

**Entwicklung und Aufbau
eines 1,8 THz-Heterodynempfängers
für die ballongestützte Fernerkundung von
Spurengasen in der Erdatmosphäre**

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

Ulrich Mair

aus Augsburg

Hauptberichter: Prof. Dr. Hans-Peter Röser
Mitberichter: Prof. Dr. Alfred Krabbe
Tag der mündlichen Prüfung: 4. Mai 2006

Institut für Raumfahrtsysteme
Universität Stuttgart
2007

Zusammenfassung

Spätestens seit der Entdeckung des Ozonlochs über der Antarktis 1985 ist bekannt, dass in der Erdatmosphäre durch anthropogene Einflüsse Veränderungen von globalem Ausmaß hervorgerufen werden können. Um genaue Aussagen über Form und Größenordnung solcher Entwicklungen machen zu können, ist ein genaues Verständnis der dafür verantwortlichen atmosphärenchemischen Prozesse und damit eine genaue Kenntnis der chemischen Zusammensetzung der Erdatmosphäre erforderlich. Insbesondere das Verständnis der Rolle reaktiver Radikale ist im Zusammenhang mit Veränderungen der Chlor- und Brombelastung der Atmosphäre und damit verbundener klimatischer Veränderungen von großer Bedeutung.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung und dem Aufbau eines Fernerkundungssystems für zukünftige ballongetragene Messungen des OH (Hydroxyl-) Radikals in der unteren Stratosphäre. Die Emissionsfrequenz von OH liegt bei 1,8 THz und damit im ferninfraroten Frequenzbereich des elektromagnetischen Spektrums. In diesem Frequenzbereich eignen sich Heterodynempfänger hervorragend für die Detektion schwacher atmosphärischer Strahlung mit hoher spektraler Auflösung.

Gegenstand dieser Arbeit ist der Entwurf und Aufbau eines neuartigen 1,8 THz Heterodynempfänger-Prototypen, der ein supraleitendes Hot-Electron-Bolometer (HEB) als hochempfindlichen Heterodynempfänger verwendet. In dieser Arbeit werden Design, Aufbau und Test des Prototypen zur Erprobung der Hot-Electron-Bolometer-Technologie im Hinblick auf die spätere Verwendung innerhalb eines ballongetragenen Fernerkundungssystems beschrieben. Der neu entwickelte 1,8 THz-Empfänger soll dabei im Anschluss an die Erprobungsphase als einer von drei Heterodynempfängern des ballongetragenen Heterodyn-Spektrometers TELIS („TERahertz LImb Sounder“) zum Einsatz kommen. TELIS wird am Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) für die Messung von Spurengaskonzentrationen von OH, HO₂, ClO, BrO und anderen in der Atmosphärenchemie wichtigen Molekülen in der Erdatmosphäre entwickelt. Neben einem 1,8 THz-Empfänger, der in dieser Arbeit behandelt wird, wird das Fernerkundungssystem TELIS durch zwei weitere Heterodynempfänger vervollständigt, die in einem Frequenzbereich von 650 GHz bzw. 500 GHz arbeiten.

Der Betrieb eines HEB als 1,8 THz-Heterodynempfänger erfolgt bei der Übergangstemperatur T_c des verwendeten Materialsystems (NbN; $T_c \approx 9 K$) zwischen normalleitendem

und supraleitendem Zustand. Dies erfordert die Konzeption eines Empfängersystems für den Betrieb innerhalb eines heliumgekühlten Kryostaten und damit unter kryogenen Umgebungsbedingungen. Weitere neben dem Heterodynischen zentrale Komponenten des Heterodynempfängers wie z.B. Diplexer und der Lokoszillator-Aufbau sind daher für den Betrieb unter kryogenen Umgebungsbedingungen konzipiert.

Im Rahmen dieser Arbeit werden alle wichtigen Komponenten eines 1,8 THz-Heterodyn-Spektrometers (Heterodynischer, Lokoszillator, Diplexer, Zwischenfrequenzkette, digitales Autokorrelatorspektrometer) aufgebaut und getestet. Die Konzeption des Aufbaus berücksichtigt dabei die spätere Integration des Prototypen in das Gesamtsystem TELIS, insbesondere im Hinblick auf die Anpassung der optischen Komponenten des 1,8 THz-Empfängers. Im Anschluss an den Aufbau der Einzelkomponenten wird der gesamte Prototyp - insbesondere bzgl. seiner radiometrische Empfindlichkeit - charakterisiert und dessen Eignung für die ballongetragenen Fernerkundung nachgewiesen. Die radiometrische Charakterisierung wird dabei durch laborspektroskopische Untersuchungen an Methanolgas vervollständigt.

Abstract

The discovery of the ozone hole in 1985 over Antarctica highlighted that anthropogenic activities can result in significant global changes of the Earth's atmosphere. In order to make detailed predictions about character and degree of these developments, a thorough understanding of the related atmospheric and chemical processes and therefore a detailed knowledge of the chemical composition of the Earth's atmosphere is required. The study of reactive radicals is of crucial importance to understand how stratospheric ozone will respond to altering bromine and chlorine loadings and hence will influence the Earth's climate.

This work deals with the design and setup of a remote sensing system for future balloon borne measurements of the OH (hydroxyl-) radical in the lower stratosphere. The OH emission frequency is at 1.8 THz which is in the Far Infrared range of the electromagnetic spectrum, where heterodyne techniques are well established for detection of weak atmospheric signals with extremely high resolution.

The focus of this thesis is the development and setup of a new 1.8 THz heterodyne receiver prototype utilizing a superconducting Hot Electron Bolometer (HEB) as highly sensitive heterodyne mixer element. The design and setup of the prototype are described with regard to the future application of HEB technology in a balloon borne remote sensing system. It is planned to operate the new 1.8 THz receiver prototype as one of three heterodyne receivers of the balloon borne instrument TELIS („TERahertz LImb Sounder”) aboard the stratospheric balloon MIPAS-B. The heterodyne instrument TELIS is currently under development at the German Aerospace Center (DLR) and will measure trace gas concentrations of OH, HO₂, ClO, BrO and other important key molecules of the Earth's stratosphere. Besides the 1.8 THz receiver, which is described in this thesis, TELIS will be completed by two submm receivers operating at 650 GHz and 500 GHz, respectively.

The NbN based HEB mixer of the 1.8 THz receiver is operated at its transition temperature between normal and superconducting state ($T_c \approx 9 K$). As a consequence, major key components of the receiver have been designed for operation within the cryogenic environment of the helium cryostat.

In the framework of this thesis all important components of a 1.8 THz heterodyne spectrometer (heterodyne mixer, local oscillator, diplexer, intermediate frequency chain,

digital autocorrelator spectrometer) are assembled and tested. The conceptual design incorporates the future integration of the prototype in the complete TELIS system, especially with regard to the adaption of the optical setup of the 1.8 THz receiver. Following the assembly of the major components of the receiver, the complete prototype is radiometrically characterized verifying its qualification for balloon borne remote sensing. Moreover, radiometric characterization is completed by gas cell measurements of methanol gas.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	10
2	Fernerkundung von Spurengasen	14
2.1	Aufbau und Zusammensetzung der Erdatmosphäre	14
2.2	Grundlagen der Ozon-Chemie	16
2.2.1	Die Ozonschicht	16
2.2.2	Katalytische Abbauzyklen und Reservoirgase	18
2.2.3	Heterogene Reaktionen	19
2.2.4	Das Ozonloch über Arktis und Antarktis	20
2.2.5	Hydroxyl (OH) in der Atmosphäre	21
2.2.6	Molekülspektroskopische Eigenschaften von OH	23
2.3	Grundlagen der Fernerkundung	23
2.3.1	Atmosphärischer Strahlungstransport	27
2.3.2	Absorptionskoeffizient	29
2.3.3	Strahlungstransfergleichung	30
2.3.4	Lösung des Inversionsproblems	30
2.3.5	Tangentialsondierung	32
2.3.6	Aktuelle ballongetragene Fernerkundungsmissionen	34
3	Heterodyn-Spektroskopie	36
3.1	Aufbau eines Heterodyn-Spektrometers	37
3.2	Radiometrische Eigenschaften des Heterodynempfängers	39
3.2.1	System-Rauschtemperatur	39
3.2.2	Callen-Welton-Korrektur	41
3.2.3	Maximale Empfindlichkeit und Signal-zu-Rausch-Verhältnis	42
3.2.4	Y-Faktor-Methode	43

3.2.5	Radiometrische Kalibrierung	44
4	Das Fernerkundungssystem TELIS	45
4.1	Überblick	45
4.2	Der Stratosphärenballon MIPAS-B2	45
4.3	Das Heterodyn-Spektrometer TELIS	47
5	Quasioptische Analyse von Teleskop und Transferoptik	52
5.1	Grundlegende Eigenschaften von quasioptischen Systemen	52
5.2	Aufbau der TELIS-Optik	60
5.3	Quasioptische Simulation	70
5.3.1	Toleranzanalyse (geometrisch optisch)	73
5.3.2	Toleranzanalyse (quasioptisch)	74
6	Aufbau und Charakterisierung des 1,8 THz-Empfängers	75
6.1	Überblick	75
6.2	Lokaloszillator	80
6.2.1	Optisch gepumpter Gaslaser	80
6.2.2	Halbleiteroszillator von Radiometer Physics	82
6.3	Diplexer	85
6.4	Seitenbandfilter	90
6.5	Hot-Electron-Bolometer-Mischer	91
6.6	Zwischenfrequenzkette	102
6.7	Digitales Autokorrelator-Spektrometer	105
6.8	Labora Aufbau des 1,8 THz-Empfängers	113
6.9	Radiometrische Empfindlichkeit des Heterodynempfängers	115
6.10	Rauschbeiträge der Komponenten	118
6.11	Stabilität des Heterodynempfängers	120
6.12	Laborspektroskopische Messungen	123
6.12.1	Simulation von Methanol-Spektren	125
6.12.2	Messung von Methanol-Spektren	129
7	Zusammenfassung und Ausblick	134
A	Molekül-Emissionslinien bei 1,8 THz	137

B	Aufbau der TELIS-Transferoptik	140
B.1	Transferoptik für den 500 GHz-Empfänger (RAL)	141
B.2	Transferoptik für den 650 GHz-Empfänger (SRON)	141
C	Aktuelle Atmosphärenmissionen auf Ballonplattformen	144

1 Einführung

Seit der Entdeckung des Ozonlochs 1985 spielen die Zusammensetzung der Erdatmosphäre sowie deren chemische Prozesse eine Schlüsselrolle in der modernen Umweltphysik. Die wesentliche Bedeutung von Ozon liegt in seiner Schutzfunktion vor der schädlichen UV-Strahlung der Sonne. UV-Strahlung wirkt schädlich auf menschliche Zellen und erhöht erwiesenermaßen das Risiko von Krebserkrankungen. Ebenso kann die energiereiche Strahlung Zellen von Pflanzen und Tieren nachhaltig schädigen. Als Ozonschicht bezeichnet man die Schichten der Erdatmosphäre, in denen das Ozonmolekül (O_3) in besonders hoher Konzentration auftritt. Im Wesentlichen handelt es sich dabei um den Bereich zwischen 10 km und 50 km Höhe, wobei das O_3 -Konzentrationsmaximum bei ca. 25 km Höhe zu beobachten ist. Allerdings ist selbst dort die O_3 -Konzentration im Vergleich zu den Hauptbestandteilen der Erdatmosphäre, Sauerstoff (21 %) und Stickstoff (79 %), sehr klein: bei Ozon handelt es sich um ein sogenanntes Spurengas. Ozon ist zwar der prominenteste Vertreter der Spurengase, neben den Hauptbestandteilen der Erdatmosphäre finden sich aber noch ca. 20 weitere miteinander wechselwirkende Spurengase in variierender Konzentration in der Atmosphäre. Um die chemischen Vorgänge in der Atmosphäre auszuwerten und damit zukünftige Entwicklungen vorher zu sagen, ist es notwendig, auch die komplexen Wechselwirkungen der verschiedenen Moleküle untereinander zu modellieren. Für die Entwicklung von zuverlässigen Modellen für der Atmosphärenchemie ist daher die Messung von globalen Spurengaskonzentrationen von großer Bedeutung. Ein etabliertes Verfahren zur Analyse von Spurengasen ist die Detektion von emittierter Strahlung im infraroten Spektralbereich. Insbesondere im ferninfraroten Bereich des elektromagnetischen Spektrums im Wellenlängenintervall zwischen $50 \mu\text{m}$ und 1 mm finden sich zahlreiche Emissionslinien, die eine Bestimmung der vorhandenen Spurengaskonzentration in der Atmosphäre ermöglichen [1]. Obwohl der ferninfrarote Spektralbereich bislang weitgehend unerschlossen ist, sind aufgrund von beachtlichen Fortschritten in der Detektor-Entwicklung in den kommenden Jahren Messdaten von bislang nicht gekannter Qualität zu erwarten. Eine entscheidende Rolle spielen dabei auf der Basis von Supraleitern arbeitende Detektoren, die in Heterodynempfängern zum

Einsatz kommen. Bei einem Heterodynempfänger wird das Empfangssignal mit einem frequenzverschobenen Lokoszillatorsignal überlagert und mit Hilfe eines Mischers in einen niedrigeren Frequenzbereich konvertiert. Diese Frequenzumsetzung auf die Differenzfrequenz zwischen Empfangs- und Lokoszillatorsignal ermöglicht die spektrale Weiterverarbeitung und Auswertung mit Mikrowellen-Technik. Ein entscheidendes Vorteil der Heterodyn-Technik ist die hohe spektrale Auflösung, die in Kombination mit extrem hoher Empfindlichkeit die Detektion auch sehr schwacher atmosphärischer Signale erlaubt. In den kommenden 10 Jahren ist der Einsatz von Heterodynempfängern in flugzeug-, ballon- und satellitengestützten Atmosphären- bzw. Astronomiemissionen geplant:

