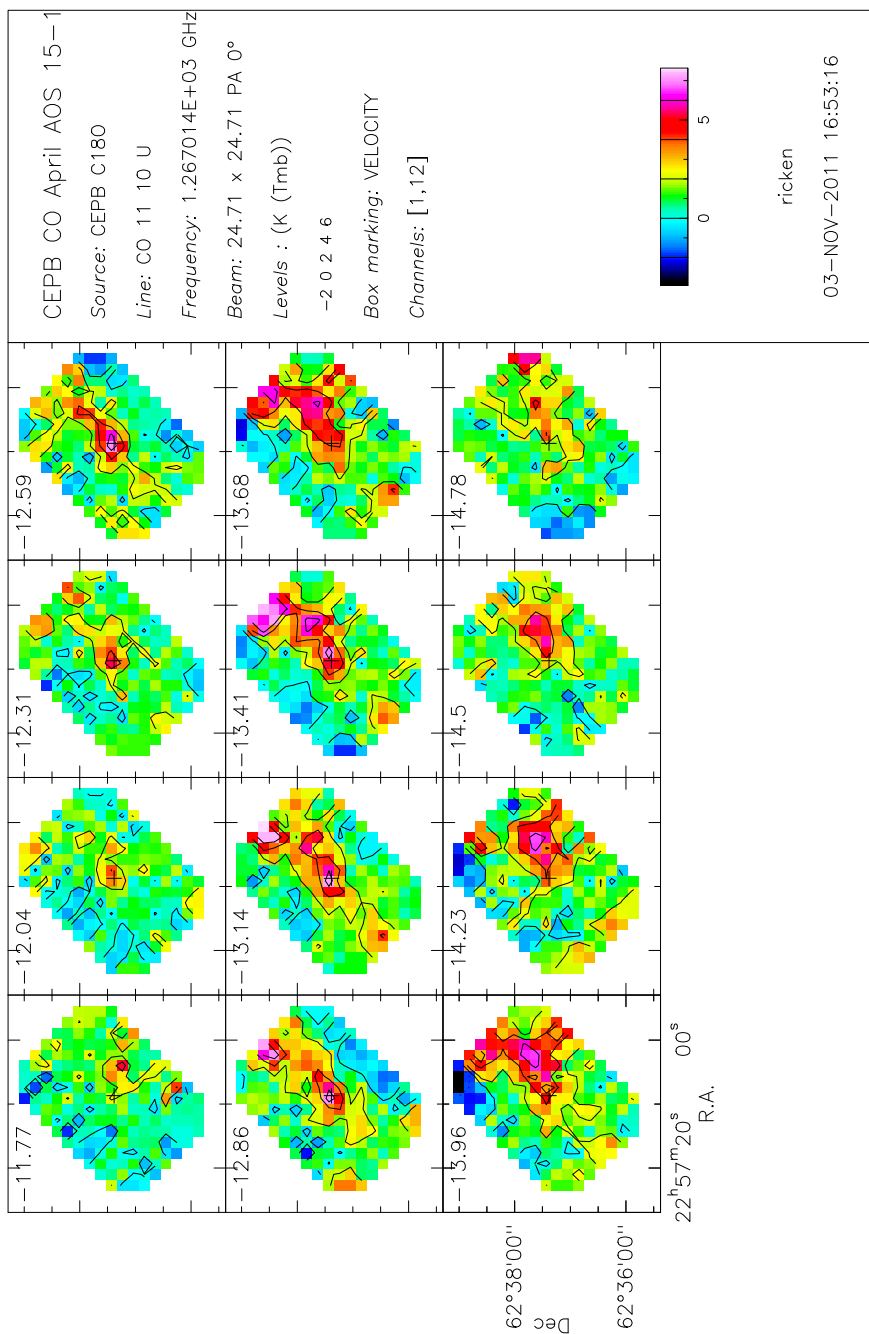


Abbildung 5.14.: Geschwindigkeits-Kanal-Karten in CO(11-10).

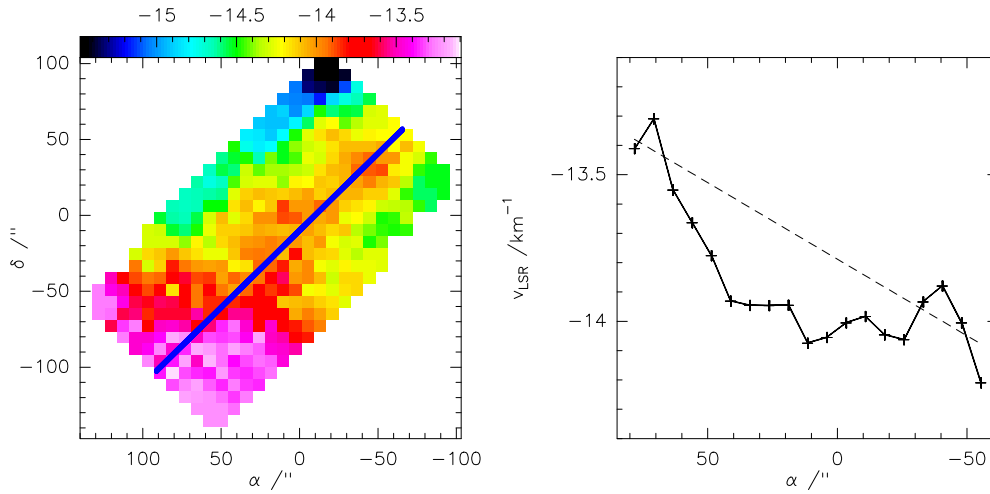


Abbildung 5.15.: Geschwindigkeiten von [CII] in den Pixeln der Karte. Sie wurden berechnet durch Anpassen einer Gaußkurve an das Spektrum des jeweiligen Pixels. Rechts ist ein Querschnitt durch die Karte gezeigt. Die Ausgleichsgerade an die ersten und letzten Datenpunkte zeigt einen Gradienten von $(3,1 \pm 0,8) 10^{-3} \text{ kms}^{-1} / ''$.

zeigten wieder die blau verschobene Schulter wie am Hotspot (Abschnitt 5.3.3) und wurden daher mit zwei Komponenten gefittet. Die Spektren und die angepassten Gaußkurven für [CII], CO(11–10) und CO(4–3) sind in Abb. 5.17 gezeigt. Zum Vergleich wurden ebenfalls CO(4–3)-Daten an diesen Positionen betrachtet. Die Resultate der Gauß-Fits sind in Tab. 5.4 zu sehen.

Die Geschwindigkeiten und Linienbreiten der ersten [CII]-Komponente und von CO(11–10) sind vergleichbar. Man kann annehmen, dass sie von Material aus dem selben (räumlichen) Bereich der Wolke stammen.

Die Emission in [CII] und CO(11–10) am Maximum 2 ist deutlich blau verschoben gegenüber der an Maximum 1. Die Geschwindigkeitsdifferenz beträgt für CO(11–10) und die erste Komponente von [CII] $\approx 0,5 \text{ kms}^{-1}$. Die beiden Maxima liegen $51''$ voneinander entfernt. Der Geschwindigkeitsgradient beträgt hier daher $(-9,8 \pm 2,8) \times 10^{-3} \text{ kms}^{-1} / \text{arcsec}$. Die Richtung ist etwa 30° gegenüber der Gradientenbestimmung aus dem vorherigen Abschnitt verkippt. Projektion auf NW–SO-Richtung ergibt einen Wert von $(-8,5 \pm 2,4) \times 10^{-3} \text{ kms}^{-1} / \text{arcsec}$. Zumindest für [CII] liegt also eine lokale Umkehr des Gradienten vor. Setzt man voraus, dass auch CO(11–10) dem großräumigen Geschwindigkeitsgradienten von Beuther folgt, gilt dies ebenfalls hierfür. CO(4–3) zeigt keine Änderung der Geschwindigkeit zwischen beiden Maxima. Die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den [CII]-Komponenten beträgt $2,1 \text{ kms}^{-1}$ für Maximum 1 und $3,6 \text{ kms}^{-1}$ für Maximum 2. Die Linienbreiten am Maximum 2 sind leicht größer als an Maximum 1.

Ein mögliches Szenario beschreiben Gorti und Hollenbach in ihrem Artikel [36] zur Entwicklung von Klumpen, die durch Schocks verdichtet werden. Demnach

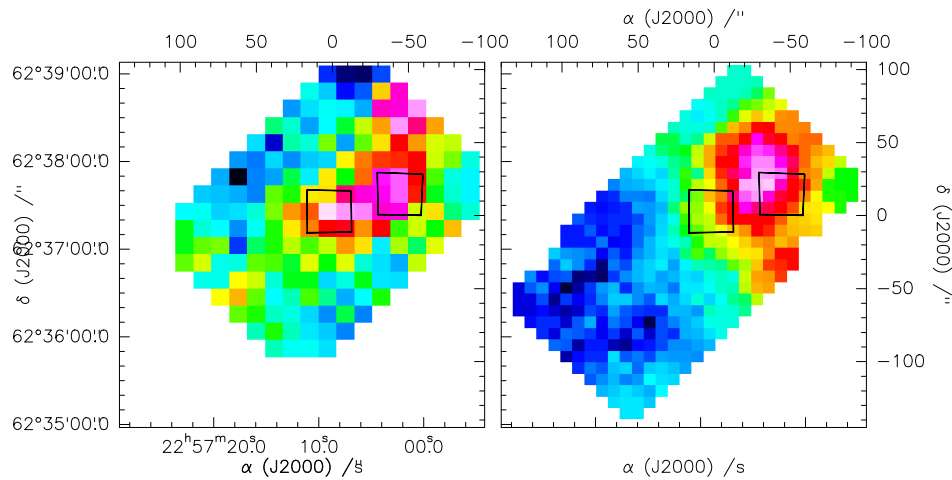


Abbildung 5.16.: Aussehen und Lage der beiden Polygone, die zur Mittelung der Spektren bei den Maximumpositionen verwendet wurden. Die integrierten Spektren zeigt Abb. 5.17.

dringt das FUV-Feld in einen Klumpen ein, erhitzt das Material an der Oberfläche, wodurch sich der Druck erhöht, und bildet eine PDR aus. Die äußere Grenze des Klumpens bewegt sich daraufhin nach außen. An der inneren PDR-Grenze wird eine Schockfront erzeugt, die sich in Richtung des Klumpenzentrums fortbewegt. Das Material, das von der Schockfront durchlaufen wird, wird ebenfalls aufgeheizt und dann nach außen beschleunigt.