- Das Forschungsflugzeug SOFIA („Stratosphären-Observatorium für Infrarot-Astronomie“) wird ab dem Jahr 2008 die Messung des Wellenlängenbereichs zwischen $0,3\ \mu\text{m}$ und $1,6\ \text{mm}$ ermöglichen [2]. Strahlung in diesem Bereich des Spektrums wird durch Absorptionsbänder von Wasserdampf in der Troposphäre nahezu vollständig absorbiert und kann daher mit erdgebundenen Teleskopen nicht detektiert werden. Bei SOFIA handelt es sich um einen modifizierten Jumbo-Jet des Typs Boeing 747SP, in dessen Heck ein $2,7\ \text{m}$ -Spiegelteleskop eingebaut wurde, das Signal-Strahlung aus dem Weltraum in verschiedene wissenschaftliche Instrumente einkoppelt. SOFIA ist ein Kooperationsprojekt zwischen NASA und DLR.
- Der ESA-Satellit HERSCHEL [3] trägt das Heterodyn-System HIFI („Heterodyne Instrument on FIRST“). HIFI [4] ermöglicht ab dem Jahr 2007 den Zugang zum Wellenlängenbereich von $60\ \mu\text{m}$ bis $670\ \mu\text{m}$ für die Untersuchung verschiedener astronomischer Objekte .
- Das ballongetragene Heterodyn-Spektrometer TELIS („TeraHertz and submm Limb Sounder“) ermöglicht ab dem Jahr 2007 die Messung von verschiedenen Spurengasen in der unteren Atmosphäre. Durch die Verwendung dreier unabhängiger Frequenz-Kanäle sind Emissionslinien im Bereich von $500\ \text{GHz}$, $650\ \text{GHz}$ und $1,8\ \text{THz}$ detektierbar. TELIS ist das Nachfolge-Instrument des DLR-Heterodynspektrometers THOMAS, das in den vergangenen Jahren erfolgreich zur Vertikalsondierung von stratosphärischem OH eingesetzt wurde [5, 6, 7]. TELIS ist eine Kooperation von DLR¹, SRON² und RAL³.

¹Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.

²Space Research Organisation of the Netherlands.

³Rutherford Appleton Laboratories.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Prototyp des 1,8 THz-Heterodynempfängers von TELIS entwickelt, aufgebaut und getestet. Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Implementierung eines Hot-Electron-Bolometer-Mischers (HEB) in ein Heterodynspektrometer, das zunächst im Laborbetrieb getestet und später auf einem Stratosphärenballon zum Einsatz kommen wird. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass HEB-Mischer als zentrales Element eines Heterodynempfängers zur Messung von atmosphärischen Spurengasen eingesetzt werden können. Bei Hot-Electron-Bolometern handelt es sich um supraleitende Mikrobrücken, die das auftreffende Empfangs- und Lokaloszillator-Signal extrem rauscharm in einen niedrigeren, mit konventionellen elektronischen Komponenten beherrschbaren Frequenzbereich konvertieren. Der HEB-Mischer arbeitet als Herzstück eines kompletten Heterodyn-Empfängers mit kryogenem Diplexer, Zwischenfrequenzkette und digitalem Autokorrelator-Spektrometer. Bei dem hier vorgestellten Aufbau handelt es sich um eine Vorstufe für das später auf dem Stratosphären-Ballon arbeitende Instrument. Die Komponenten des späteren Flugmodells werden dabei charakterisiert und ihr Zusammenwirken als Heterodyn-Spektrometer getestet. Neben dem Aufbau des 1,8 THz-Empfängers sind auch verschiedene Aspekte zur späteren Integration des Empfängers in das Gesamtsystem Gegenstand dieser Arbeit. Weiterhin wird der optische Aufbau zur Einkopplung des Empfangssignals aus der Atmosphäre in den Heterodynempfänger behandelt.

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden grundlegende Aspekte der Atmosphärenchemie vorgestellt, die für die vorliegende Arbeit relevant sind. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Ozonchemie und den damit verbundenen chemischen Prozessen beim Auf- und Abbau von stratosphärischem Ozon. In diesem Zusammenhang wird die entscheidende Rolle des Hydroxyl (OH)-Radikals diskutiert, dessen Konzentration in der Stratosphäre neben anderen Molekülen mit Hilfe des 1,8 THz-Empfängers von TELIS bestimmt werden soll. Dazu werden die Grundlagen der Fernerkundung und damit verbunden verschiedene Beobachtungsplattformen erklärt.

In Kapitel 3 wird die Funktionsweise eines Heterodyn-Spektrometers erläutert. Zu diesem Zweck werden der prinzipielle Aufbau eines Heterodynspektrometers und die verschiedenen Einzelkomponenten des Spektrometers vorgestellt.

In Kapitel 4 wird das Fernerkundungssystem TELIS sowie das Trägersystem MIPAS-B2 erläutert.

In Kapitel 5 wird der optische Aufbau des 1,8 THz-Empfängers und dessen Integration in das Gesamtsystem beschrieben.

Kapitel 6 behandelt den Aufbau und Test eines Prototypen des 1,8 THz-Empfängers von TELIS. Das Kapitel beginnt mit einer Einführung in das Gesamtkonzept von TELIS. In den folgenden Abschnitten wird der Aufbau und die Charakterisierung der verschiedenen Komponenten des 1,8 THz-Kanals behandelt. Weiterhin wird die Inbetriebnahme des gesamten Empfängers und dessen radiometrische Charakterisierung beschrieben.

Die vorliegende Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem kurzen Ausblick.

2 Fernerkundung von Spurengasen

2.1 Aufbau und Zusammensetzung der Erdatmosphäre

Bei der unseren Planeten umgebenden Gashölle, der Erdatmosphäre, handelt es sich um eine ca. 120 km dicke Gasschicht, die sich aus verschiedenen in der Gasphase befindlichen Molekülen zusammensetzt. Hauptbestandteile der Erdatmosphäre sind Sauerstoff, Stickstoff und Kohlenstoff, es finden sich aber auch eine Vielzahl von weiteren Molekülen, so z.B. H_2O , ClO , BrO , HCl u.a., die in weit geringerer Konzentration auftreten, aber dennoch eine entscheidende Rolle für den Strahlungshaushalt der Atmosphäre spielen. Wichtige physikalische und strukturelle Eigenschaften der Atmosphäre wie z.B. die Zusammensetzung oder die Temperaturverteilung in der Atmosphäre haben sich in der Vergangenheit auf natürliche Art und Weise verändert; unbestritten ist allerdings auch, dass der Mensch gezielt in das sich immer wieder einstellende natürliche Gleichgewicht eingegriffen und dieses nachhaltig gestört hat.

Druck- und Temperaturprofil der Atmosphäre

Eine einfache Abschätzung für die Druckverteilung in der Atmosphäre kann mit Hilfe der idealen Gasgleichung

$$\rho(z) = \frac{N(z)}{V} = \frac{p(z)m}{k_B T(z)} \quad (2.1)$$

vorgenommen werden. Dabei ist ρ die Gasdichte, m die Masse der Gasmoleküle, p der Druck, k_B die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur des betrachteten Gasvolumens. Betrachtet man ein infinitesimal kleines Gasvolumen dV in der Höhe z über der Erdoberfläche ($z = 0$), so ergibt sich die Druckänderung in diesem Volumen zu

$$\frac{-dp(z)}{dz} = g(z)\rho(z) \quad (2.2)$$

Durch Integration ergibt sich die bekannte barometrische Höhenformel

$$p(z) = p(0 \text{ m}) \exp \left(- \int dz \frac{g(z)m}{k_B T(z)} \right) \quad (2.3)$$

Mit dem Normaldruck auf Meereshöhe $p(0 \text{ m}) = 1013 \text{ hPa}$ ergibt sich damit in einer Höhe von ca. 16 km ein Druckabfall auf $\frac{1}{10}$ des Normaldrucks. In dieser einfachen Abschätzung sind allerdings dynamische Austauschprozesse nicht berücksichtigt, die beispielsweise bei den Hauptbestandteilen Stickstoff und Sauerstoff zu einem nahezu konstanten Mischungsverhältnis bis auf eine Höhe von ca. 90 km führen. Dieser Bereich konstanten Mischungsverhältnisses wird Homosphäre genannt. Die Einteilung der Atmosphäre in vier Bereiche erfolgt gemäß dem Temperaturprofil.

Troposphäre

Die Troposphäre ist die unterste Schicht der Atmosphäre und erstreckt sich abhängig von geographischer Position und Jahreszeit von der Erdoberfläche bis zu einer Höhe von 6 km bis 17 km. Die Temperatur in der Troposphäre nimmt mit zunehmender Höhe ab. Aufgrund der starken vertikalen Luftdurchmischung wird das Wetter auf der Erdoberfläche vollständig in der Troposphäre erzeugt. Die starke Durchmischung wird durch sukzessives Aufheizen der Erdoberfläche und damit der oberflächennahen Gasschichten durch die Sonnenstrahlung und durch adiabatisches Abkühlen beim Aufsteigen erzeugt. Die Temperatur an der Erdoberfläche kann aus dem Gleichgewicht zwischen absorbierter Sonnenstrahlung und Re-Emission von thermischer Strahlung abgeschätzt werden. Daraus ergibt sich ein theoretischer Wert von ca. 255 K. Dieser beruht allerdings auf einer nicht der Realität entsprechenden Annahme völliger Transparenz der Erdatmosphäre. Tatsächlich ist die Atmosphäre zwar im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich der Sonnenstrahlung vollständig durchlässig, H_2O und CO_2 absorbieren aber einen Teil der reemittierten thermischen Strahlung, was zu einer zusätzlichen Aufheizung der Atmosphäre führt. Dieser Effekt ist als Treibhauseffekt bekannt. Neben H_2O und CO_2 sind Methan (CH_4) und Ozon (O_3) die Hauptverursacher des Treibhauseffektes.

Stratosphäre

Die Gasschicht oberhalb der Troposphäre wird Stratosphäre genannt und durch die Tropopause von der Troposphäre getrennt. Der Bereich der Stratosphäre erstreckt sich bis zu einer Höhe von ca. 50 km. Die Temperatur in der Stratosphäre nimmt mit zunehmender Höhe zu. Grund dafür ist die Absorption von Sonnenstrahlung durch molekularen

Sauerstoff und der damit verbundene Aufbau von stratosphärischem Ozon. Neben dem Aufbau von Ozon sind auch Abbaumechanismen und die damit einhergehende Absorption von solarer UV-Strahlung und terrestrischer Infrarotstrahlung für das Ansteigen der Temperatur mit zunehmender Höhe verantwortlich. Die Auf- und Abbauprozesse ereignen sich im Wesentlichen in einem Höhenbereich (ca. 15 km bis 30 km Höhe) mit sehr hoher Ozonkonzentration, der sog. Ozonschicht. Da sich die kalten, dichteren Luftmassen in der Stratosphäre unterhalb der wärmeren, leichteren Luft befinden, ist die Durchmischung der Luftmassen aufgrund von Konvektion relativ gering.

Mesosphäre

Oberhalb der Stratosphäre nimmt die Temperatur mit zunehmender Höhe wieder ab. Dieser Bereich wird Mesosphäre genannt und durch eine dünne Zwischenschicht, die Stratopause, von der Atmosphäre getrennt. Obwohl sich die kalten Luftmassen oberhalb der wärmeren Bereiche befinden, kann Gasaustausch durch Konvektion vernachlässigt werden, da bei geringen Drücken keine Konvektion mehr stattfindet.

Thermosphäre

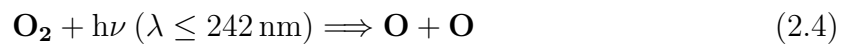
Die Thermosphäre befindet sich oberhalb der Mesopause in einer Höhe von ca. 90 km. Wie in der Stratosphäre steigt auch in der Thermosphäre die Temperatur mit zunehmender Höhe an. Grund dafür ist hauptsächlich die Photodissoziation durch UV-Strahlung, die zu einer Aufwärmung der Thermosphäre führt.

2.2 Grundlagen der Ozon-Chemie

2.2.1 Die Ozonschicht

Die Bedeutung der Ozonschicht liegt in ihrer Schutzfunktion vor schädlicher solarer UV-Strahlung. Bei der Ozonschicht handelt es sich nicht um eine streng begrenzte, räumlich genau definierte Zone der Erdatmosphäre, sondern um den Bereich, indem die Ozonkonzentration ihren Maximalwert annimmt. Dieser Bereich liegt in einer Höhe zwischen 1 km und 50 km. Über 15 km Höhe nimmt die Ozonkonzentration stark zu, bis sie bei ca. 25 km ein Maximum erreicht. Mit weiter zunehmender Höhe sinkt die Ozonkonzentration wieder. Ein Maß für die Konzentration von Ozon ist das Volumenmischungsverhältnis

(Volume Mixing Ratio), das den Anteil einer Molekülspezies im Verhältnis zu allen anderen Molekülen in einem bestimmten Gasvolumen angibt. Selbst im Bereich maximaler Konzentration beträgt das Volumenummischungsverhältnis von Ozon nur 6 ppm bis 8 ppm (parts per million), ist also im Vergleich zu den Hauptbestandteilen N_2 und O_2 immer noch sehr klein. Das Ozon der Ozonschicht wird durch Absorption molekularen Sauerstoffs (O_2) erzeugt:



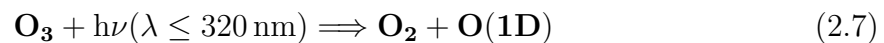
Der so gewonnene atomare Sauerstoff bildet durch Reaktion mit molekularem Sauerstoff Ozon:



M ist in der Regel O_2 oder N_2 und wird als Kollisionspartner verwendet, um überschüssige Energie aufzunehmen. Als Nettoreaktion ergibt sich damit:



Die Absorption von UV-Strahlung ist nicht nur in Verbindung mit der Bildung von Ozon, sondern auch durch dessen Abbau möglich. Dabei wird Ozon mit Hilfe von UV-Strahlung photodissoziiert:



Das angeregte Sauerstoffatom geht dabei in den Grundzustand über und setzt durch Dissipation Energie frei, die für eine Erwärmung der Stratosphäre sorgt.