Demnach sieht man das langsamere Material der Schockfront in der ersten [CII]-Komponente und in CO(11–10). Die blauverschobene zweite [CII]-Komponente zeigt dann das weiter beschleunigte ionisierte Material an, das sich von der Schockfront entfernt. Das Material an den beiden Maxima-Positionen befindet sich hinter dem eingebetteten Stern, da sich das beschleunigte Material auf uns zu bewegt. Eine Diskrepanz zu dem Modell von Gorti und Hollenbach ist allerdings das Fehlen einer signifikanten Verbreiterung der Linien gegenüber der mittleren Linienbreite, die aber aus der Druckzunahme in der Schockfront folgen würde.

Ein weiteres denkbares Modell dreht die Situation um und geht von einem Ausfluss, der vom Stern aus beschleunigt wird, aus. Der Stern befindet sich hinter dem Material an den Maxima-Positionen. Die zweite [CII]-Komponente wird von Material, das durch den Strahlungsdruck des Stern beschleunigt wird und sich daher schneller auf den Beobachter zu bewegt, emittiert. Die Hauptkomponenten stammen wieder aus den PDR-Schichten.

Eine dritte Vorstellung ordnet die zweite [CII]-Komponente der [HII]-Region S155 zu. Die Geschwindigkeiten passen zu dem von Boreiko et al. bestimmten Wert von $\approx -16 \text{ km s}^{-1}$. Das Material an Maximum 1 und 2 wird dann durch Strahlungsdruck des Sterns beschleunigt und erreicht so höhere Geschwindigkeit in Richtung des Beobachters als das restliche Material der Wolke in diesem Bereich.

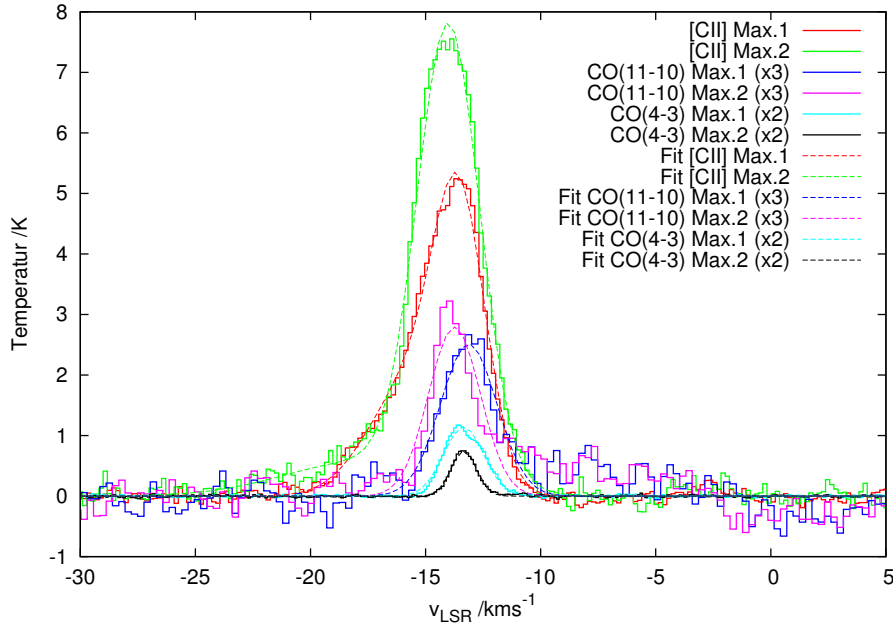


Abbildung 5.17.: [CII]-, CO(11–10)- und CO(4–3)-Spektren am südlichen (Max.1) und südwestlichen (Max.2) Maximum der CO(11–10)-Emission. Die CO-Spektren wurden mit einer Geschwindigkeitskomponente gefittet, die [CII]-Spektren mit zwei aufgrund der blauverschobenen Schulter. Die Werte der Fits zeigt Tab. 5.4.

	Maximum 1		Maximum 2	
	v_{LSR} /kms $^{-1}$	FWHM /kms $^{-1}$	v_{LSR} /kms $^{-1}$	FWHM /kms $^{-1}$
[CII] Comp. I	$-13,5 \pm 0,1$	$2,6 \pm 0,1$	$-14,0 \pm 0,1$	$3,2 \pm 0,1$
[CII] Comp. II	$-15,6 \pm 0,5$	$4,4 \pm 0,5$	$-17,6 \pm 0,8$	$8,2 \pm 1,0$
CO(11–10)	$-13,1 \pm 0,1$	$2,8 \pm 0,2$	$-13,7 \pm 0,1$	$2,7 \pm 0,2$
CO(4–3)	$-13,3 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,1$	$-13,3 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,1$

Tabelle 5.4.: Werte der Gauß-Fits an die Spektren aus Abb. 5.17.

5.4. Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurden die ersten Untersuchungsergebnisse des Cepheus B-Projekts vorgestellt.

Die durchgeführten PDR-Modellrechnungen zeigen, dass das prinzipielle Vorgehen viel versprechend ist. Die Modelle zeigen eine qualitative Übereinstimmung mit den gemessenen Daten, die Dichte des Materials ist auf zwei Größenordnungen eingegrenzt. In der zukünftigen Modellrechnung muss versucht werden durch genaue Variation der Dichte innerhalb des hier grob eingegrenzten Bereiches, eine genaue Reproduktion der Intensitäts- und Abstandsverhältnisse zu erzielen. Ausgehend davon wird dann eine Anpassung der Modelle unter Berücksichtigung von Strahlungstransport und Klumpigkeit des Mediums erfolgen. Weiterhin wird das zweite Maximum und die dortige PDR untersucht werden, zunächst mit dem einfachen Modell, das auch beim Maximum 1 zu Einsatz kamen (planparallele PDR, kein Strahlungstransport), unter Verwendung der bis dahin passendsten Dichte. Ein Schnitt ausgehend vom eingebetteten Stern in Richtung Maximum 2 bewegt sich eher entlang des dichten Filaments. Daher sollte die PDR hier nicht in der Tiefe durch einen Dichteabfall begrenzt sein, wie an Maximum 1, so dass auch die ^{13}CO -Daten zur Eingrenzung der Modellparameter verwendet werden können. Zusätzlich liegen auch teilweise $\text{CO}(13-12)$ -Daten vor, welche mit geringem Aufwand auch schon im jetzigen Modell berücksichtigt werden können.

Die ersten Untersuchungen der aufgenommenen Daten zeigen eine Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen des Hotspots in Cepheus B bezüglich der Geschwindigkeiten und Linienbreiten. Abweichungen ergeben sich in den integrierten Intensitäten. Möglicherweise ist dies auf den größeren Errorbeam des KAO zurückzuführen. Hier ist eine Literaturrecherche über dessen Größe und ein Vergleich mit dem SOFIA-Teleskop in Arbeit.

Die Verteilung der Emission von $[\text{CII}]$ und $\text{CO}(11-10)$ ist konsistent mit Testis Bild des offenen Kegels. Wir sehen eine PDR in Richtung Südwesten, ausgehend vom eingebetteten Stern, in die die Radiokontinuumsdaten einen starken Intensitätsabfall und damit einen Anstieg der Dichte zeigen. In Richtung Südosten liegt ein bekanntes Band dichterem Mediums. An der Spitze des Filaments befindet sich das zweite Maximum in $\text{CO}(11-10)$, das durch den Anstieg der Dichte des molekularen Gases entsteht. Es ist wahrscheinlich, dass sich dort ebenfalls eine PDR ausgebildet hat. Darauf weisen auch die $\text{CO}(13-12)$ -Daten hin, die ebenfalls einen Anstieg an dieser Position zeigen. Hier werden noch weitere Daten am Hotspot benötigt. Das dritte Maximum in $\text{CO}(11-10)$ bei Testis B Quelle zeigt das Vorhandensein von heißem molekularem Gas an; heißes ionisiertes Gas ist aber wenig bis nicht vorhanden, wie aus der geringen $[\text{CII}]$ -Emission folgt. Dies ist konsistent mit einem Protostern.

Der globale Geschwindigkeitsgradient für $[\text{CII}]$ wurde durch Gauß-Fits an die

Spektren der Pixel bestimmt. Hier wird eine zweite Analyse folgen, die auf der Berechnung der Momente der Pixelspektren basiert, da die erste Methode annimmt, dass die Linienprofile gaussförmig sind. Die [CII]-Spektren zeigen jedoch positionsabhängig auch eine zweite Geschwindigkeitskomponente.

Neu ist die lokale Umkehr des Geschwindigkeitsgradienten. Drei mögliche Szenarien wurden vorgestellt. Wie die tatsächliche Geometrie aussieht und welches der auslösende Prozess ist, muss durch weitere Beobachtungen untersucht werden. Um Fall 1 und 2 zu überprüfen ist es notwendig, die räumliche und spektrale Struktur im Bereich um den eingebetteten Stern und die Maxima 1 und 2 besser aufzulösen. Hier wären interferometrische Beobachtungen von CO-Übergängen mit kleinen bis mittleren Quantenzahlen gut geeignet, z.B. mit dem Plateau de Bure Interferometer. Um den dritten Fall, der davon ausgeht, dass die zweite Komponente aus der [HII]-Region S155 stammt, bestätigen oder ausschließen zu können, sind geschwindigkeitsaufgelöste [NII]-Messungen in S155 nötig. Die Ionisationsenergie von Stickstoff ist höher als die von Kohlenstoff und auch von Wasserstoff, daher kommt es nur in unmittelbarer Nähe zu Sternen mit starkem UV-Feld vor. Die [NII]-Emission würde hauptsächlich S155 nachzeichnen. Sollte die Geschwindigkeit des N^+ der des C^+ entsprechen, wäre dies ein starkes Indiz dafür, dass die zweite [CII]-Komponente ebenfalls aus der [HII]-Region stammt.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit befasste sich mit dem Bau des 1,4 THz-Lokaloszillators des ersten Heterodyn-Empfängers GREAT für das Flugzeugobservatorium SOFIA und seiner Charakterisierung und Inbetriebnahme. Weiterhin wurden eines der ersten beobachteten astronomischen Projekte mit GREAT und seine Ergebnisse vorgestellt.

Der Bau des LOs bestand zunächst in dem Entwurf und dem Bau eines gemeinsamen Gehäuses für die beiden L-Kanäle von GREAT. Das Gehäuse wurde so angelegt, dass einmal in der Empfängerstruktur integriert ein Klammermechanismus basierend auf einem umlaufenden Feder-Nut-System für die Integrität der Box – auch bei einem Bruch der Halteschrauben – sorgt. Die Strukturanalyse zeigte in allen Rechnungen sehr hohe Sicherheitsreserven und das Gehäuse bestand die Zertifizierung durch NASA und FAA ohne Beanstandungen. Der LO basiert auf zwei Vervielfacherketten von VDI. Diese wurden auf ihre Tauglichkeit als LO überprüft. So wurden die Linienbreite und Ausgangsleistung vermessen. Die Untersuchungen der Linienbreite zeigten, dass diese stark abhängig vom verwendeten Treiber der Ketten ist. Rauschtemperaturmessungen des Autors zeigten, dass einer der vorhandenen Synthesizer es daher nötig machte zusätzliche Filter zu verwenden. Die so erreichten Linienbreiten lagen deutlich unter den für astronomische Beobachtungen benötigten. Die Ausgangsleistung der Ketten war, bis auf ein kleines Fenster bei 1295 GHz, ausreichend, um die verwendeten HEB-Mischer zu pumpen.

Die zum Betrieb benötigten Optiken und Elektronik wurden vom Autor berechnet, entworfen, zusammengebaut und getestet. Die Tests und alle bis jetzt durchgeführten Flüge mit GREAT zeigen die Zuverlässigkeit und Stabilität des 1,4 THz-Lokaloszillatorsystems.

Dringend zu erwägen wäre die Anschaffung eines zweiten Endverdreifachers, einmal als Ersatz für den vorhandenen und auch um die Risiken auszuschalten, die beim Umbau zwischen beiden Vervielfacherketten entstehen.

GREAT wurde erfolgreich an SOFIA in Betrieb genommen. Über 20 astronomische Projekte konnten in den ersten Flugkampagnen beobachtet werden. Die Ergebnisse der ersten Projekte werden in einer Sonderausgabe der Zeitschrift *Astronomy & Astrophysics* in 2012 erscheinen.

Die Arbeitsroutinen zur Anpassung von GREAT an das SOFIA-Teleskop wurden von Autor maßgeblich mit ausgearbeitet und sind mittlerweile erprobt. Werkzeuge

(wie z.B. Computer-Skripte) zum schnellen Auswerten der Justage-Messdaten oder Instrumentenparameter sind vorhanden. Dies ist jedoch auch ein fortschreitender Prozess, da weitere Kanäle für GREAT geplant bzw. im Bau sind, die teils auch höhere Anforderungen an die Justage-Genauigkeiten stellen. So hat z.B. der H-Kanal nur noch eine Teleskopkeule von $6''$, was deutlich höhere Pointinggenauigkeiten erfordert.

GREAT wird kontinuierliche Upgrades erfahren. So ist die vollständige Inbetriebnahme des M-Kanals für nächstes Jahr geplant, der H-Kanals folgt 2013. Das Projekt "upGREAT" wird GREAT bis 2014 zu einem kleinen Heterodyn-Array mit 14 bzw. sieben Pixeln in den Frequenzbändern 1,9 – 2,5 THz und 4,7 THz ausbauen.

Die Untersuchung des heißen Gases in der Hotspot-Region von Cepheus B ist eines der mit GREAT beobachteten Projekte. Cepheus B ist eine Region, die sequentielle Sternentstehung zeigt und nur moderaten UV-Strahlungsfelder ausgesetzt ist. Ziel des Projekts ist es, die Dynamik zu verstehen, die zur Auslösung von Sternentstehung durch UV-Strahlung führt. Hierzu wurden [CII]- und Karten von hoch angeregtem CO aufgenommen, da [CII], als eine der stärksten Kühllinien, auf die Heizleistung der UV-Photonen schließen lässt und aus den Linienprofilen die Druckverteilung bestimmt werden kann. Die CO-Emission zeigt dazu die heißen Oberflächen der PDRs an. Der Autor zeigt in dieser Arbeit die ersten Ergebnisse. Eine deutliche Schichtstruktur, wie sie ein einfaches eindimensionales PDR-Modell erwarten lässt, wurde in den Karten gefunden und weiter untersucht. Der eingebettete B-Stern konnte als Quelle der UV-Strahlung für die PDR festgestellt werden. Die zwei berechneten Modellfälle zeigen qualitative Gemeinsamkeiten mit den Messwerten und grenzen den Dichtebereich des Material in der PDR auf zwei Größenordnungen ein. Das prinzipielle Vorgehen ist daher viel versprechend und wird weiter verfolgt. Die nächsten Schritte des Autors werden daher in der Verbesserung der Anpassung des Modells bestehen, sowie der Anwendung auf die zweite PDR im beobachteten Gebiet.

Die Geschwindigkeitsstruktur wurde analysiert und eine lokale Abweichung vom globalen Gradienten festgestellt. Mehrere Szenarien können dies erklären. Es sind weitere Beobachtungen nötig, bis abschließend gesagt werden kann, welcher der vorgestellten Fälle der richtige ist.

Mit GREAT ist nun ein hervorragender Heterodyn-Empfänger für den sub-mm-Bereich einsatzbereit. Seine spektrale Auflösung liegt dank der neuen FFTS deutlich über der von HIFI/Herschel. Er ist zur Zeit der einzige Heterodyn-Empfänger, der im Bereich 2,5 THz (untere Hälfte des M-Kanals) beobachten kann und wird nächstes Jahr sogar 2,7 THz erreichen. Über die nächsten Jahre wird er sein Potential laufend vergrößern.

GREAT auf SOFIA wird daher sicherlich für viele Jahre herausragende Ergebnisse und neue Erkenntnisse liefern, die unser Wissen über Sternentstehung und das interstellare Medium bedeutend erweitern werden.

A. Rauschtemperatur

Ein elektronisches Bauteil A erzeugt eine (frequenzabhängige) Rauschleistung P_N an seinem Ausgang aufgrund der thermischen Bewegungen seiner Ladungsträger. Dieser Rauschleistung kann eine äquivalente Temperatur, die Rauschtemperatur, zugeordnet werden. Dazu nimmt man für einen Moment an, das betrachtete Bauteil selbst arbeite rauschfrei, an seinem Eingang aber sei ein ohmscher Widerstand R der Temperatur T angeschlossen. Für die Rauschleistung des ohmschen Widerstandes $P_N(R)$ gilt bis zu sehr hohen Frequenzen (Nyquist-Theorem)

$$P_N(R) = k_B T B \quad (\text{A.1})$$

mit der Boltzmann-Konstanten k_B , der absoluten Temperatur T und der Frequenzbandbreite B . Die Rauschtemperatur T_N des betrachteten Bauteils ist nun gerade die Temperatur, die der ohmsche Widerstand haben müsste, um bei der betrachteten Frequenz am Ausgang des Bauteils eine Leistung gleich der realen Rauschleistung des Bauteils zu erzeugen.