Als Nettoreaktion ergibt sich in diesem Fall:

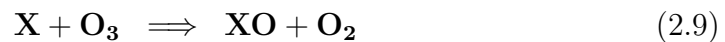


Das Zusammenspiel von Gl. 2.4 und Gl. 2.7 sorgt für eine nahezu vollständige Absorption der solaren UV-Strahlung im Wellenlängenbereich kleiner 320 nm. Die Gesamtkonzentration von O_3 ist durch das Gleichgewicht bestimmt, das sich durch Aufbau (Gl. 2.6) und Abbau (Gl. 2.8) von O_3 einstellt. Diese Reaktionen sind als Chapman-Zyklus bekannt. Die erwartete Ozon-Konzentration im stationären Gleichgewicht ist allerdings um ca. 30 % höher als experimentell beobachtet. Daher existieren offenbar noch weitere Abbaumechanismen, die sog. katalytischen Abbauzyklen.

2.2.2 Katalytische Abbauzyklen und Reservoorgase

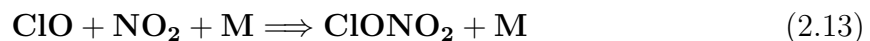
Die katalytischen Zyklen sind durch das Auftreten eines Katalysators in den chemischen Reaktionsgleichungen gekennzeichnet. Charakteristisch für alle Katalysatoren ist, dass sie zwar für den Ablauf einer chemischen Reaktion notwendig sind, am Ende einer Reaktionskette aber wieder vollständig freigesetzt werden. Daher erscheinen Katalysatoren auch nicht in der Nettogleichung einer Abfolge von chemischen Reaktionen. Dies bedeutet, dass Katalysatoren bereits in einer kleinen Konzentrationsmenge eine entscheidende Rolle für das Zustandekommen einer chemischen Reaktion spielen können.

Im Zusammenhang mit dem Abbau von Ozon hat der typische katalytische Abbauzyklus die Form:

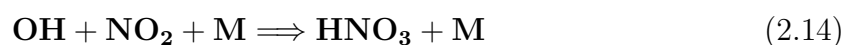


Als Katalysator \mathbf{X} fungieren dabei Stickstoff-Oxid (NO), Chlor (Cl), Bromid (Br) und das Hydroxyl-Radikal (OH). Die zugehörigen Abbauzyklen heißen dementsprechend NO_x -, ClO_x -, BrO_x - und HO_x -Zyklen. Stickstoffoxid wird durch die Oxidation von N_2O gebildet, OH durch die Oxidation von Wasserdampf. Den dominierenden Anteil am Abbau von Ozon bildet der NO_x -Zyklus im Höhenbereich zwischen 25 km und 40 km sowie der HO_x -Zyklus im Höhenbereich unter 25 km und über 40 km [8].

Die in Gl. 2.9 ff. beschriebenen katalytischen Prozesse tragen nicht alle automatisch zum Abbau von Ozon bei. Grund dafür sind chemische Reaktionen der verschiedenen Radikale wie OH, Cl und NO_2 untereinander. Diese Reaktionen führen zur Bildung von Reservoorgasen, so dass die daran beteiligten Radikale nicht mehr als Katalysatoren für Ozon-Abbaumechanismen zur Verfügung stehen. Beispielsweise wird das Reservoorgas ClONO_2 aus ClO und NO_2 gebildet:



Hydroxyl (OH) wird durch Reaktion mit NO_2 entfernt:



Dabei kann HNO_3 für die Ozonchemie als inert angesehen werden. Diese und eine Reihe von weiteren Reaktionen führen dazu, dass ca. 90 % des gesamten Chlors in einer inerten Form vorliegt. Die Berücksichtigung der katalytischen Abbauzyklen sowie die damit verbundene Ausbildung von Reservoirgasen führte zu einer wesentlich besseren Übereinstimmung von berechneter und experimentell beobachteter Ozonkonzentration in der Stratosphäre. Die dramatische Beobachtung, dass 50 % des Ozonbestands in der Ozonschicht über der Antarktis innerhalb weniger Wochen vollständig abgebaut werden konnte, hat daher 1985 für großes Aufsehen gesorgt.

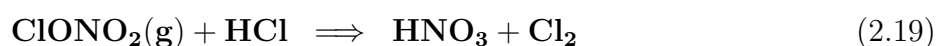
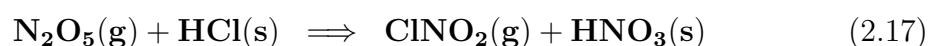
2.2.3 Heterogene Reaktionen

Das Ozonloch über der Antarktis konnte nur durch eine erhöhte Konzentration von Chlor-Radikalen erklärt werden. Wichtigste natürliche Chlor-Quelle ist Methyl-Chlorid (CH_3Cl). In den vergangenen Jahrzehnten wurde die natürliche Chlor-Konzentration in der Stratosphäre durch anthropogene Quellen nahezu verfünffacht. Chlorfluorkohlenwasserstoffe (FCKWs) wurden als Treibgas und Kühlmittel in Kühlschränken verwendet. Da es sich bei FCKWs um inerte und schlecht wasserlösliche Gase handelt, konnten diese problemlos die oberen Bereiche der Stratosphäre erreichen, wo durch Photodissoziation atomares Chlor gebildet wurde.

Durch eine Reihe von heterogenen Reaktionen - also Reaktionen, bei denen die Reaktanden in gasförmiger (g), flüssiger (f) und fester (s) Phase vorliegen - ist eine weitere Erhöhung der Chlor-Konzentration möglich:

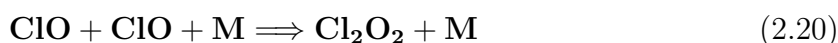


Das freiwerdende molekulare Chlor wird durch Photodissoziation in reaktives atomares Chlor umgewandelt. Die folgenden Reaktionen, die in stratosphärischen Eiswolken stattfinden können, führen ebenfalls zu einer Erhöhung der Chlorkonzentration:

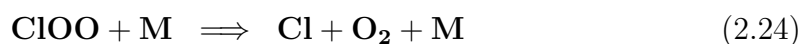
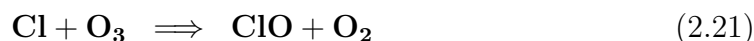


Das dabei freiwerdende HOCl (Gl.2.16) und ClNO_2 (Gl.2.17) bilden durch Photolyse reaktives Chlor. Die in Gl. 2.18 beschriebene Reaktion führt indirekt zur Bildung von

Chlor: NO_x wird als Reaktand entfernt und verhindert dadurch die Bildung des Reservoirgases ClONO_2 . Die katalytischen Abbauzyklen mit OH, Cl und NO als Katalysatoren benötigen atomaren Sauerstoff und sind nur in einer Höhe über 20 km effektiv. In niedrigeren Atmosphärenschichten ist die UV-Strahlung bereits zu stark abgeschirmt. Aus diesem Grund muss ein anderer katalytischer Prozess für den effektiven Ozonabbau ohne Verwendung von atomarem Sauerstoff verantwortlich sein. 1989 konnte gezeigt werden, dass das Dimer Cl_2O_2 bei hinreichend niedrigen Temperaturen (andernfalls zerfällt das Dimer thermisch in ClO) und hoher ClO-Konzentration gebildet werden kann:



Cl_2O_2 kann dann an folgendem katalytischen Abbauprozess teilnehmen:



2.2.4 Das Ozonloch über Arktis und Antarktis

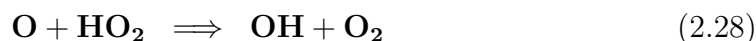
Geeignete Bedingungen für die heterogenen Reaktionen stellen sich in polaren stratosphärischen Wolken (PSCs) ein, die aus ausgefrorenen Teilchen bestehen. Bei Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes bilden sich an deren Oberfläche Wasser und Stickoxide aus. Die dadurch entstehenden Aerosole bilden die Grundlage für die Aktivierung von Reservoirgasen über heterogene Reaktionen. Für die Bildung von polaren stratosphärischen Wolken ist eine Temperatur von unter 195 K notwendig, die in der Antarktis erreicht wird. In arktischen Regionen sind die Temperaturen dagegen in der Regel höher als in der Antarktis. Ferner führen auch geographische Unterschiede zu einer unterschiedlich starken Ausprägung des Ozonabbaus an den Polen. Während der Nordpol von bergigen Kontinenten umgeben ist, stellt die Antarktis eine weitgehend isolierte Landmasse dar. Demzufolge wird dort die Zirkulation der Luft weit weniger gestört als in arktischen Regionen. Ein Ausgleich des gestörten Ozongleichgewichts durch den Transport von Ozon, das in tropischen Regionen gebildet wird, ist daher in der Antarktis wesentlich schwieriger möglich als in arktischen Regionen. Neuere Beobachtungen über der Antarktis haben ergeben, dass das Ozonloch seine maximale Größe bereits überschritten hat

und in voraussichtlich 50 Jahren vollständig verschwunden sein wird. Am Nordpol ist die Situation dagegen wesentlich komplizierter: Die Temperaturen liegen dort normalerweise in einem Bereich, der die Bildung von PSCs gerade ermöglicht. Dadurch ist die Ausbildung des Ozonlochs dort stark abhängig von bereits geringen Temperaturschwankungen, die wiederum durch eine erhöhte CO_2 -Konzentration ausgelöst werden können. Da offenbar eine Reihe von komplexen chemischen Mechanismen den Ozonabbau in der Arktis bestimmen, richtet sich der Fokus der aktuellen Ozonforschung insbesondere auf die Nordhalbkugel der Erde. Zahlreiche Messkampagnen mit flugzeug-, ballon- und satellitengestützten Systemen sollen die zum genaueren Verständnis notwendigen Informationen liefern.

2.2.5 Hydroxyl (OH) in der Atmosphäre

Obwohl die katalytischen Abbauzyklen der Gasphasenchemie allein das Ozonloch-Phänomen nicht erklären können, kommt den katalytischen Abbauzyklen (HO_x -, NO_x -, und ClO-Familie) dennoch eine zentrale Bedeutung zu. Einer der wichtigsten Katalysatoren für die Ozonchemie ist das OH-Radikal. OH spielt als Oxidationsmittel eine Schlüsselrolle beim Abbau von molekularem Sauerstoff und Ozon. Für ein quantitatives Verständnis der im letzten Abschnitt behandelten Ozonabbauzyklen ist eine genaue Kenntnis der photochemischen Reaktionen von OH erforderlich. Im Rahmen der katalytischen Zyklen kann das Hydroxyl-Radikal als wichtigster Katalysator den Abbau von atomarem Sauerstoff und Ozon entscheidend beeinflussen.

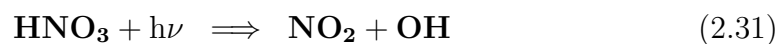
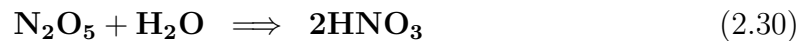
Eine weiterer wichtiger Zyklus zum Abbau von molekularem Sauerstoff, in den das OH-Radikal involviert ist und der vor allem in der oberen Stratosphäre und Mesosphäre stattfindet, ist:



Im Allgemeinen heißen die durch OH, H und HO_2 gesteuerten katalytischen Zyklen (Gl. 2.9 und 2.26) HO_x -Zyklen und treten primär in der unteren Stratosphäre und oberhalb von 45 km Höhe auf. Die Rolle des Hydroxyl-Radikals beschränkt sich allerdings nicht nur auf den katalytischen Abbau von Ozon innerhalb des HO_x -Zyklus. OH ist

auch für die Kopplung der HO_x-Familie an die NO_x-Familien und die ClO_x-Familien verantwortlich. So erzeugt beispielsweise die Reaktion von OH mit HCl aktives Chlor, das wiederum den katalytischen Abbauzyklus von Ozon mittels ClO auslöst. Wichtige ungeklärte Fragestellungen im Zusammenhang mit der OH-Konzentration in der unteren Atmosphäre sind:

- Die Bedeutung des HO_x-Zyklus:
Studien zum HO_x-Zyklus haben gezeigt, dass im Gegensatz zu früheren Annahmen der HO_x-Zyklus über den NO_x- und den ClO_x-Zyklus dominiert [9, 8, 10]. Zum Test und zur weiteren Validierung der verschiedenen Modelle sind Messungen mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung aller Radikale der HO_x-Familie erforderlich.
- Die Bildung von OH durch Reaktion mit Aerosolen:
Chemische Modelle [11] haben gezeigt, dass eine Änderung der Aerosol-Konzentration eine ähnlich hohe Konzentrationsänderung von OH zur Folge hat. Die relevanten chemischen Reaktion dafür sind:



Um den Zusammenhang zwischen Aerosolen und OH genauer untersuchen zu können, ist eine Messung der OH-Konzentration notwendig.