Hat man eine Bauteilkette mit n einzelnen (rauschenden) Komponenten, so ergibt sich die Gesamtrauschtemperatur aus den Rauschtemperaturen T_i und linearen Verstärkungsfaktoren G_i der Komponenten ($i = 1 \dots n$) nach

$$T_{Sys} = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 G_2} + \frac{T_4}{G_1 G_2 G_3} + \dots = T_1 + \sum_{i=2}^n \left(\frac{T_i}{\prod_{k=1}^{i-1} G_k} \right) \quad (\text{A.2})$$

Y-Faktor-Methode

Zur Messung der Rauschtemperatur, als Maß für die Empfindlichkeit eines Heterodyn-Empfängers wird meist die Y-Faktor- oder Hot-Cold-Methode verwendet. Hierbei wird die Ausgangsleistung des Empfängers bei definierten Eingangsleistungen gemessen. Typischerweise benutzt man als Quellen der Eingangsleistungen zwei Schwarzkörper mit bekannten Temperaturen T^{cold} (meist ein Flüssig-Stickstoff-Bad) und T^{hot} (meist ein Absorber auf Raumtemperatur). Mit bekannten T s ist auch nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz P_{out} bekannt. Die Ausgangsleistung setzt sich dann zusammen aus der Leistung des Schwarzen Strahlers P_{BB} und dem Eigenrauschen des Empfängersystems P_N multipliziert mit dem Verstärkungsfaktor des Systems,

$$P_{out}(T) = G \cdot (P_{BB}(T) + P_N) \quad (\text{A.3})$$

Aus dem Verhältnis der beiden Ausgangsleistungen $Y = P_{out}^{hot}/P_{out}^{cold}$ kann P_N berechnet werden,

$$P_N = \frac{P_{BB}^{hot} - Y \cdot P_{BB}^{cold}}{Y - 1} \quad (\text{A.4})$$

Mit Hilfe des Nyquist-Theorems können die Leistungen in Temperaturen überführt werden,

$$P = k_B T B \quad (\text{A.5})$$

In der Radioastronomie wird die Strahlungstemperatur $J(T)$ einer Quelle definiert als

$$J(T) = \frac{h\nu}{k_B} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (\text{A.6})$$

folgend aus dem Planck'schen Strahlungsgesetz und seiner Rayleigh-Jeans-Näherung. h ist hierbei das Planck'sche Wirkungsquantum, ν die Frequenz, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur der Kalibrationskörper.

Damit folgt für die Rauschtemperatur des Empfängers

$$T_{rec} = \frac{J(T_{hot}) - Y \cdot J(T_{cold})}{Y - 1} \quad (\text{A.7})$$

Minimale Rauschtemperatur bei einem kohärenten Detektor

Ein kohärenter Detektor misst gleichzeitig Amplitude und Phase des elektromagnetischen Feldes und unterliegt damit der Heisenberg'schen Unschärferelation,

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{\hbar}{2} \quad (\text{A.8})$$

Die Unsicherheit in der Energie kann als Unsicherheit Δn in der Anzahl der empfangenen Photonen n und als Unsicherheit in der Phase des Feldes $\Delta\phi$ ausgedrückt werden: $\Delta E = h\nu \cdot \Delta n$ und $\Delta\phi = 2\pi\nu\Delta t$,

$$\Delta n \cdot \Delta\phi \geq \frac{1}{2} \quad (\text{A.9})$$

Für einen idealen kohärenter Detektor müssten am Ein- und Ausgang Gleichheitszeichen gelten, $\Delta n \Delta\phi = 1/2$. Dies ist aber nicht möglich, da die Phase und deren Unsicherheit am Ein- und Ausgang gleich ist, jedoch die Unsicherheit in der Photonenzahl aufgrund des Verstärkungsfaktors des Detektors steigt, $\Delta n_{out} > \Delta n_{in}$. Der Detektor muss daher einen zusätzlichen Rauschbeitrag erzeugen. Die kleinstmögliche Erhöhung der Unsicherheit in der Photonenzahl ist gegeben durch ein Photon, die entsprechende Rauschleistung pro Frequenz $h\nu$. Die minimale Rauschtemperatur des Detektor ist daher

$$T_{min} = \frac{h\nu}{k_B}. \quad (\text{A.10})$$

Für Empfänger im Bereich von 1–2 THz liegt sie in der Größenordnung 50–100 K. Für Frequenzen im Sichtbaren liegt sie jedoch bei 10^4 K, weshalb man hier direct-detection Systeme bevorzugt (vgl. Kap. 1).

Radiometerformel

Die Radiometerformel beschreibt den Zusammenhang zwischen der Empfindlichkeit ΔT eines Detektor, die nach einer Integrationszeit τ erreicht wird, seinem Eigenrauschen T_{rec} und seiner Bandbreite $\Delta\nu$. Es gilt

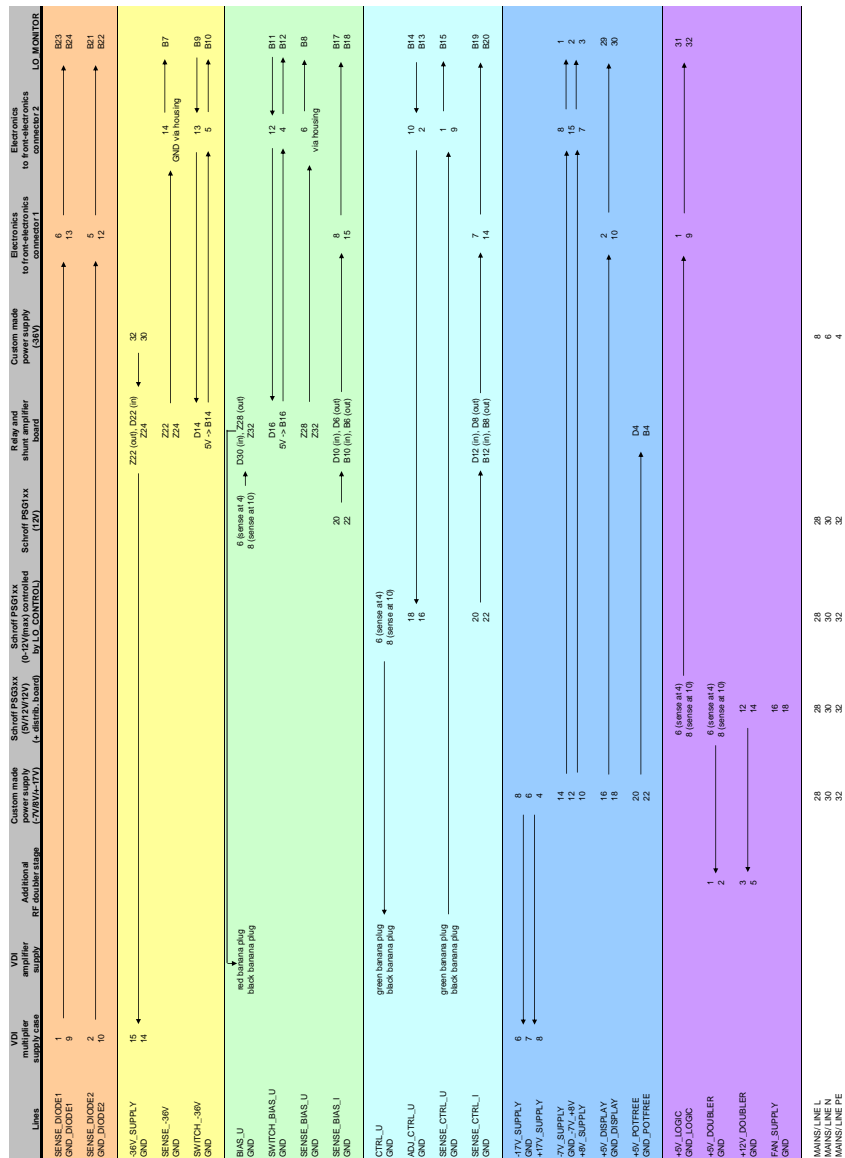
$$\Delta T = \frac{T_{rec}}{\sqrt{\Delta\nu\tau}} \quad (\text{A.11})$$

Um die Empfindlichkeit zu verdoppeln ist daher eine vier mal so lange Integrationszeit notwendig. Oder anders, die gleich Empfindlichkeit ΔT wird bei zwei Empfängern mit System-Rauschtemperaturen $T_{rec}(1) = T$ und $T_{rec}(2) = 2 \cdot T$ bei dem ersten in einem Viertel der Zeit, die der zweite benötigt, erreicht.

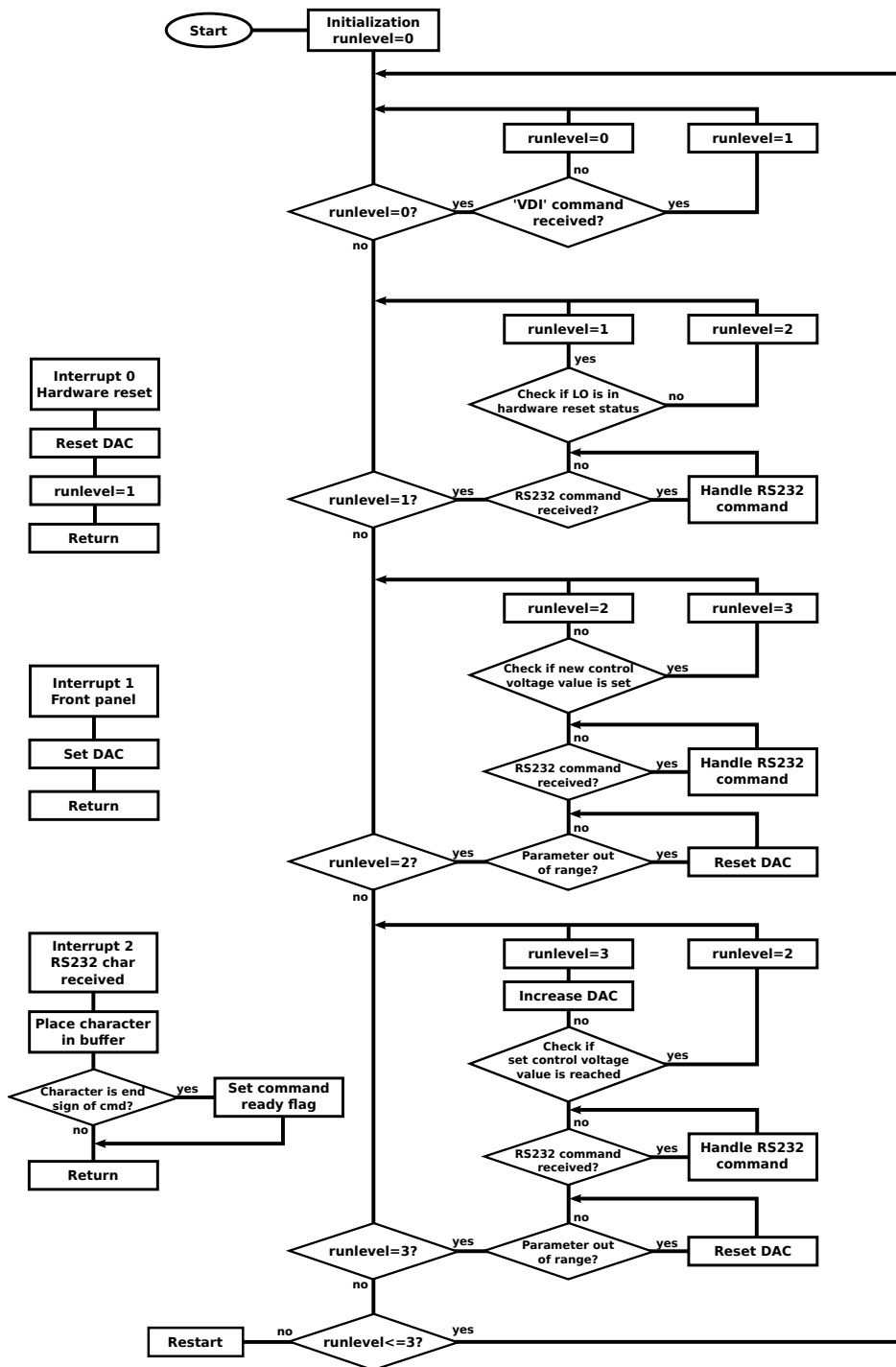
$$\begin{aligned} \frac{T_{rec}^1}{\sqrt{\Delta\nu\tau_1}} &= \frac{T_{rec}^2}{\sqrt{\Delta\nu\tau_2}} \\ \frac{\tau_2}{4} &= \tau_1 \end{aligned}$$

Daher wird eine möglichst niedriges T_{rec} angestrebt (gerade auch bei *teuren* Satelliten- und Flugzeugmission).

B. LO-Steuerung



Spannungs- und Signalleitungen und ihre Pinzuordnungen im LO.



Ablaufdiagramm der LO-Steuersoftware.

C. Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-Digital-Wandler
AOS	Akusto-Optisches Spektrometer
APEX	Atacama Pathfinder Experiment
BWO	Rückwärtswellenoszillator, engl. backward wave oscillator
CCAT	Cornell-Caltech Atacama Telescope
CONDOR	CO N ⁺ Deuterium Observations Receiver
CTS	Chirp-Transform-Spektrometer
DAC	Digital-Analog-Wandler
DAOF	Dreyden Aircraft Operations Facility
DEC	Deklination
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DSB	double sideband
FFTS	Fast-Fourier-Transform-Spektrometer
FGBM	Fundamentale Gauß-Mode, engl. fundamental gaussian beam mode
FIR	Fernes Infrarot
HDPE	Hochdichtes Polyethylen, engl. high density polyethylen
HEB	Hot-Electron-Bolometer(-Mischer)
IF	Zwischenfrequenz, engl. intermediate frequency
ISM	Interstellares Medium
KAO	Kuiper Airborne Observatory
KOSMA	Kölner Observatorium für sub-mm-Astronomie
LO	Lokaloszillator
LSB	Unteres Seitenband, engl. lower sideband
LTE	Lokales thermodynamisches Gleichgewicht, engl. local thermodynamic equilibrium
MPI	Martin-Puplett-Interferometer
MPIfR	Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Bonn
MPS	Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Katlenburg-Lindau
NIR	Nahes Infrarot
OTF	on-the-fly
PDR	Photonen-dominierte Region
QCL	Quantenkaskadenlaser, engl. quantum cascade laser
SI	Wissenschaftliches Instrument, engl. science instrument
RA	Rektaszension
SIS	Supraleiter-Isolator-Supraleiter(-Mischer)
SMART	Sub-Mm-Array Receiver for Two frequencies
SNR	Signal-zu-Rauschverhältnis
SOFIA	Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy

SSB	single sideband
USB	Oberes Seitenband, engl. upper sideband
ZF	Zwischenfrequenz
2SB	sideband separating

Literaturverzeichnis

- [1] CADSoft Computer GmbH, Pleidolfweg 15, 84568 Pleiskirchen, Deutschland, <http://www.cadsoft.de>. 75
- [2] MPI, Microwave Power Inc., now Microsemi, 1000 Avenida Acaso, Camarillo, CA 93012, USA, <http://www.microwavepwr.com>. 57
- [3] Newport Spectra-Physics GmbH, Guerickeweg 7, 64291 Darmstadt, Deutschland, <http://www.newport.com>. 81
- [4] PTC, 140 Kendrick Street, Needham, MA 02494, USA, <http://www.ptc.com>. 74
- [5] QMC Instruments Ltd, <http://www.terahertz.co.uk>. 59
- [6] RPG, Radiometer Physics GmbH, Birkenmaarstraße 10, 53340 Meckenheim, Deutschland, <http://www.radiometer-physics.de>. 61
- [7] Schroff GmbH, Langenalber Straße 96 - 100, 75334 Straubenhardt, Deutschland, <http://www.schroff.de>. 77
- [8] Spacek Labs Inc., 212 East Gutierrez Street, Santa Barbara, CA 93101, USA, <http://spaceklabs.com>. 57
- [9] Thorlabs GmbH, Hans-Boeckler-Str. 6, 85221 Dachau/Munich, Deutschland, <http://www.thorlabs.com>. 68
- [10] VDI, Virginia Diodes Inc., 979 Second Street, S.E. Suite 309, Charlottesville, VA 22902-6172, USA, <http://vadiodes.com/>. 42, 47
- [11] D. W. Allan. Statistics of atomic frequency standards. In *Proceedings of the IEEE*, volume 54, pages 221–230. IEEE, February 1966. doi: 10.1109/PROC.1966.4634. 117
- [12] D. W. Allan and J. A. Barnes. A Modified Allan Variance"with Increased Oscillator Characterization Ability. In *Thirty Fifth Annual Frequency Control Symposium. 1981*, pages 470–475, 1981. URL http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1537454. 118
- [13] A. M. Baryshev, B. D. Jackson, G. De Lange, S. V. Shitov, N. Iosad, J. R. Gao, and T. M. Klapwijk. Quasi-optical terahertz mixer. In *Proceedings of the 11th Symposium on Space Terahertz Technology*, pages 129–138. National Radio Astronomy Observatory, 2000. 21
- [14] H. Beuther, C. Kramer, B. Deiss, and J. Stutzki. CO mapping and multi-line-analysis of Cepheus B. *A&A*, 362:1109–1121, October 2000. 124, 125

- [15] A. Blaauw. The o associations in the solar neighborhood. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2:213–246, September 1964. doi: 10.1146/annurev.aa.02.090164.001241. 121
- [16] R. T. Boreiko and A. L. Betz. Far-infrared spectroscopy of c ii and high-j co emission from warm molecular gas in ngc 3576. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 111(2):409, 1997. doi: doi:10.1086/313026. URL <http://stacks.iop.org/0067-0049/111/i=2/a=409>. 20
- [17] R. T. Boreiko, A. L. Betz, and J. Zmuidzinas. Ionized carbon in side-illuminated molecular clouds. *ApJ*, 353:181–192, April 1990. doi: 10.1086/168605. 125
- [18] Jean Bruston, Erich Schlecht, Alain Maestrini, Frank Maiwald, Suzanne C. Martin, R. P. Smith, Imran Mehdi, Peter H. Siegel, and John C. Pearson. Development of 200-ghz to 2.7-thz multiplier chains for submillimeter-wave heterodyne receivers. volume 4013, pages 285–295. SPIE, 2000. doi: 10.1117/12.393985. URL <http://link.aip.org/link/?PSI/4013/285/1>. 26
- [19] P. J. Burke, R. J. Schoelkopf, D. E. Prober, A. Skalare, B. S. Karasik, M. C. Gaidis, W. R. McGrath, B. Bumble, and H. G. LeDuc. Mixing and noise in diffusion and phonon cooled superconducting hot-electron bolometers. *Journal of Applied Physics*, 85(3):1644–1653, 1999. doi: 10.1063/1.369299. URL <http://link.aip.org/link/?JAP/85/1644/1>. 105
- [20] S. Cherednichenko, M. Kroug, H. Merkel, P. Khosropanah, A. Adam, E. Kollberg, D. Loudkov, G. Gol'tsman, B. Voronov, H. Richter, and H.-W. Huebers. 1.6 thz heterodyne receiver for the far infrared space telescope. *Physica C: Superconductivity*, 372-376, Part 1:427–431, 2002. ISSN 0921-4534. doi: 10.1016/S0921-4534(02)00715-3. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921453402007153>. 22
- [21] G. Chin. Optically pumped submillimeter gas lasers and the prospects for constructing space-qualifiable LO systems. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 8:1219–1234, October 1987. doi: 10.1007/BF01011073. 23
- [22] J. A. Dayton, V. O. Heinen, N. Stankiewicz, and T. M. Wallett. Submillimeter backward wave oscillators. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 8: 1257–1268, 1987. ISSN 0195-9271. URL <http://dx.doi.org/10.1007/BF01011077>. 10.1007/BF01011077. 23
- [23] T. de Graauw and 165 coauthors. The Herschel-Heterodyne Instrument for the Far-Infrared (HIFI). *A&A*, 518:L6, July 2010. doi: 10.1051/0004-6361/201014698. 26, 31
- [24] W. W. Dolci. Milestones in airborne astronomy: From 1920's to the present. *1997 World Aviation Conference*, 1997. 34
- [25] B. T. Draine. Photoelectric heating of interstellar gas. *ApJS*, 36:595–619, April 1978. doi: 10.1086/190513. 125