- Die Bedeutung von heterogenen chemischen Prozessen:
Durch Hydrolyse von BrONO₂ auf Sulfat-Aerosolen können OH und HO₂ gebildet werden [12]. Die damit verbundenen Wechselwirkungen der HO_x-, BrO_x- und ClO_x-Familien erfordern eine genaue Kenntnis der involvierten Radikale, insbesondere OH.
- Die Rolle von OH bei Wechselwirkungen mit der ClO_x-Familie:
OH legt das Gleichgewicht zwischen HCl und ClO fest [13, 14, 15, 16, 17, 18, 10]. Modellrechnungen haben gezeigt, dass eine 20 %ige Änderung der OH-Konzentration zu einer 6 %igen Änderung des HCl/ClO-Verhältnisses führt [19, 20]. Durch Messungen von OH und anderer beteiligter Spezies kann dieser Zusammenhang genauer untersucht werden.

- Die Rolle von OH bei der Wechselwirkung mit der NO_x -Familie:
OH steuert das Gleichgewicht zwischen NO_2 und HNO_3 [11]. Eine einfache Modellrechnung hat gezeigt, dass eine 20 %ige Änderung der OH-Konzentration zu einer 16 %igen Änderung des HNO_3/NO_2 -Verhältnisses führt.
- Die Auswirkung einer OH-Konzentrationsänderung auf die Ozon-Konzentration:
Eine weitere einfache Modellrechnung zeigt, dass eine 20 % ige Änderung der OH-Konzentration eine 2 % ige Änderung der Ozonkonzentration zur Folge hat [11].

Zur Klärung dieser und anderer Fragestellungen sind Konzentrationsprofile von OH mit einer möglichst hohen vertikalen Auflösung im Bereich der unteren Stratosphäre (im Höhenbereich 20 km bis 40 km) notwendig. Da die Vermessung eines Konzentrationsprofil über einen Höhenbereich von mehreren Kilometern erfolgen soll, eignet sich als Meßverfahren die Fernerkundung. Als Spektralbereich zur Messung von OH bietet sich das FIR an, da OH Rotationsübergänge bei 1,8 THz, 2,5 THz und 3,5 THz aufweist, wobei die Linienstärke der einzelnen Übergänge mit zunehmender Frequenz ansteigt.

2.2.6 Molekülspektroskopische Eigenschaften von OH

OH ist eine zweiatomige Verbindung, bestehend aus einem Sauerstoff- und einem Wasserstoffatom. Sauerstoff besitzt acht Elektronen (davon sechs Valenzelektronen), Wasserstoff ein Elektron. Insgesamt gehören zu OH also neun Elektronen, d.h. es existiert immer ein ungepaartes Elektron, das die Verbindung stark reaktiv macht. Im Grundzustand des OH-Radikals ist der Gesamtdrehimpuls J durch den Bahndrehimpuls L und den Spin S des ungepaarten Elektrons festgelegt. Die Kopplung von Bahndrehimpuls und Spin führt zur sog. Λ -Kopplung, d.h. das Energieniveau des starren Rotators ist aufgespalten. Das magnetische Moment des H-Atoms sorgt für eine weitere Aufspaltung, die sog. Hyperfeinstruktur. Die quantenmechanisch erlaubten Übergänge (Auswahlregeln) ergeben Linien-Triplets und sind in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

2.3 Grundlagen der Fernerkundung

Bei der Bestimmung der Spurengasverteilung in der Erdatmosphäre unterscheidet man zwischen In-Situ- und Fernerkundungs-Messverfahren. Bei In-Situ-Messungen steht das Messsystem (z.B. elektrochemische Ozonsonden) in direktem physikalischen Kontakt mit

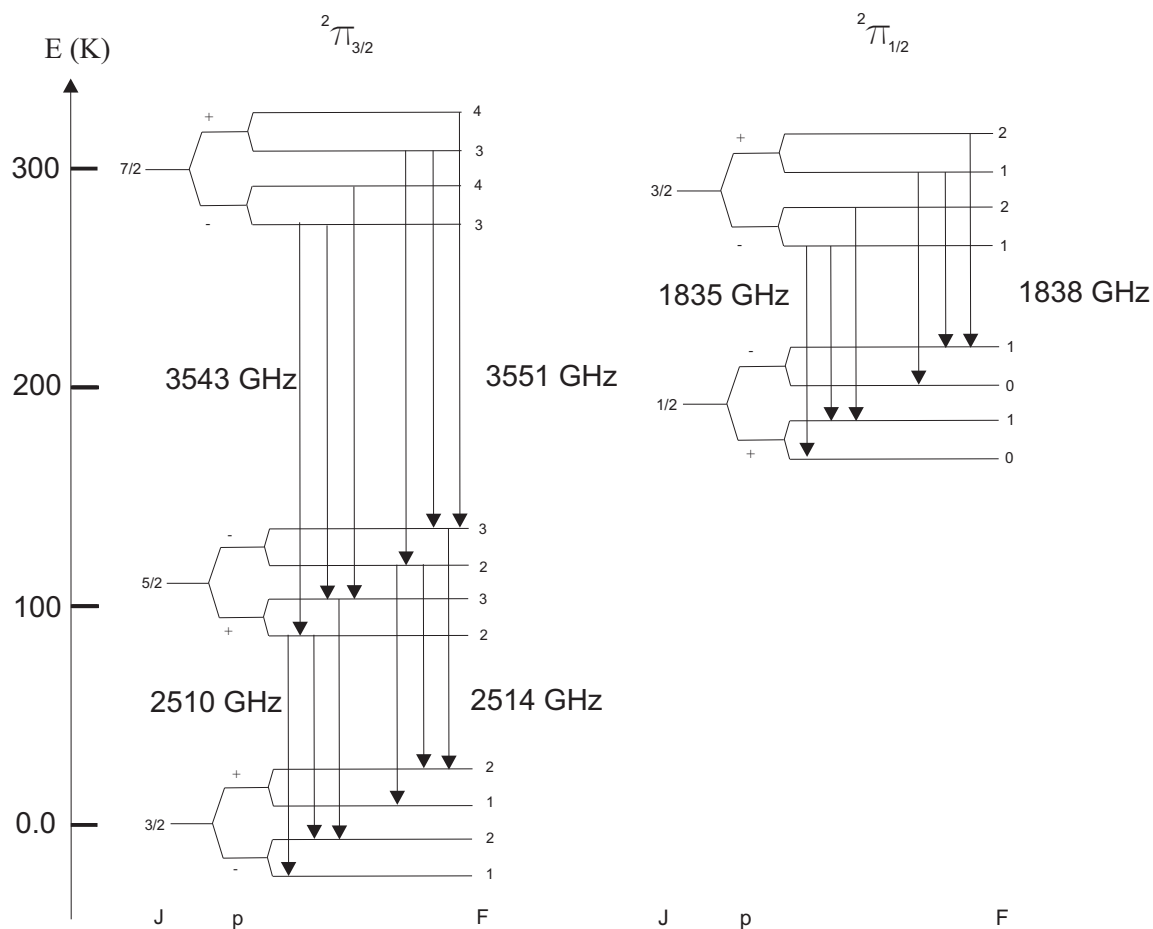


Abbildung 2.1: Termschema der OH-Rotationsübergänge bei 1,8 THz (${}^2\Pi_{1/2}$ ($J = 3/2 \rightarrow 1/2$)), 2,5 THz (${}^2\Pi_{3/2}$ ($J = 5/2 \rightarrow 3/2$)) und 3,5 THz (${}^2\Pi_{3/2}$ ($J = 7/2 \rightarrow 5/2$)).

dem zu messenden Gasvolumen. In-Situ-Messverfahren können also nur lokale Informationen über ein räumlich beschränktes Gasvolumen liefern. Im Gegensatz dazu bieten Fernerkundungstechniken die Möglichkeit, chemische Vorgänge in der Atmosphäre global und mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung zu erfassen. Bei Fernerkundungsverfahren wird elektromagnetische Strahlung als Trägermedium verwendet, die entweder aktiv ausgesendet oder passiv von einem Objekt empfangen wird. Die resonante Absorption bzw. Emission der Strahlung durch verschiedene Gasmoleküle wird dann zur Bestimmung der Spurengaskonzentration verwendet. Je nach Molekülspezies kann die absorbierte bzw. emittierte Strahlung in verschiedenen Bereichen des elektromagneti-

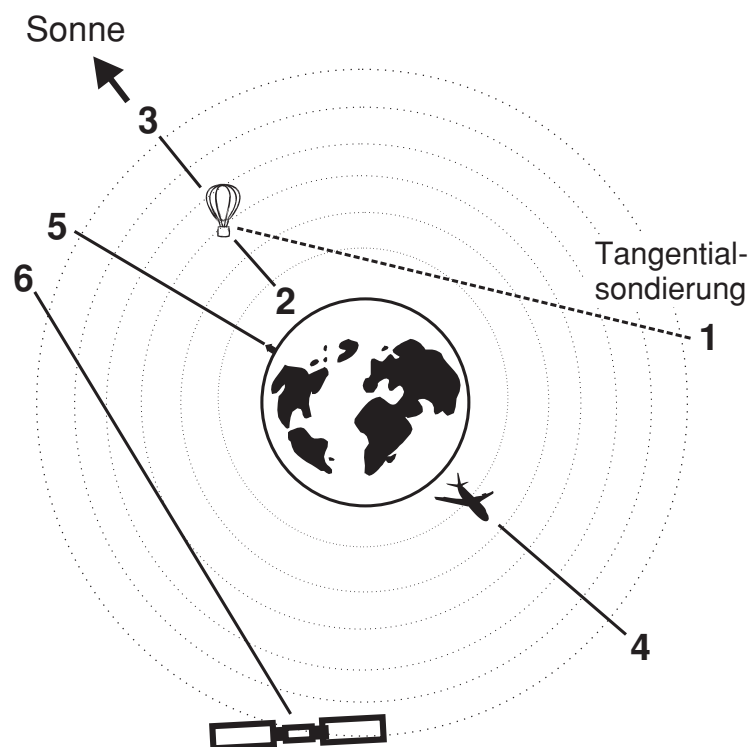


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der in der Fernerkundung angewandten Beobachtungs-Geometrien: (1) Tangentialsondierung, (2) Nadir-Geometrie, (3) Solare Okkultation, (4) Flugzeuggestützte Vertikalsondierung, (5) Bodengestützte Vertikalsondierung, (6) Satellitengestützte Tangentialsondierung

schen Spektrums liegen. Die für die Ozonchemie relevanten Moleküle emittieren im Wesentlichen im Submillimeter-Bereich und im fernen Infrarot.

Die verwendeten Instrumente können auf verschiedenen Plattformen wie z.B. Boden-Stationen, Flugzeugen, Ballons oder Satelliten arbeiten. Bodengestützte Messaufbauten besitzen den Vorteil leichter Zugänglichkeit während des gesamten Messvorgangs. Außerdem können sie unabhängig von einer Trägerplattform betrieben werden. Allerdings sind bodengestützte Systeme zur Messung bestimmter stratosphärischer Spezies wie z.B. des OH-Radikals ungeeignet, da Wasserdampf in der dazwischen liegenden Troposphäre die von OH im FIR emittierte Strahlung nahezu vollständig absorbiert.

Flugzeuggestützte Instrumente erlauben ebenfalls während des Messvorgangs Zugriff

auf das Instrument. Moderne Forschungsflugzeuge wie z.B. das DLR-Forschungsflugzeug FALCON erreichen eine Flughöhe bis 12 km. Das im Aufbau befindliche Flugzeug HALO wird sogar Flughöhen bis 16 km ermöglichen. Damit kann im Gegensatz zu bodengestützten Systemen der absorbierende Wasserdampf der Troposphäre überflogen werden. Allerdings befinden sich die zu vermessenden Atmosphärenschichten wie z.B. die Ozonschicht mit einer Höhe von ca. 20 km) in der Regel über dem Flugzeug. Im Gegensatz zu hochfliegenden Ballons und Satelliten sind Messungen daher nur in Form der Vertikalsondierung (siehe Abbildung 2.2) möglich. Das bedeutet, dass die auf den im Flugzeug montierten Empfänger treffende Strahlung alle Höhenschichten anteilig gleich durchlaufen hat, so dass in einem gemessenen Spektrum Höheninformation aus verschiedenen Schichten der Erdatmosphäre enthalten ist, was sich stark limitierend auf die maximal erreichbare Höheninformation auswirkt. Satellitengetragene Instrumente ermöglichen globale und zeitlich hochaufgelöste Messungen. Der Europäische Umweltsatellit ENVISAT umkreist die Erde auf einem polaren Orbit und ermöglicht damit den installierten Messgeräten globale Messungen mit einer zeitlichen Periode von wenigen Stunden. Satellitengetragene Instrumente befinden sich auf Orbits von über 350 km Höhe und damit weit oberhalb der Erdatmosphäre. Dies ermöglicht eine bessere Beobachtungsgeometrie, die im Vergleich zur Vertikalsondierung eine bessere Höhenauflösung ermöglicht, die Tangentialsondierung (Limb Sounding). Beim Limb Sounding werden die verschiedenen Höhenschichten durch eine Abfolge von Tangentialmessungen analysiert. Jeder Tangentialmessung und damit jeder zugeordneten Höhenschicht entspricht damit ein separates gemessenes Spektrum. Mit Hilfe der Tangentialsondierung lässt sich im Vergleich zur Vertikalsondierung eine bis um den Faktor Zehn bessere Höhenauflösung erzielen. Stratosphären-Ballons erreichen eine Flughöhe von bis zu 40 km. Damit kann bei Ballonmissionen ebenfalls die Tangentialsondierung verwendet werden. Der wesentliche Vorteil von Ballonkampagnen gegenüber Satellitenmissionen ist neben den wesentlich geringeren Kosten die hohe Flexibilität: Nach Abschluss einer Messkampagne ist der Zugriff auf das Instrument wieder möglich, so dass Reparaturen oder Änderungen am Instrument für den nächsten Einsatz vorgenommen werden können. Im Gegensatz zu Satelliten, die sich auf einem genau festgelegten Orbit bewegen, sind ballongetragene Systeme auch räumlich flexibel einsetzbar.

2.3.1 Atmosphärischer Strahlungstransport

In der Atmosphärenphysik wird der Durchgang elektromagnetischer Strahlung durch die Atmosphäre als Strahlungstransport bezeichnet. Bei den Gasmolekülen in der Erdatmosphäre handelt es sich um Mehrelektronensysteme, deren elektronische Übergänge quantenmechanisch beschrieben werden können. Im Falle vieler Spurengase ist der Übergang zwischen verschiedenen Energieniveaus mit der Emission und Absorption¹ von Strahlung im infraroten Spektralbereich verbunden ist. Die von den Gasmolekülen emittierte Strahlung der Frequenz $f_0 = \frac{E_i - E_j}{h}$ beim Übergang vom Energieniveau E_i auf das Energieniveau E_j kann mit Hilfe eines radiometrischen Empfängers detektiert werden. Die Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung durch ein Gasvolumen und damit verbundene Absorptions- und Emissionsprozesse werden durch die sog. Strahlungstransferrechnung (STR) beschrieben. Umgekehrt kann durch Inversion der STR aus einem gegebenen Spektrum das zugrundeliegende Konzentrationsprofil des zugehörigen Gasvolumens abgeleitet werden, was als sog. Inversionsrechnung bezeichnet wird. Für die Anwendung in der Fernerkundung wird ein kombiniertes Verfahren aus Strahlungstransfer- und Inversionsrechnung verwendet, um aus einem mit einem Fernerkundungssystem gemessenes Spektrum das gesuchte Spurengas-Konzentrationsprofil zu erhalten.

Die Strahlungsintensität I am Ort \vec{x} ist definiert als Energiemenge dE , die im Zeitintervall dt und im Frequenzintervall df durch die Fläche dA in den Raumwinkel $d\Omega$ hindurchtritt:

$$I(f, \vec{x}, \vec{n}) = \frac{dE}{df dt dA d\Omega} \quad (2.32)$$

Dabei ist die Richtung von Ω durch den Normalenvektor \vec{n} gegeben. Bei der Ausbreitung durch die Atmosphäre auf einem infinitesimalen Wegelement ds ist eine Änderung der Strahlintensität dI durch Absorption (Beitrag dI_a) und Emission (Beitrag dI_e) möglich:

$$dI = dI_e - dI_a \quad (2.33)$$

Der Zusammenhang zwischen dI und den Molekülen im Gasvolumen wird durch Einführung eines Wirkungsquerschnitts q festgelegt, der der effektiven Fläche eines einzelnen Moleküls für die einfallende Strahlung entspricht. Für den von den Molekülen beeinflussten Anteil der Strahlung dI/I ergibt sich:

¹Im FIR kann Streuung aufgrund der λ^4 -Abhängigkeit des Streuquerschnitts vernachlässigt werden.

$$\frac{dI}{I} = \frac{dN}{dA} q = q \rho ds \quad (2.34)$$

Dabei ist dN die Teilchenzahl im Gasvolumen und ρ die Teilchenzahldichte. Der Wirkungsquerschnitt q ist ein molekulspezifischer Parameter und insbesondere von der Frequenz f der einfallenden Strahlung sowie dem Druck p und der Temperatur T der Moleküle abhängig: $q = q(f, T, p)$. Betrachtet man den Fall der Absorption von Strahlung, so wird q durch den Absorptionskoeffizienten κ ersetzt:

$$dI_a = -\kappa(f) \rho I ds \quad (2.35)$$

Die Emission kann in ähnlicher Weise beschrieben werden. Im thermischen Gleichgewicht besitzt das Kirchhoff'sche Gesetz Gültigkeit, so dass in analog für die Emission von Strahlung gilt:

$$dI_e = -\kappa(f) \rho B(f, T) ds \quad (2.36)$$

In diesem Fall ist $B(f, T)$ die Planck-Funktion, die die von einem idealen Schwarzkörper emittierte Strahlung bei gegebener Frequenz f und Temperatur T beschreibt:

$$B(f, T) = \frac{2hf^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1} \quad (2.37)$$

Bei kleinen Frequenzen und nicht zu kleinen Strahlungstemperaturen ($hf \ll k_B T$) ergibt die Exponentialfunktion im Nenner in Taylor-Entwicklung 1. Ordnung $\exp(\frac{hf}{k_B T}) \approx 1 + \frac{hf}{k_B T}$, so dass die Planck-Funktion in das Rayleigh-Jeans-Gesetz übergeht. Damit ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Temperatur T des Schwarzkörpers und der emittierten Strahlungsleistung B :

$$B(f, T) = \frac{2f^2 k_B T}{c^2} \quad (2.38)$$

Im ferninfraroten Spektralbereich ist die Rayleigh-Jeans-Näherung nicht ausreichend erfüllt, so dass die vollständige Form des Planck'schen Strahlungsgesetzes verwendet werden muss. Setzt man Absorptions- und Emissionsterm in Gleichung 2.33 ein, so ergibt sich die Schwarzschild-Differentialgleichung:

$$dI = (B(f, T) - I) \kappa \rho I ds \quad (2.39)$$

2.3.2 Absorptionskoeffizient

Der Absorptionskoeffizient κ setzt sich aus der Linienprofilfunktion $g(f, f_0, \gamma)$ und der Linienstärke $S(T)$ zusammen, wobei f_0 das Zentrum und γ die charakteristische Breite der Profildfunktion sind:

$$\kappa = S(T) g(f, f_0, \gamma) \quad (2.40)$$

Die theoretische spektrale Breite einer Übergangslinie bei der Frequenz $f_0 = \frac{E_i - E_j}{h}$ ist prinzipiell durch die Heisenberg'sche Unschärferelation $\Delta E \Delta t \geq h/2$ bestimmt. Aufgrund der endlichen Lebensdauer eines angeregten Zustandes ergeben sich Linienbreiten in der Größenordnung von ca. 10^{-6} Hz, die sich allerdings nur unter Laborbedingungen (niedriger Druck, tiefe Temperaturen) beobachten lassen. Die in der Atmosphäre tatsächlich beobachtbare Linienbreite ist dagegen durch zwei weitere physikalische Effekte, die Druckverbreiterung und die Temperaturverbreiterung bestimmt. Die Druckverbreiterung der Übergangslinie wird durch Stöße der verschiedenen Gasmoleküle untereinander hervorgerufen. Die zugehörige Linienprofilfunktion $g_L(f)$ kann in guter Näherung durch ein Lorentzprofil approximiert werden:

$$g_L(f) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_L}{(f - f_0)^2 + \gamma_L^2} \quad (2.41)$$

Die Halbwertsbreite γ_L ist durch die Anzahl der Stöße der Moleküle festgelegt und nimmt linear mit dem Druck p zu. Da der Partialdruck p_i der Spurengase sehr klein ist, wird die Halbwertsbreite durch den Gesamtdruck p und die temperaturabhängige Verbreiterungskonstante γ_L^0 bestimmt. Da γ_L^0 in der Regel für eine bestimmte Temperatur T_0 und einen bestimmten Druck p_0 angegeben sind, wird die Temperaturabhängigkeit wie folgt berücksichtigt:

$$\gamma_L = \gamma_L^0 \left(\frac{p}{p_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^n \quad (2.42)$$

Die Temperatur- oder Dopplerverbreiterung $g_D(f)$ beschreibt den Einfluss der Geschwindigkeit der Moleküle. Aus der Maxwell-Boltzmann-Verteilung für ideale Gase folgt für das Linienprofil eine Gauß-Funktion:

$$g_D(f) = \frac{\sqrt{\ln(2)}}{\sqrt{\pi} f_D} \exp\left(-\ln(2) \frac{(f - f_0)^2}{\gamma_D} \right) \quad (2.43)$$

γ_D ist die Halbwertsbreite der Linienprofilfunktion und hängt von der Resonanzfrequenz f_0 , der Masse der Moleküle m und der Temperatur T ab:

$$\gamma_D = f_0 \sqrt{\frac{2 \ln(2) k_B T}{m c^2}} \quad (2.44)$$

In der Troposphäre und der unteren Stratosphäre wird das Linienprofil durch die Druckverbreiterung bestimmt. In der oberen Stratosphäre und der Mesosphäre dominiert dagegen die druckunabhängige Dopplerverbreiterung. Im Übergangsbereich müssen demnach beide Mechanismen berücksichtigt werden. Dies geschieht durch eine Faltung von Doppler- und Lorentz-Profil in der Voigt-Funktion:

$$g_V(f, f_0) = \int_{-\infty}^{\infty} df' g_D(f', f_0) g_L(f', f_0) \quad (2.45)$$

Für die Voigt-Funktion g_V existiert kein analytischer Ausdruck, so dass Gl. 2.45 numerisch berechnet werden muss.

2.3.3 Strahlungstransfergleichung

Durch Integration der Schwarzschild-Differentialgleichung (Gl. 2.39) erhält man die Strahlungsintensität I am Ort s_R nach Ausbreitung durch die Atmosphäre entlang des Pfades s :

$$I(f, s_R) = I_0(f, s_0) e^{-\tau(s_R, s_0)} + \int_{s_0}^{s_R} ds' S(T) g_v(f) \rho(s') B(f, T(s')) e^{-\tau(s_R, s')} \quad (2.46)$$

Gl. 2.46 heißt Strahlungstransfergleichung. Dabei ist $I_0(f, s_0)$ die Intensität am Beginn des Pfades, also z.B. die Intensität der 3K-Hintergrundstrahlung des Weltraums, wenn ein bodengestütztes Radiometer auf die Atmosphäre gerichtet ist. In der Strahlungstransfergleichung beschreibt die optische Dicke τ die Abschwächung der Strahlung durch das zwischen s_0 und s_R befindliche Gasvolumen:

$$\tau(s_R, s') = \int_{s_R}^{s'} ds'' S(T) g_v(f) \rho(s'') \quad (2.47)$$

2.3.4 Lösung des Inversionsproblems

Die Ableitung der Teilchendichte bzw. Molekülkonzentration eines Stoffes aus der Messung des zugehörigen Emissionsspektrums erfolgt formal durch Inversion einer diskretisierten Form der Strahlungstransfergleichung 2.46 und wird als „Least-Squares“-Problem formuliert:

$$\|\vec{g} - A\vec{f}\|^2 = \text{minimal} \quad (2.48)$$

Dabei ist \vec{g} ein m -Vektor, der das gemessene Spektrum enthält und \vec{f} ein n -Vektor, der das unbekannte Konzentrationsprofil enthält. Die $m \times n$ -Matrix A gibt die diskretisierte und linearisierte Strahlungstransfergleichung wieder. Die Inversion der nichtlinearen Strahlungstransfergleichung kann prinzipiell durch ein Newtonsches Iterationsverfahren erfolgen. Allerdings ist der gesuchte Vektor \vec{f} nicht eindeutig, d.h. es existieren Elemente \vec{f}_0 des Lösungsvektors \vec{f} , die der Gleichung $A\vec{f}_0 = 0$ genügen, so dass beliebige Linearkombinationen dieser Elemente zum Lösungsvektor addiert werden können, ohne dass die Minimierungsforderung 2.48 verletzt wird. Zudem können kleine Störungen in \vec{g} zu großen Variationen im Lösungsvektor \vec{f} führen. Um eine physikalisch sinnvolle Lösung zu erhalten, muss bei der Inversion zusätzliche Information berücksichtigt werden. Eine Möglichkeit, physikalisch nicht sinnvolle Lösungen auszuschließen, bieten mathematische Verfahren wie die „Optimal Estimation Method“ von Rodgers [21] oder die Philips-Tikhonov-Regularisierung [22]. Bei Letzterer wird durch Einführung einer Regularisierungsmatrix L und eines Regularisierungsfaktors λ eine Glättung des Lösungsvektors \vec{f} bewirkt.

$$\|\vec{g} - A\vec{f}\|^2 + \lambda^2 \|L\vec{f}\|^2 = \text{minimal} \quad (2.49)$$

L hat typischerweise die Form einer Einheitsmatrix, die Gewichtung von L erfolgt durch den Lagrange-Multiplikator λ . Für $\lambda \rightarrow 1$ ergibt sich ein stark geglättetes Profil mit großem Residuum $\|\vec{g} - A\vec{f}\|^2$, für $\lambda \rightarrow 0$ ergibt kleine Residuen, aber große Oszillationen im erhaltenen Profil. Durch Optimierung von λ kann der maximale Informationsgehalt aus dem gemessenen Spektrum entnommen werden. Die formale Lösung von Gl. 2.50 ergibt sich zu:

$$\vec{f} = A_\lambda^+ \vec{g} = (A^+ A + \lambda^2 L^T L)^{-1} A^T \vec{g} \quad (2.50)$$

wobei A_λ^+ als regularisiertes Inverses bezeichnet wird.

Wichtige Eingabeparameter neben dem gemessenen Spektrum sind Temperatur-, Druck- und Ozonprofil, Kontinuumsdaten für nichtresonante Absorption in der Atmosphäre sowie instrumentenspezifische Daten wie z.B. die Ausrichtung der Sichtlinie des Instruments. Eine ausführliche Beschreibung des Inversionsproblems findet sich z.B. in Ref. [?].