- [26] A. Endo, T. Noguchi, M. Kroug, S. V. Shitov, Shan Wenlei, T. Tamura, T. Kojima, Y. Uzawa, T. Sakai, H. Inoue, and K. Kohno. A thz sis mixer with a nbtin-ground plane and sis microtrilayers directly grown on a quartz substrate. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19(3):400–404, June 2009. doi: 10.1109/TASC.2009.2019053. 21
- [27] C. P. Endres, B. J. Drouin, J. C. Pearson, H. S. P. Müller, F. Lewen, S. Schlemmer, and T. F. Giesen. Dimethyl ether: laboratory spectra up to 2.1 THz. Torsion-rotational spectra within the vibrational ground state. *A&A*, 504:635–640, September 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200912409. 23
- [28] Jerome Faist, Federico Capasso, Deborah L. Sivco, Carlo Sirtori, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. Quantum cascade laser. *Science*, 264(5158):553–556, 1994. doi: 10.1126/science.264.5158.553. URL <http://www.sciencemag.org/content/264/5158/553.abstract>. 24
- [29] 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. doi: 10.1063/1.114863. URL <http://link.aip.org/link/?APL/67/3057/1>. 24
- [30] 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. doi: 10.1063/1.1339843. URL <http://link.aip.org/link/?APL/78/147/1>. 24
- [31] M. Felli, G. Tofani, R. H. Harten, and N. Panagia. The thermal radio emission from the s 155 nebula and the cepheus ob 3 association. *A&A*, 69:199–211, October 1978. 122
- [32] Robert Ferber, Todd C. Gaier, John C. Pearson, Lorene A. Samoska, Mary Wells, Gerard Swift, Paul Yocom, Yun Chung, and April Campbell. W band power amplifier development for the herschel hifi instrument. volume 4855, pages 468–479. SPIE, 2003. doi: 10.1117/12.459192. URL <http://link.aip.org/link/?PSI/4855/468/1>. 26
- [33] J. R. Gao, J. N. Hovenier, Z. Q. Yang, J. J. A. Baselmans, A. Baryshev, M. Hajenius, T. M. Klapwijk, A. J. L. Adam, T. O. Klaassen, B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno. Terahertz heterodyne receiver based on a quantum cascade laser and a superconducting bolometer. *Applied Physics Letters*, 86(24):244104, 2005. doi: 10.1063/1.1949724. URL <http://link.aip.org/link/?APL/86/244104/1>. 24
- [34] Paul F. Goldsmith. *Quasioptical Systems – Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications*. IEEE Press, 445 Hoes Lane, P.O. Box 1331, Piscataway, NJ 08855-1331, 1998. 70, 73
- [35] B. Gorshunov, A. Volkov, I. Spektor, A. Prokhorov, A. Mukhin, M. Dressel, S. Uchida, and A. Loidl. Terahertz bwo-spectroscopy. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 26:1217–1240, 2005. ISSN 0195-9271. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10762-005-7600-y>. 10.1007/s10762-005-7600-y. 23

- [36] U. Gorti and D. Hollenbach. Photoevaporation of Clumps in Photodissociation Regions. *ApJ*, 573:215–237, July 2002. doi: 10.1086/340556. 144
- [37] U. U. Graf, S. Heyminck, E. A. Michael, S. Stanko, C. E. Honingh, K. Jacobs, R. Schieder, and J. Stutzki. SMART: The KOSMA Sub-Millimeter Array Receiver for Two frequencies. In *Thirteenth International Symposium on Space Terahertz Technology*, page 143, March 2002. 30
- [38] Michael R. Haas, Jacqueline A. Davidson, and Edwin F., editors. *AIRBORNE ASTRONOMY SYMPOSIUM ON THE GALACTIC ECOSYSTEM: FROM GAS TO STARS TO DUST*, volume 73 of *ASP Conference Series*, 1995. Astronomical Society of the Pacific. 36
- [39] A. I. Harris, J. Stutzki, R. Genzel, and D. T. Jaffe. The UCB/MPE Cassegrain Submillimeter Heterodyne Spectrometer. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 8:857–883, August 1987. doi: 10.1007/BF01010725. 23
- [40] P. Hartogh and G. K. Hartmann. A high-resolution chirp transform spectrometer for microwave measurements. *Measurement Science and Technology*, 1(7):592–595, July 1990. 30
- [41] M. Heinzler, R. Kilgus, F. Näher, St. Oesterle, H. Paetzold, W. Röhrer, A. Stephan, and R. Winkow. *Tabellenbuch Metall*. EUROPA-FACHBUCHREIHE für Metallberufe. Europa Lehrmittel, Düsseldorf StraÙe 23, 42781 Haan-Gruiten, 42. edition, 2002. 55
- [42] D. J. Hollenbach and A. G. G. M. Tielens. Photodissociation regions in the interstellar medium of galaxies. *Reviews of Modern Physics*, 71:173–230, January 1999. doi: 10.1103/RevModPhys.71.173. 17
- [43] J. Horn, O. Siebertz, F. Schmülling, C. Kunz, R. Schieder, and G. Winnewisser. A 4×1 ghz array acousto-optical spectrometer. *Experimental Astronomy*, 9:17–38, 1999. ISSN 0922-6435. URL <http://dx.doi.org/10.1023/A:1008093310165>. 10.1023/A:1008093310165. 30, 45
- [44] H.-W. Hubers, S. G. Pavlov, H. Richter, A. D. Semenov, L. Mahler, A. Tredicucci, H. E. Beere, and D. A. Ritchie. Heterodyne receiver at 2.5 thz with quantum cascade laser and hot electron bolometric mixer. volume 6275, page 62750H. SPIE, 2006. doi: 10.1117/12.671395. URL <http://link.aip.org/link/?PSI/6275/62750H/1>. 24
- [45] R. L. Ives, M. Caplan, C. Kory, T. Robinson, R. Wilcox, J. Neilson, S. Schwartzkopf, and R. Witherspoon. Design and Test of a Submillimeter-Wave Backward Wave Oscillator. In D. K. Abe & G. S. Nusinovich, editor, *High Energy Density and High Power RF*, volume 807 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 373–378, January 2006. doi: 10.1063/1.2158801. 23
- [46] A. Karpov, D. A. Miller, J. A. Stern, B. Bumble, H. G. LeDuc, I. Mehdi, R. H. Lin, and J. Zmuidzinas. Low noise 1 thz sis mixer for stratospheric observatory: Design and characterization. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 21(3):616–619, June 2011. doi: 10.1109/TASC.2011.2124437. 21