2.3.5 Tangentialsondierung

Bei der Untersuchung der Erdatmosphäre mit Fernerkundungssystemen trifft kosmische 3 K-Hintergrundstrahlung durch Strahlungstransport auf ein Radiometer und kann spektral analysiert werden. Durch Inversion von Emissionsspektren kann die Konzentration der zugehörigen Moleküle in der Erdatmosphäre *höhenabhängig* bestimmt werden. Einen entscheidenden Einfluss auf die erzielbare vertikale Höhengauflösung hat dabei die Beobachtungsgeometrie, mit der der radiometrische Empfänger betrieben wird.

Bei boden- und flugzeuggestützten Fernerkundungssystemen befindet sich der zu untersuchende Höhenbereich der Erdatmosphäre oberhalb des Messsystems, sodass die Sichtlinie des Empfängers nach oben gerichtet ist. Damit hat die empfangene Strahlung alle Höhenschichten der Atmosphäre überhalb des Empfängers durchlaufen, bevor sie auf den Empfänger trifft. In dem empfangenen Spektrum ist aufgrund der Druckabhängigkeit der Linienprofilfunktion in der Stratosphäre Information über die Höhenverteilung der Spurengase enthalten. Da die Druckverbreiterung und damit die Halbwertsbreite der zugehörigen Spektrallinie mit zunehmender Höhe abnimmt, enthalten die Bereiche des gemessenen Spektrums nahe des Linienzentrums Informationen über die Konzentrationsverteilung im oberen Bereich der Stratosphäre, die Spektralbereiche in den Linienflanken dagegen Informationen über die unteren Bereiche der Stratosphäre. In der Mesosphäre oberhalb 50 km ist die höhenunabhängige Temperaturverbreiterung der dominierende Verbreiterungsmechanismus, so dass in die Linienprofilfunktion keine Höheninformation mehr eingeht. Mittels Vertikalsondierung lassen sich (Molekül- und höhenabhängig) Konzentrationsprofile mit einer vertikalen Auflösung von bis zu 5 km erzielen.

Eine Möglichkeit, die vertikale Auflösung weiter zu erhöhen, bietet die Verwendung einer geänderten Beobachtungsgeometrie: Bei der sog. Tangentialsondierung befindet sich der radiometrische Empfänger oberhalb der zu vermessenden Atmosphärenschichten. Für die Tangentialsondierung von stratosphärischem OH, das ein Konzentrationsmaximum in einer Höhe von ca. 40 km aufweist, kommen als Trägersysteme damit nur Stratosphärenballons oder Satelliten in Frage, da mit Flugzeugen nur eine maximale Flughöhe von etwa 14 km erreicht werden kann. Im Gegensatz zur Vertikalsondierung kann bei der Tangentialsondierung der Sichtstrahl des Detektors selektiv auf einzelne Höhenschichten der Atmosphäre ausgerichtet werden, d.h. die empfangene Strahlung durchläuft fast ausschließlich die jeweilige Tangentialschicht, bevor sie den Detektor erreicht. Um ein höhenabhängiges Konzentrationsprofil zu erhalten, wird die Sichtlinie nacheinander auf die zu vermessenden Schichten der Atmosphäre ausgerichtet (siehe

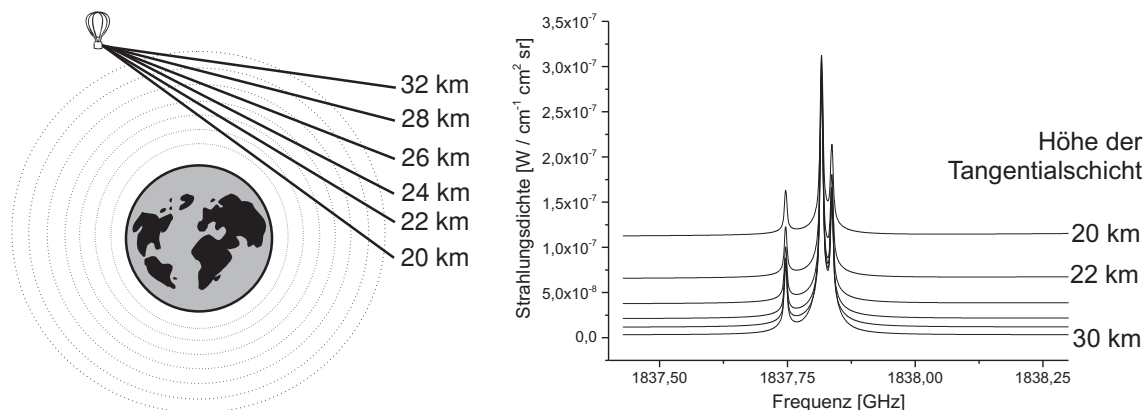


Abbildung 2.3: Links: Beobachtungsgeometrie bei der Tangentialsondierung. Die vom Detektor empfangene Strahlung durchläuft für einen bestimmten Elevationswinkel fast ausschließlich das Gasvolumen einer bestimmten Höhenschicht (Tangentialschicht), bevor sie auf den Detektor trifft. Durch Variation des Elevationswinkels können verschiedene Tangentialschichten sukzessive (Limb-Sequenz) untersucht werden. Rechts: Simulierte Spektren einer Limb-Sequenz von OH bei 1,8 THz für eine angenommene Beobachtungshöhe des Instruments von 35 km. Jedes Einzelspektrum der Limb-Sequenz liefert Informationen über die OH-Konzentration in der jeweiligen Tangentialschicht. Mit diesem Verfahren lässt sich höhenabhängig eine vertikale Höhenauflösung von bis zu 1 km erzielen.

Abbildung 2.3). Durch Inversion einer Sequenz von Spektren, wobei jedes Einzelspektrum genau einer Höhenschicht zugeordnet wird, können Konzentrationsprofile mit einer vertikalen Auflösung von bis zu einem Kilometer erreicht werden [22]. In Abbildung 2.3 rechts ist eine simulierte Limb Sounding Sequenz von stratosphärischem OH dargestellt, wie sie bei Tangentialsondierung mit einem Stratosphärenballon bei einer Flughöhe von 40 km zu erwarten ist. Mit abnehmender Schichthöhe nimmt der Kontrast der OH-Linie gegenüber der Basislinie ab. Ursache dafür ist die Absorption der OH-Emissionslinien durch Wasserdampf im Höhenschichten unter 14 km. Wie in Abbildung 2.4 gezeigt ist, wird die Atmosphäre bei Ausrichtung des Detektors auf eine Schichthöhe von 12 km in weiten Bereichen des FIR undurchlässig. Damit bleiben die Troposphäre und die Tropopause für die Tangentialsondierung aus 40 km Höhe unzugänglich.

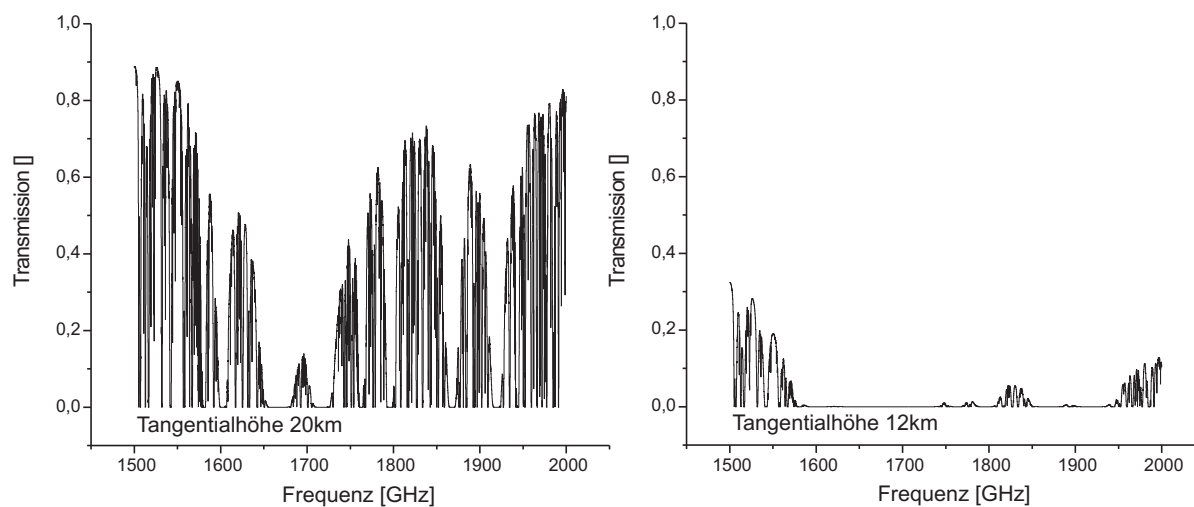


Abbildung 2.4: Transmission der Atmosphäre bei Tangentialsondierung im Frequenzfenster von 1,5 THz bis 2 THz. Die Transmission bei der Ausrichtung des Detektors auf 20 km Höhe beträgt in bestimmten Frequenzbereichen über 80 % . Bei Ausrichtung auf 12 km Höhe ist die Atmosphäre im FIR weitgehend undurchlässig.

2.3.6 Aktuelle ballongetragene Fernerkundungsmissionen

Die für die Tangentialsondierung der Stratosphäre notwendige Flughöhe kann nur durch Verwendung von Satelliten oder Ballons als Trägersysteme erreicht werden. Satellitengestützte Instrumente erlauben eine kontinuierliche Messung über einen Zeitraum von mehreren Jahren hinweg, wobei je nach Orbit des Satelliten ein Großteil der gesamten Erdoberfläche abgedeckt werden kann. Ballongetragene Systeme besitzen dagegen den Vorteil hoher räumlicher und zeitlicher Flexibilität, da sie weltweit von verschiedenen Startplätzen aus betrieben werden können. Weiterhin erlauben sie im Gegensatz zu Satelliten zwischen Meßkampagnen einen ständigen Zugriff auf das Instrument zu Wartungs-, Reparatur- und Umbauarbeiten. Ein weiterer Vorteil sind die im Vergleich zu Satellitenmissionen relativ geringen Kosten einer Ballonmeßkampagne.

Für die Fernerkundung im Ferninfraroten Spektralbereich eignen sich Meßtechniken, die aus dem Infrarotbereich und dem Submillimeterbereich bekannt sind. Historisch gesehen wurden im Infrarotbereich zuerst Fabry-Perot-Interferometer (FPI) und Fourier-Transform-Spektrometer (FTS) entwickelt. Beide Instrumententypen basieren auf der Interferenz von Teilstrahlen und gehören zur Klasse der inkohärenten Empfänger, da

Tabelle 2.1: Übersicht über aktuelle Ballonmissionen

Instrument	Typ	Institution	Spektralbereich [cm^{-1}]
BOH	Heterodyn	JPL	80
Mark IV	FTS	JPL	650 – 5650
FIRST	abb. FTS	NASA	100 – 1000
FIRS-2	FTS	HSA	80 – 340 350 – 700
LPMA	FTS	Uni	316 nm – 418 nm
DOAS	Gitterspek.	Heidelberg	
REFIR-PAD			100 – 1000
IASI	FTS	LPMA	650 – 3000

ihre Detektoren die auftreffenden Photonen unabhängig voneinander registrieren. Ein weiteres Verfahren zur Detektion im FIR ist die Heterodyntechnik, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wird. Heterodynsysteme wurden ursprünglich im HF-Bereich verwendet und sind inzwischen durch Weiterentwicklung zu höheren Frequenzen hin auch im FIR als Empfänger in Fernerkundungssystemen geeignet.

Neben dem Stratosphären-Ballon MIPAS-B2, auf dem das Heterodynsystem TELIS arbeiten wird, existieren heute verschiedene weitere ballongestützte Fernerkundungssysteme, die auf verschiedenen Detektionstechniken basieren und unterschiedliche Spektralbereiche des infraroten Spektrums abdecken (siehe Tabelle 2.1). In Anhang C sind zur Zeit im operationellen Betrieb befindliche ballongetragenen Systeme zusammengestellt.

3 Heterodyn-Spektroskopie

Das Ferne Infrarot (FIR) gehört zu dem Spektralbereich des elektromagnetischen Spektrums, in dem sowohl inkohärente als auch inkohärente Detektoren Anwendung finden. Der fundamentale Unterschied zwischen kohärenter und inkohärenter Detektion besteht in der Eigenschaft des Detektors, die Phase des empfangenen Signals bestimmen zu können. Inkohärente radiometrische Empfänger detektieren Photonen direkt ohne ausreichende hohe Bandbreite, um die Phase des einfallenden Photons bestimmen zu können. Dabei werden Signal-Photonen direkt detektiert, so dass eine frequenz aufgelöste Messung durch die Verwendung von schmalbandigen Filter realisiert wird¹. Kohärente Detektoren empfangen die Signalkomponente, die eine definierte Phasenbeziehung zu einem monochromatischen Lokaloszillatorsignal besitzt. In der Nähe des Quanten-Limits führt die durch den Lokaloszillator aufgeprägte Auswahl einer bestimmten Phase Φ gemäß der Heisenberg'schen Unschärferelation $\Delta E \Delta t \geq h/2$ zu einer Unschärfe in der Anzahl der detektierten Photonen Δn :

$$\Delta n \Delta \phi \geq 1/2 \tag{3.1}$$

Aufgrund der festen Phase erzeugt eine Heterodynmessung immer eine Messungengenauigkeit in der Größenordnung eines Photons. Äquivalent dazu kann ein Heterodyndetektor als eine Rauschquelle betrachtet werden, die durch ein durch das Quantenlimit gegebenes minimales Eigenrauschen besitzt.

Die Detektion mittels kohärenter Heterodyntechnik besitzt eine Reihe von Vorteilen: Durch Verwendung eines geeigneten Spektrometers können alle Frequenzkomponenten des detektierten Signals simultan analysiert werden. Da die Phaseninformation des Signals bei der Heterodynumsetzung erhalten bleibt, kann die einfallende Wellenfront rekonstruiert werden, indem das Heterodynsignal mehrerer Empfänger an verschiedenen Orten kombiniert wird. Auf diese Weise ist es möglich, Detektoren mit einer sehr hohen

¹Mit Ausnahme von Fourier-Transform-Spektrometern messen inkohärente Detektoren nur einen Frequenz-Kanal pro Detektor.

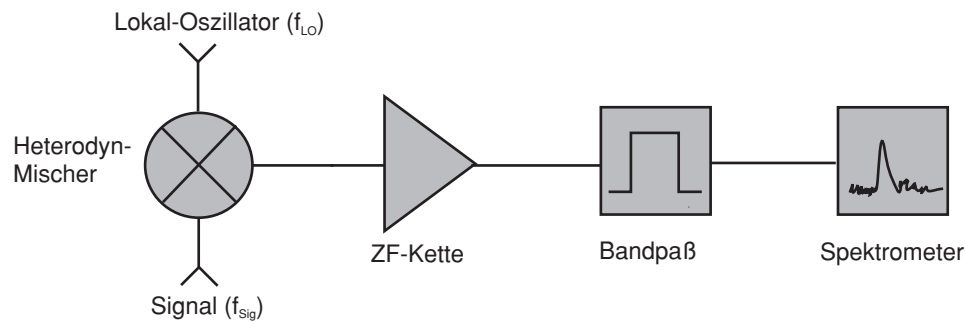


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines Heterodynspektrometers.

räumliche Auflösung aufzubauen. Neben einer hohen räumlichen Auflösung lässt sich bei kohärenten Detektoren als Folge der Frequenzumsetzung beim Heterodynprozess auch eine sehr hohe spektrale Auflösung erzielen.

3.1 Aufbau eines Heterodyn-Spektrometers

Heterodynpfänger eignen sich besonders zur Messung von sehr schwachen Signalen mit hoher räumlicher und spektraler Auflösung. Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Aufbau eines Heterodynspektrometers. Zentraler Baustein ist der Heterodynmischer, der das empfangene Signal in einen niedrigeren Frequenzbereich konvertiert, in dem es verstärkt und spektral ausgewertet wird. Die Frequenzumsetzung erfolgt dabei durch optische Überlagerung des Signals der Frequenz f_{Sig} mit einem Lokaloszillator-Strahl nahezu identischer Frequenz f_{LO} . Beide Strahlen werden in das Mischerelement eingekoppelt und dort in den Mikrowellenbereich umgesetzt. Auf diese Weise bleibt die Frequenzinformation vollständig erhalten. Im Mikrowellenbereich existieren geeignete Filter und rauscharme Verstärker, so dass das umgesetzte Signal in der Zwischenfrequenz-Kette weiterverarbeitet und zur spektralen Analyse in einem Mikrowellen-Spektrometer aufbereitet werden kann.

Beim Heterodynmischer handelt es sich um ein nichtlineares Bauelement. Dieses erzeugt am Ausgang des Mischer-Elements Linearkombinationen der Differenzfrequenz ($f_{Sig} - f_{LO}$):

$$f_{ZF} = |nf_{LO} \pm f_{Sig}| \quad (3.2)$$



Abbildung 3.2: Frequenzumsetzung beim Heterodyn-Mischer. Zusammenhang zwischen Lokaloszillator-Frequenz f_{LO} , Signalfrequenzen f_{USB} (Oberes Seitenband) bzw. f_{LSB} (Unteres Seitenband) und Zwischenfrequenz f_{ZF} .

Die Intensität der in der Zwischenfrequenz f_{ZF} auftretenden höheren Mischprodukte fällt dabei mit $1/n$ ab. Wie aus Gl. 3.2 hervorgeht, besteht das Zwischenfrequenz-Signal aus einer Überlagerung der beiden Spektren $(f_{LO} - f_{sig})$ und $(f_{sig} - f_{LO})$, d.h. der Heterodympfänger arbeitet als Doppel-Seitenband (DSB)-Empfänger. Die Frequenzumsetzung ist schematisch in Abbildung 3.2 gezeigt. Durch Unterdrückung des unerwünschten Seitenbandes mit Hilfe eines Filters kann der Mischer auch im Einseitenband (SSB)-Modus betrieben. Heterodympfänger erreichen ein spektrales Auflösungsvermögen $\lambda/\Delta\lambda = 10^6$ [25] und können dabei mit einer Bandbreite von einigen Gigahertz betrieben werden. Damit eignen sie sich sehr gut zur Fernerkundung schwacher atmosphärischer Strahlung.

Wichtigstes Element des Heterodympfängers ist der Heterodynmischer, da die Empfindlichkeit des Gesamtempfängers durch die Empfindlichkeit des Mischerelements bestimmt ist. Als Mischerelemente können prinzipiell alle Bauelemente mit nichtlinearer Kennlinie verwendet werden. Das in dieser Arbeit verwendete Hot-Electron-Bolometer ist ein sog. „Square-Law“-Detektor, bei dem zwischen dem elektrischen Potential V der eintreffenden elektromagnetischen Welle und der auf den Detektor treffende Leistung P die Beziehung $P(V) \propto V^2$ besteht.

3.2 Radiometrische Eigenschaften des Heterodynempfängers

Die von atmosphärischen Spurengasen emittierte Strahlung ist äußerst schwach ($P \approx 10^{-14}$ W), so dass die Anforderungen an die Empfindlichkeit des Heterodynempfängers sehr hoch sind. Eine hohes Signal-zu-Rauschverhältnis wird erzielt, indem Konversionsverluste und Eigenrauschen des Empfänger möglichst niedrig gehalten werden. Die Empfindlichkeit des Empfängers wird durch die sog. äquivalente System-Rauschtemperatur charakterisiert.

3.2.1 System-Rauschtemperatur

Die Strahlungsleistung P , die von einem idealen Schwarzkörper der Temperatur T in einem Frequenzintervall Δf emittiert wird, ist gemäß der Planck-Funktion [26]

$$P_{Planck}(f) \Delta f = k_B T \left(\frac{\frac{hf}{k_B T}}{e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1} \right) \Delta f \quad (3.3)$$

Gl. 3.3 lässt sich für zwei Grenzfälle vereinfachen: Ist die Frequenz f klein im Vergleich zur emittierten Strahlungstemperatur T ($hf \ll k_B T$), so ergibt sich das Rayleigh-Jeans-Gesetz:

$$P_{R.-J.}(f) \Delta f = k_B T \Delta f \quad (3.4)$$

In diesem Fall ist die emittierten Leistung proportional zur Strahlungstemperatur. Diese Näherung ergibt sich auch aus der Strahlungsformel von Callen und Welton. Für den Grenzfall $hf \gg k_B T$ ergibt sich die Wien'sche Näherung, und die emittierte Leistung nimmt mit zunehmender Frequenz stark ab. Dadurch ergibt sich eine Begrenzung von Heterodynmessungen auf einen Frequenzbereich unter 10 THz.

Nach dem Nyquist-Theorem gilt bei thermischen Rauschquellen folgender Zusammenhang zwischen emittierter Rauschleistung P , Bandbreite Δf und der physikalischen Temperatur T der Rauschquelle:

$$P = k_B T \Delta f \quad (3.5)$$

Da die verschiedenen Komponenten eines Radiometers ebenso wie thermische Rauschquellen ein Rauschspektrum erzeugen, wird anstelle der Rauschleistung P häufig die über

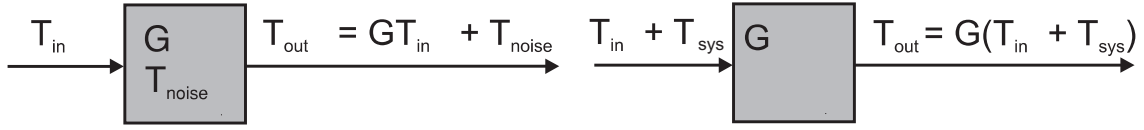


Abbildung 3.3: Links: Schematische Darstellung eines Bauelements mit Eigenrauschen T_{noise} und Verstärkung G . Rechts: Die Rauschtemperatur T_{noise} wird durch die äquivalente Rauschtemperatur $T_{sys} = T_{noise}/G$ am Eingang des Elements ersetzt.

Gl. 3.5 zugeordnete Temperatur T verwendet. Betrachtet man ein einzelnes Bauelement, das durch die Verstärkung G , sein Eigenrauschen T_{noise} und das Eingangsrauschen T_{in} definiert ist (siehe Abbildung 3.3 links), so gilt:

$$T_{out} = GT_{in} + T_{noise} \quad (3.6)$$

T_{out} ist dabei die Rauschtemperatur am Ausgang des Elements. Definiert man das Eigenrauschen des Elements zu $T_{sys} = T_{noise}/G$, so ergibt sich für das Ausgangsrauschen entsprechend:

$$T_{out} = G(T_{in} + T_{sys}) \quad (3.7)$$

In dieser Betrachtungsweise ist das Element selbst ohne Eigenrauschen, stattdessen liegt am Eingang ein weiterer Rauschbeitrag T_{sys} an (siehe Abbildung 3.3 rechts). T_{sys} heißt äquivalente Rauschtemperatur, ist abhängig vom Verstärkungsfaktor G des Elements und dessen Eigenrauschen T_{noise} und ist damit ein Maß für die Empfindlichkeit des Elements. Diese Betrachtungsweise kann auf alle Einzelemente eines Heterodyn-Empfängers angewandt werden. Optische Elemente mit absorbierenden Medien (z.B. Polarisatoren, Diplexer) besitzen einen Verstärkungsfaktor $G < 1$, ein Mikrowellenverstärker ist ein Beispiel für ein Element mit $G > 1$.

Das Prinzip der äquivalenten Rauschtemperatur kann auf ein kaskadiertes System aus drei Elementen erweitert werden. Es ergibt sich für T_{out} :

$$T_{out} = [(G_1 T_1 + T_2) G_2 + T_3] G_3 \quad (3.8)$$

wobei T_1 , G_1 usw. die Rauschtemperaturen bzw. Verstärkungsfaktoren der drei Einzelemente sind. Für die resultierende Rauschtemperatur T_{sys} der drei Elemente folgt:

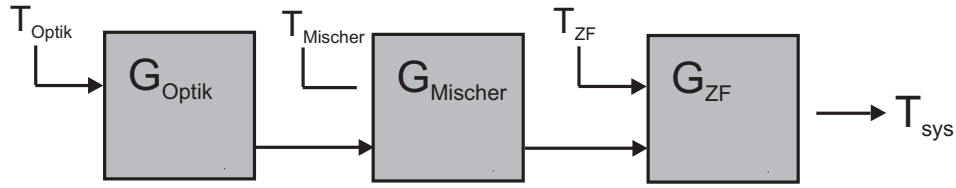


Abbildung 3.4: Zerlegung des Heterodyn-Empfängers in drei Einzelemente: Optik (T_{Optik} , G_{Optik}), Mischer ($T_{Mischer}$, $G_{Mischer}$) und ZF-Kette (T_{ZF} , G_{ZF}).

$$T_{sys} = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 G_2} \quad (3.9)$$

Einen Heterodynempfänger kann man vereinfacht als ein solches kaskadiertes System aus drei Elementen betrachten. Die Elemente werden dabei durch die Empfänger-Optik (T_{Optik} , G_{Optik}), das Mischer-Element ($T_{Mischer}$, $G_{Mischer}$) und die Zwischenfrequenzkette (T_{ZF}) gebildet. Diese Situation ist in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt. Für T_{sys} ergibt sich:

$$T_{sys} = T_{Optik} + \frac{T_{Mischer}}{G_{Optik}} + \frac{T_{ZF}}{G_{Optik} G_{Mischer}} \quad (3.10)$$

3.2.2 Callen-Welton-Korrektur

Eine genauere Beschreibung als das Planck'sche Strahlungsgesetz liefert das Dissipationstheorem von Callen und Welton [27]:

$$B_{CW}(f) \Delta f = k_B T \left(\frac{\frac{h f}{k_B T}}{e^{\frac{h f}{k_B T}} - 1} \right) \Delta f + \frac{h f \Delta f}{2} = \frac{h f}{2} \coth \left(\frac{h f}{2 k_B T} \right) \Delta f \quad (3.11)$$

Dabei wird das Nullpunkts-Fluktuationsrauschen mit einem zusätzlichen halben Photon pro Hertz im Planck'schen Strahlungsgesetz berücksichtigt.

Die Rayleigh-Jeans-Näherung (Gl. 3.4) ist im ferninfraroten Spektralbereich nicht gültig. Der korrekte Zusammenhang zwischen physikalischer Temperatur und zugehöriger Rauschleistung wird über Gl. 3.11 hergestellt. Als Folge davon weichen physikalische

Temperatur T_{phys} und Rauschtemperatur T_{sys} bei Frequenzen > 1 THz voneinander ab. Der Zusammenhang ergibt sich aus den Gl. 3.5 und 3.11:

$$T_{sys}^{CW} = T_{phys} \left[\frac{\frac{hf}{k_B T_{phys}}}{e^{\frac{hf}{k_B T_{phys}}} - 1} \right] + \frac{hf}{2} = \frac{hf}{2} \coth \left(\frac{hf}{2k_B T_{phys}} \right) \quad (3.12)$$

So ergeben sich für die Kalibrier-Schwarzkörper ($T_{cold} = 77$ K, $T_{hot} = 300$ K) bei einer Empfangsfrequenz von 1,6 THz entsprechend obiger Gleichung die korrigierten Temperaturen $T_{cold}^{CW} = 83,49$ K und $T_{hot}^{CW} = 294,73$ K. Mit zunehmender Empfangsfrequenz nehmen die Abweichungen zwischen System-Rauschtemperatur und physikalischer Temperatur weiter zu.