- [47] C. Kasemann, R. Güsten, S. Heyminck, B. Klein, T. Klein, S. D. Philipp, A. Korn, G. Schneider, A. Henseler, A. Baryshev, and T. M. Klapwijk. CHAMP⁺: a powerful array receiver for APEX. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 6275 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2006. doi: 10.1117/12.670810. 30
- [48] Bernd Klein, Sabine D. Philipp, Rolf Güsten, Ingo Kramer, and Dorothea Samtleben. A new generation of spectrometers for radio astronomy: fast fourier transform spectrometer. volume 6275, page 627511. SPIE, 2006. doi: 10.1117/12.670831. URL <http://link.aip.org/link/?PSI/6275/627511/1>. 30
- [49] T. Kojima, M. Kroug, M. Takeda, Shan Wenlei, Y. Fujii, Y. Uzawa, Wang Zhen, and Shi Shengcai. Performance of terahertz waveguide sis mixers employing epitaxial nbn films and nb junctions. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19(3): 405–408, June 2009. doi: 10.1109/TASC.2009.2018232. 21
- [50] M. Kroug, A. Endo, T. Tamura, T. Noguchi, T. Kojima, Y. Uzawa, M. Takeda, Z. Wang, and W. Shan. Sis mixer fabrication for alma band10. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19(3):171–173, June 2009. doi: 10.1109/TASC.2009.2017856. 21
- [51] G. P. Kuiper. Identification of the venus cloud layers. *Communications of Lunar and Planetary Laboratory*, 6(101):229–248, 1969. 35
- [52] G.P. Kuiper, D.P. Cruikshank, and U. Fink. The composition of saturn’s rings. *Sky and Telescope*, 39(2), 1970. 35
- [53] F. Lewen, R. Gendriesch, I. Pak, D. G. Paveliev, M. Hepp, R. Schieder, and G. Winnewisser. Phase locked backward wave oscillator pulsed beam spectrometer in the submillimeter wave range. *Review of Scientific Instruments*, 69(1):32–39, 1998. doi: 10.1063/1.1148475. URL <http://link.aip.org/link/?RSI/69/32/1>. 23
- [54] Yuri V. Lobanov, Cheuk-yu E. Tong, Raymond Blundell, and Gregory N. Gol’tsman. A study of direct detection effect on the linearity of hot electron bolometer mixers. In *Proceedings of the 20th Symposium on Space Terahertz Technology*. National Radio Astronomy Observatory, 2009. 104
- [55] S. D. Lord. A new software tool for computing earth’s atmospheric transmission of near- and far-infrared radiation. Technical report, National Aeronautics and Space Administration, Ames Research Center, Moffett Field, CA, 1992. 35, 96
- [56] Frank Maiwald, Erich Schlecht, Alain Maestrini, Goutam Chattopadhyay, John C. Pearson, Dave Pukala, and Imran Mehdi. Terahertz frequency multiplier chains based on planar schottky diodes. volume 4855, pages 447–458. SPIE, 2003. doi: 10.1117/12.459355. URL <http://link.aip.org/link/?PSI/4855/447/1>. 26
- [57] Christian Mann. *Entwurf und Charakterisierung von Quantenkaskadenlasern*. PhD thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2004. 25

- [58] D. H. Martin and K. Mizuno. The generation of coherent submillimetre waves. *Advances in Physics*, 25:211–246, 1976. 23
- [59] M. Masur. Master’s thesis, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, 2005. 122
- [60] J. S. Miller. Radial Velocities and Kinematics of Galactic H II Regions. *ApJ*, 151:473, February 1968. doi: 10.1086/149450. 124
- [61] N. R. Minchin, D. Ward-Thompson, and G. J. White. Carbon monoxide and far-infrared observations of the s 155-cepheus b region. *A&A*, 265:733–742, November 1992. 122, 124
- [62] B. Mookerjea, C. Kramer, M. Röllig, and M. Masur. Study of photon dominated regions in cepheus b. *A&A*, 456:235–244, September 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20064991. 124, 125
- [63] M. A. Moreno-Corral, K. C. Chavarria, E. de Lara, and S. Wagner. H α interferometric optical and near infrared photometric studies of star forming regions - part one - the cepheus-b / sh:2-155 / cepheus-ob3 association complex. *A&A*, 273:619–+, June 1993. 122, 123, 124
- [64] E. R. Mueller, W. E. Robotham, Jr., R. P. Meisner, R. A. Hart, J. Kennedy, and L. A. Newman. 2.5 THz Laser Local Oscillator for the EOS CHEM 1 Satellite. In R. McGrath, editor, *Ninth International Symposium on Space Terahertz Technology*, page 563, March 1998. 23
- [65] P. P. Munoz, S. Bedorf, M. Brandt, T. Tils, and C.E. Honingh und K. Jacobs. Thz waveguide mixers with nbtin hebs on silicon nitride membranes. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 16(11):606–608, November 2006. doi: 10.1109/LMWC.2006.884907. 21
- [66] Pedro Pablo Munoz Pradas. *Waveguide Heterodyne Mixers at THz-Frequencies – Superconducting Hot Electron Bolometers on 2 μ m Si₃N₄ Membranes for GREAT and CONDOR*. PhD thesis, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, 2007. 21, 42
- [67] V. Ossenkopf. The stability of spectroscopic instruments: a unified Allan variance computation scheme. *A&A*, 479:915–926, March 2008. doi: 10.1051/0004-6361:20079188. 117
- [68] N. Panagia and C. Thum. A study of the s 155a - cep b cloud and its relation to cepheus ob3 association. *A&A*, 98:295–299, May 1981. 122
- [69] Martin Philipp. *Entwicklung und Aufbau eines BWO-basierten 1,9 THz Lokaloszillatoren für den Heterodynempfänger GREAT*. PhD thesis, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, 2007. 23
- [70] P. Pütz, K. Jacobs, M. Justen, F. Schomaker, M. Schultz, St. Wulff, and C. E. Honingh. Nbtin hot electron bolometer waveguide mixers on si₃n₄ membranes at thz frequencies. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 21(3):636–639, June 2011. doi: 10.1109/TASC.2010.2093860. 21, 42

- [71] Y. Ren, J. N. Hovenier, R. Higgins, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, S. C. Shi, B. Klein, T.-Y. Kao, Q. Hu, and J. L. Reno. High-resolution heterodyne spectroscopy using a tunable quantum cascade laser around 3.5 thz. *Applied Physics Letters*, 98(23):231109, 2011. doi: 10.1063/1.3599518. URL <http://link.aip.org/link/?APL/98/231109/1.24>
- [72] H. Richter, A. D. Semenov, S. G. Pavlov, L. Mahler, A. Tredicucci, H. E. Beere, D. A. Ritchie, K. S. Il'in, M. Siegel, and H.-W. Hubers. Terahertz heterodyne receiver with quantum cascade laser and hot electron bolometer mixer in a pulse tube cooler. *Applied Physics Letters*, 93(14):141108, 2008. doi: 10.1063/1.2988896. URL <http://link.aip.org/link/?APL/93/141108/1.24>
- [73] H. Richter, M. Greiner-Bär, B. Günther, K. Rösner, and H.-W. Hübers. A 4.7 THz Gas Laser Local Oscillator for GREAT on SOFIA. In *Twenty-First International Symposium on Space Terahertz Technology*, page 453, March 2010. 23
- [74] O. Ricken, U. U. Graf, St. Heyminck, and R. Güsten. Drawing tree of the lo box for great's solid state los, band l, great-document-no. gg5210001. Technical report, KOSMA, Universität zu Köln, MPIfR, Bonn, 2008. 56
- [75] O. Ricken, U. U. Graf, St. Heyminck, and R. Güsten. Functional description of the lo-box for great's solid state los, band l, great-document-no. ga5210001. Technical report, KOSMA, Universität zu Köln, MPIfR, Bonn, 2008. 56
- [76] O. Ricken, U. U. Graf, St. Heyminck, and R. Güsten. Structural analysis of the lo-box for great's solid state los, band l, great-document-no. ga5210002. Technical report, KOSMA, Universität zu Köln, MPIfR, Bonn, 2008. 56
- [77] H.-P. Roeser and P. van der Wal. FIR lasers as local oscillators in submillimeter astronomy. In S. Singer, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 1501 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 194–197, October 1991. 23
- [78] K. Rohlfs and T. L. Wilson. *Tools of Radio Astronomy*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2nd completely rev. and enl. ed. edition, 1996. 29, 30, 38
- [79] M. Röllig, V. Ossenkopf, S. Jeyakumar, J. Stutzki, and A. Sternberg. [CII] 158 μm emission and metallicity in photon dominated regions. *A&A*, 451:917–924, June 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20053845. 133
- [80] A. I. Sargent. Molecular clouds and star formation. i - observations of the cepheus ob3 molecular cloud. *ApJ*, 218:736–748, December 1977. doi: 10.1086/155729. 121
- [81] A. I. Sargent. Molecular clouds and star formation. ii - star formation in the cepheus ob3 and perseus ob2 molecular clouds. *ApJ*, 233:163–181, October 1979. doi: 10.1086/157378. 121
- [82] Giacomo Scalari, Lassaad Ajili, Jerome Faist, Harvey Beere, Edmund Linfield, David Ritchie, and Giles Davies. Far-infrared ($\lambda = 87 \mu\text{m}$) bound-to-continuum

- quantum-cascade lasers operating up to 90 k. *Applied Physics Letters*, 82(19):3165–3167, 2003. doi: 10.1063/1.1571653. URL <http://link.aip.org/link/?APL/82/3165/1>. 24
- [83] R. Schieder, G. Rau, and B. Vowinkel. Characterization and measurement of system stability. In E. Kollberg, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 598 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 189–192, 1986. 118
- [84] R. T. Schieder. Private communication, 2011. 112
- [85] S. Schiller, B. Roth, F. Lewen, O. Ricken, and M. C. Wiedner. Ultra-narrow-linewidth continuous-wave thz sources based on multiplier chains. *Applied Physics B – Lasers and Optics*, 95(1):55–61, 2009. 61
- [86] J. Stodolka. *Fabrikation und Analys supraleitender diffusionsgekühlter Hot-Electron-Bolometer als Terahertz-Heterodyn timer*. PhD thesis, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, January 2003. 22
- [87] H. Störzer, M. Zielinsky, J. Stutzki, and A. Sternberg. Low-j co line emission from pdrs: a natural explanation for the narrow range of observed line ratios. *A&A*, 358: 682–688, June 2000. 125, 133
- [88] J. Stutzki, R. Genzel, U. U. Graf, A. I. Harris, and D. T. Jaffe. First detection of SO₂ and CH₃OH emission and one unidentified line near 800 GHz. *Astrophysical Journal Letters*, 340:L37–L40, May 1989. doi: 10.1086/185433. 23
- [89] Kefeng Sun. *Structure analysis of the Perseus and the Cepheus B molecular clouds*. PhD thesis, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, 2008. 122, 127
- [90] L. Testi, L. Olmi, L. Hunt, G. Tofani, M. Felli, and P. Goldsmith. Sequential star formation in the Cepheus molecular cloud: the S 155/Cepheus B interface. *A&A*, 303: 881–892, November 1995. 121, 122, 123, 131
- [91] V. Vassilev, D. Meledin, I. Lapkin, V. Belitsky, O. Nyström, D. Henke, A. Pavolotsky, R. Monje, C. Risacher, M. Olberg, M. Strandberg, E. Sundin, M. Fredrixon, S.-E. Ferm, V. Desmaris, D. Dochev, M. Pantaleev, P. Bergman, and H. Olofsson. A Swedish heterodyne facility instrument for the APEX telescope. *A&A*, 490:1157–1163, November 2008. doi: 10.1051/0004-6361:200810459. 30
- [92] G. Villanueva and P. Hartogh. The high resolution chirp transform spectrometer for the sofia-great instrument. *Experimental Astronomy*, 18(1-3):77–91, 2004. 45
- [93] Armin Wagner-Gentner. *Aufbau, Optimierung und Charakterisierung der THz-Optik für GREAT auf SOFIA*. PhD thesis, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Mai 2007. 42, 47, 86, 88
- [94] Gundolf Wieching. *CONDOR: a Heterodyne Receiver for Astronomical Observations at 1.5 THz*. PhD thesis, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, 2006. 31

- [95] M. C. Wiedner, G. Wieching, F. Bielau, K. Rettenbacher, N. H. Volgenau, M. Emprechtinger, U. U. Graf, C. E. Honingh, K. Jacobs, B. Vowinkel, K. M. Menten, L.-Å. Nyman, R. Güsten, S. Philipp, D. Rabanus, J. Stutzki, and F. Wyrowski. First observations with condor, a 1.5 thz heterodyne receiver. *A&A*, 454(2):L33–L36, 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20065341. URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20065341>. 31, 58
- [96] M. C. Wiedner, G. Wieching, F. Bielau, M. Emprechtinger, U. U. Graf, C. E. Honingh, K. Jacobs, D. Paulussen, K. Rettenbacher, and N. H. Volgenau. CONDOR - A heterodyne receiver at 1.25-1.5 THz. In B. G. Elmegreen & J. Palous, editor, *IAU Symposium*, volume 237 of *IAU Symposium*, pages 495–495, 2007. doi: 10.1017/S1743921307002839. 31, 58

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. J. Stutzki danken dafür, dass ich diese Arbeit am 1. Physikalischen Institut der Universität zu Köln durchführen konnte. Ich habe während dieser Zeit viel gelernt und konnte wertvolle Erfahrungen sammeln.

Bei Herrn Prof. Dr. J. Jolie bedanke ich mich sehr herzlich für die Übernahme des Zweitgutachtens und bei Herrn Prof. Dr. J. Saur für die Übernahme des Vorsitzes bei meiner Disputation.

Natürlich ein großes Dankeschön an Urs Graf für die sehr gute Betreuung über die Jahre und das Korrekturlesen; für seine Ideen und Tipps, die viel zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Für Lehrstunden in Linux und im Käse-Fondue-Essen, für die ein oder andere Flasche chilenischen Gran Reservas und Wanderungen mit doppeltem Bärenkontakt (wer gibt sich schon mit einem zufrieden?¹).

Generell danke ich allen Mitgliedern der GREAT- und SOFIA-Teams für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Ein besonderer Dank geht hier an Stefan Heyminck für die Einführung in die Geheimnisse von GREAT und SOFIA, weiterhin an Rolf Güsten (da ich auch nach meiner Doktorandenzeit nicht hungern muss), Jürgen Stutzki, Karl Jacobs, Robert Simon, Yoko Okada, Andreas Bell, Christian Leinz, Helmut Wiesemeyer und Miguel Requena Torres.

Bei Karl Jacobs bedanke ich mich zusätzlich für die hervorragende Zusammenarbeit in Sachen Cryogenics (Cryo-Monkeys forever!).

Bei Netty Honingh bedanke ich mich für die Unterstützung bei der Bestückung des 1,4 THz-Kryostaten und den Modellrechnungen des directional-couplers.

Volker Ossenkopf gebührt mein Dank für Nachhilfe in Astronomie, sowie der Betreuung während des astronomischen Teils dieser Arbeit. Robert Simon, Helmut Wiesemeyer und Miguel Requena Torres danke ich weiterhin für die Hilfe bei Kalibrations- und CLASS-Problemen, Markus Röllig für die KOSMA- τ -Daten.

Martina Wiedner danke ich für die Betreuung während der ersten Jahre meiner Zeit am Institut und die Erfahrungen, die ich mit dem CONDOR-Empfänger sammeln durfte und die mir im GREAT-Projekt sehr weiter geholfen haben.

Vielen Dank an Oskar Asvany für die Heranführung an die "Action spectroscopy". Tut mir leid, dass keine Zeit mehr für ein Kapitel über unsere H₂D⁺-Messungen blieb.

Mein besonderer Dank geht an die Feinmechanik-Werkstatt unter Leitung von Jürgen

¹...wenn's kein Grizzly ist

Krause und Damian Moratschke, und die Elektronik-Werkstatt unter Leitung von Christoph Schmidgen.

Für einen angenehmen, koffeinreichen Start in jeden Arbeitstag und auch gelegentliches “rubbish talking” während seines Verlaufs einen ganz lieben Dank an die Herren aus dem “Idiodenlabor”: Bernhard Schmidt und Henning Adams. Außerdem an Bernhard vielen Dank für die kompetenten Ratschläge rund um meine Fragen zur Elektrotechnik und speziell beim Aufbau der LO-Schaltungen.

Den weiteren Mitgliedern der Empfängergruppe, Michael Brasse, Timo Grambusch, Norma Hurtado und Matthias Justen, und allen weiteren Bewohnern des Untergeschosses einen herzlichen Dank für die angenehme Atmosphäre, sowie für anregende und unterhaltsame Gespräche innerhalb und außerhalb des Institut.

Ein ganz besonders liebevolles Dankeschön geht an meine Freundin Sabine und meine gesamte Familie für ihre jahrelange Unterstützung und Aufmunterung.

Teilpublikationen

- A. Redinger, O. Ricken, P. Kuhn, A. Rätz, A. Voigt, J. Krug, and T. Michely. *Spiral Growth and Step Edge Barriers*. Physical Review Letters, 100(3): 035506, January 2008
- S. Schiller, B. Roth, F. Lewen, O. Ricken, and M. C. Wiedner. *Ultra-narrow-linewidth continuous-wave thz sources based on multiplier chains*. Physics B – Lasers and Optics, 95(1):55–61, 2009
- M. C. Wiedner, G. Wieching, F. Biela, K. Rettenbacher, N. H. Volgenau, M. Emprechtinger, U. U. Graf, C. E. Honingh, K. Jacobs, B. Vowinkel, K. M. Menten, L.-Å. Nyman, R. Güsten, S. Philipp, D. Rabanus, J. Stutzki, and F. Wyrowski. *First observations with condor, a 1.5 thz heterodyne receiver*. A&A, 454(2):L33–L36, 2006
- O. Asvany, O. Ricken, H. S. P. Müller, M. C. Wiedner, T. F. Giesen, and S. Schlemmer. *High-Resolution Rotational Spectroscopy in a Cold Ion Trap: H_2D^+ and D_2H^+* . Physical Review Letters, 100(23):233004, June 2008
- O. Baum, M. Koerber, O. Ricken, G. Winnewisser, S. N. Yurchenko, S. Schlemmer, K. M. T. Yamada, and T. F. Giesen. *The rotational spectrum of $H^{32}SOH$ and $H^{34}SOH$* . The Journal of Chemical Physics, 129(22):224312, 2008
- S. Heyminck, R. Güsten, U. U. Graf, J. Stutzki, P. Hartogh, H.-W. Hübers, O. Ricken, B. Klein, and et al. *GREAT: Ready for Early Science aboard SOFIA*. In E. Bryerton, A. Kerr, & A. Lichtenberger, editor, Twentieth International Symposium on Space Terahertz Technology, page 315, April 2009

Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie – abgesehen von oben angegebenen Teilpublikationen – noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Prof. Dr. J. Stutzki betreut worden.

(Oliver Ricken)

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Oliver Ricken
Geburtsdatum	24.01.1977
Geburtsort	Kranenburg
Staatsangehörigkeit	Deutsch
Familienstand	Ledig

Promotion

ab 06/2007	Promotionsstudium am 1. Physikalischen Institut, Universität zu Köln
------------	---

Studium

02/2007	Abschluss des Physikstudiums an der RWTH Aachen
10/2000 – 02/2007	Studium der Physik an der RWTH Aachen

Berufsausbildung

09/2000	Abschluss der Ausbildung zum staatlich geprüften Kranken- pfleger
10/1997 – 09/2000	Ausbildung zum staatlich geprüften Krankenpfleger in der Rheini- schen Landeslinik Bedburg-Hau

Ersatzdienst

09/1996 – 09/1997	Ersatzdienst im Heilpädagogischen Heim Bedburg-Hau
-------------------	--

Schulbildung

06/1996	Allgemeine Hochschulreife
1987 – 1996	Freiherr-vom-Stein-Gymnasium Kleve
1983 – 1987	Katholische Grundschule St. Georg, Kranenburg-Nütterden