3.2.3 Maximale Empfindlichkeit und Signal-zu-Rausch-Verhältnis

Das Eigenrauschen des Heterodynempfängers wird durch die resultierende Rauschtemperatur T_{sys} bestimmt. Als Folge von Gl.3.1 wird die untere Grenze von der Rauschtemperatur eines Heterodynmischers ($T_{Mischer}$) durch das Quantenlimit festgelegt [28]:

$$T_{Mischer} > \frac{hf}{k_B} \quad (3.13)$$

Das Eigenrauschen ist dabei im durch zwei Rauschmechanismen bestimmt [29]:

- Weißes Rauschen (Johnson Noise): Dabei handelt es sich um das Eigenrauschen eines Widerstandes bei gegebener Temperatur. Dieser Rauschbeitrag ist frequenzunabhängig.
- Thermisches Rauschen: Dieser Rauschbeitrag entsteht durch statistische Fluktuationen der Temperatur des Mischers und einer damit verbundenen Fluktuation des elektrischen Widerstandes. Es besteht eine $\frac{1}{f^2}$ -Abhängigkeit zur Frequenz f der Temperatur-Fluktuation.

Bei kohärenten Systemen wird der Zusammenhang zwischen der resultierenden System-Rauschtemperatur T_{sys} und dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis S/N über die sog. radiometrische Gleichung hergestellt. Demnach ergibt sich die mit einem Heterodyndetektor minimale detektierbare Strahlungstemperatur ΔT_{min} zu:

$$\Delta T_{min} = \frac{T_{sys}}{\sqrt{B} \tau} \quad (3.14)$$

B ist dabei die Bandbreite des Empfängers, τ die Integrationszeit der Messung. Demnach kann durch ausreichende Erhöhung der Bandbreite B und der Integrationszeit τ jedes beliebig schwache Signal detektiert werden. Allerdings ist es in der Praxis nicht möglich, die Bandbreite B ohne den Verlust spektraler Information beliebig zu vergrößern. Analog würde eine beliebige Erhöhung der Integrationszeit τ zu unerwünschten Drift-Effekten ($1/f$ -Rauschen) führen, die letztlich eine Verschlechterung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses zur Folge haben. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in Abhängigkeit von der System-Rauschtemperatur T_{sys} ergibt sich zu:

$$\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{\Delta T_{Sig}}{\Delta T_{min}} = \frac{\Delta T_{Sig} \sqrt{B} \tau}{T_{sys}} \quad (3.15)$$

T_{Sig} ist die Signaltemperatur der auf den Detektor(Antenne) treffenden Strahlung. Für den Nachweis von Strahlung muss also $\Delta T_{Sig} > \Delta T_{min}$ gelten.

3.2.4 Y-Faktor-Methode

Heterodyn-Empfänger empfangen Strahlung in einem Spektralbereich der Bandbreite B . Dabei ist die resultierende System-Rauschtemperatur ebenso wie die Verstärkung G (s. Gl. 3.7) frequenzabhängig:

$$T_{out}(f) = G [T_{in}(f) + T_{sys}(f)] \quad (3.16)$$

Um die den Empfänger charakterisierenden Größen $G(f)$ und $T_{sys}(f)$ bestimmen zu können, verwendet man die Y-Faktor-Methode (s. Abschn. 3.2.4). Bei der Y-Faktor-Methode wird der Heterodynempfänger abwechselnd auf zwei Schwarzkörper mit unterschiedlicher, aber definierter physikalischer Temperatur (T_{Hot} und T_{Cold}) ausgerichtet. Für die jeweils detektierte Leistung aus den beiden Teilmessungen ergibt sich:

$$P_{Hot} = G (T_{Hot} + T_{sys}) \quad (3.17)$$

$$P_{Cold} = G (T_{Cold} + T_{sys}) \quad (3.18)$$

Da die physikalischen Temperaturen T_{Hot} und T_{Cold} der beiden Schwarzkörper bekannt sind, lassen sich die beiden Gleichungen nach der Empfänger-Rauschtemperatur T_R und der Verstärkung G auflösen. Definiert man $Y = \frac{P_{Hot}}{P_{Cold}}$, so ergibt sich

$$T_{sys} = \frac{T_{Hot} P_{Cold} - T_{Cold} P_{Hot}}{P_{Hot} - P_{Cold}} = \frac{T_{Hot} - Y T_{Cold}}{Y - 1} \quad (3.19)$$

3.2.5 Radiometrische Kalibrierung

Im Betrieb als Fernerkundungssystem wird der Heterodynempfänger zur Detektion sehr schwacher Signalstrahlung verwendet. Um die durch die Signalstrahlung erzeugte Rauschleistung absolut bestimmen zu können, ist eine Kalibrierung des Empfängers mit Hilfe zweier Referenzschwarzkörper üblich.

Für die am Empfängerausgang erzeugte Rauschleistung T_{out} gilt:

$$T_{out} = G (T_{Sig} + T_{sys}) \quad (3.20)$$

T_{atm} ist der durch die Signalstrahlung (z.B. ein atmosphärisches Signal) erzeugte Rauschbeitrag. Um diesen aus obiger Gleichung zu erhalten, wird neben dem atmosphärischen Signal zusätzlich die Strahlungsleistung P_{Hot} , P_{Cold} der beiden Referenzschwarzkörper mit bekannten physikalischen Temperaturen T_{Hot} und T_{Cold} gemessen. Ein Messzyklus sieht dann wie folgt aus:

$$\boxed{\text{Schwarzkörper } T_{Hot}} \rightarrow \boxed{\text{Atmosphärisches Signal } T_{atm}} \rightarrow \quad (3.21)$$

$$\boxed{\text{Schwarzkörper } T_{Cold}} \rightarrow \boxed{\text{Atmosphärisches Signal } T_{atm}} \rightarrow \quad (3.22)$$

$$\boxed{\text{Schwarzkörper } T_{Hot}} \rightarrow \boxed{\text{Atmosphärisches Signal } T_{atm}} \rightarrow \text{ usw.} \quad (3.23)$$

Die dabei gemessenen Empfangsleistungen sind:

$$P_{Sig} = G (T_{Sig} + T_{sys}) \quad (3.24)$$

$$P_{Hot} = G (T_{Hot} + T_{sys}) \quad (3.25)$$

$$P_{Cold} = G (T_{Cold} + T_{sys}) \quad (3.26)$$

T_{sys} ist die System-Rauschtemperatur des Empfängers. Aus diesen drei Gleichungen lässt sich das gesuchte atmosphärische Signal T_{Sig} berechnen:

$$T_{Sig} = \frac{T_{Hot} - T_{Cold}}{P_{Hot} - P_{Cold}} (P_{Sig} - P_{Cold}) + T_{Cold} \quad (3.27)$$

4 Das Fernerkundungssystem TELIS

4.1 Überblick

TELIS („TeraHertz and submm Limb Sounder“) ist ein für den Balloneinsatz konzipierter Heterodynempfänger, der die Messung von Spurengaskonzentrationen in der unteren Stratosphäre mit hoher vertikaler Auflösung ermöglichen wird [30]. Bei TELIS handelt es sich um ein Gemeinschaftsprojekt von DLR¹, SRON² und RAL³. TELIS wird auf der Ballonplattform MIPAS-B⁴ zum Einsatz kommen. MIPAS-B2 ist ein Fourier-Transform-Spektrometer (FTS), das im Wellenzahl-Bereich von 680 cm^{-1} bis 2400 cm^{-1} arbeitet [31] und seit 1993 als ballongestütztes Fernerkundungssystem zur Untersuchung der Erdatmosphäre zum Einsatz kommt. Durch den gemeinsamen Betrieb von TELIS und MIPAS-B werden eine Vielzahl von Spurengasen detektiert werden können. Die Kombination beider Instrumente stellt eine eigenständige Atmosphärenchemie-Mission dar, die existierende satellitengetragene Systeme wie ODIN [32] bzw. MIPAS auf ENVISAT [33] ergänzen wird.

4.2 Der Stratosphärenballon MIPAS-B2

Das ballongetragene FT-Spektrometer MIPAS-B2 wurde ab 1993 am Forschungszentrum Karlsruhe aufgebaut [31]. MIPAS-B2 ist das Nachfolgeinstrument des 1985 in Betrieb genommenen MIPAS-B, einem auf dem sog. Doppel-Pendel-Interferometer basierenden Michelson-Aufbau mit kryogener Umgebung. Das Spektrometer ist in eine als Aluminiumgerüst aufgebaute Ballongondel integriert. Der Aufstieg der Gondel in eine Höhe bis ca. 40 km wird durch Befüllen des Ballons mit Heliumgas erreicht. Durch die Verwendung von Hilfsballons wird sichergestellt, dass die Ballongondel in vertikaler Richtung

¹Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.

²Space Research Organization of the Netherlands

³Rutherford Appleton Laboratories

⁴Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding



Abbildung 4.1: MIPAS-B2 Ballongondel. Seitlich und unterhalb der Gondel montierte Crashpads verringern die mechanische Belastung der Gondel bei der Landung und sollen so Beschädigungen am Instrument vermeiden. Die Gondel wird gegen die direkte Bestrahlung durch Sonnenlicht durch eine Schutzhülle abgeschirmt.

vom Startfeld abhebt und die Gondel unbeschädigt bleibt. Die Aufstiegsgeschwindigkeit beträgt einige Meter pro Sekunde, die erreichte maximale Flughöhe hängt dabei vom Volumen des Ballons und vom Gewicht der Gondel ab. Die Verweildauer auf Flughöhe beträgt typischerweise mehrere Stunden. Der Abstieg der Ballongondel wird durch Abtrennen des Hauptballons eingeleitet, wobei gleichzeitig Landefallschirme geöffnet werden.

Der Aufbau von MIPAS-B2 besteht aus fünf Hauptkomponenten: Gondel, LOS⁵-Stabilisierungs- und Referenzsystem, kryogenes Spektrometer, On-Board-Elektronik und bodengestützte Steuerungseinheit. Das MIPAS-Spektrometer setzt sich aus einem Off-Axis-Teleskop mit drei Spiegeln, einem Doppel-Pendel-Interferometer und einem he-

⁵*Line of Sight*-Sichtlinie

liumgekühlten Vierkanal-Detektor-System zusammen. Die maximale Wegdifferenz von ± 15 cm bei der Aufnahme von Interferogrammen erlaubt eine spektrale Auflösung von $0,033 \text{ cm}^{-1}$. Die Si:As-BIB-Detektoren ermöglichen die simultane Messung der wichtigsten für die Ozon-Chemie relevanten Spezies im Wellenlängenbereich zwischen $5,2 \mu\text{m}$ und $13,3 \mu\text{m}$. Die analog gemessenen Daten werden mittels 16 Bit-AD-Konverter digitalisiert und via Telemetrie zur Bodenstation übertragen. Ebenso können alle Funktionen des Instruments über Uplink gesteuert werden.

Der Erstflug des Instruments erfolgte 1995 im Rahmen der SESAME-Kampagne. Bis zum Jahr 2004 wurden insgesamt 14 wissenschaftliche Flüge durchgeführt.

4.3 Das Heterodyn-Spektrometer TELIS

TELIS besteht aus drei Heterodyn-Empfängern, die im Frequenzbereich von 600 GHz, 650 GHz und 1,8 THz arbeiten. Alle drei Heterodynepfänger verwenden SIS-Mischer im Submillimeter-Bereich bzw. Hot-Electron-Bolometer-Mischern im fernen Infrarot.

Der schematische Aufbau von TELIS und die vorgesehene Integration in die MIPAS-B-Ballongondel sind in den Abbildungen 4.2 und 4.3 dargestellt. Die Einkopplung und Verteilung der atmosphärischen Strahlung in die drei Empfängerkanäle erfolgt mit Hilfe eines gemeinsamen Teleskops und einer gemeinsamen Transferoptik. Die drei Empfänger befinden sich zusammen mit weiteren kryogenen Komponenten in einem heliumgekühlten Kryostaten aufgebaut. Die frequenzumgesetzten Signale werden in separaten Zwischenfrequenzketten verstärkt und konvertiert, die spektrale Auswertung des Zwischenfrequenzsignals erfolgt mit Hilfe eines digitalen Autokorrelator-Spektrometers. Die Datenerfassung und Steuerung des Geräts erfolgt durch einen Mikrokontroller vom Typ PC 104. Abbildung 4.2 zeigt den Aufbau des TELIS-Systems schematisch. Die mechanische Struktur von TELIS besteht aus einem Aluminium-Rahmen, der die Hauptkomponenten des Instruments (Teleskop, Transferoptik, Kryostat, ZF-System, Autokorrelator-Spektrometer, Steuerungselektronik, On-Board-Computer, Batterien) enthält und in die MIPAS-B-Gondel integriert werden.

1,8 THz-Empfänger (Entwicklung und Aufbau: DLR)

In Abbildung 4.2 sind die Komponenten des 1,8 THz-Heterodynepfängers hervorgehoben (gestrichelter Rahmen) dargestellt. Zentrale Komponente des Empfängers ist ein supraleitendes Niobnitrid-basiertes Hot-Electron-Bolometer (HEB). Als Lokaloszillator-

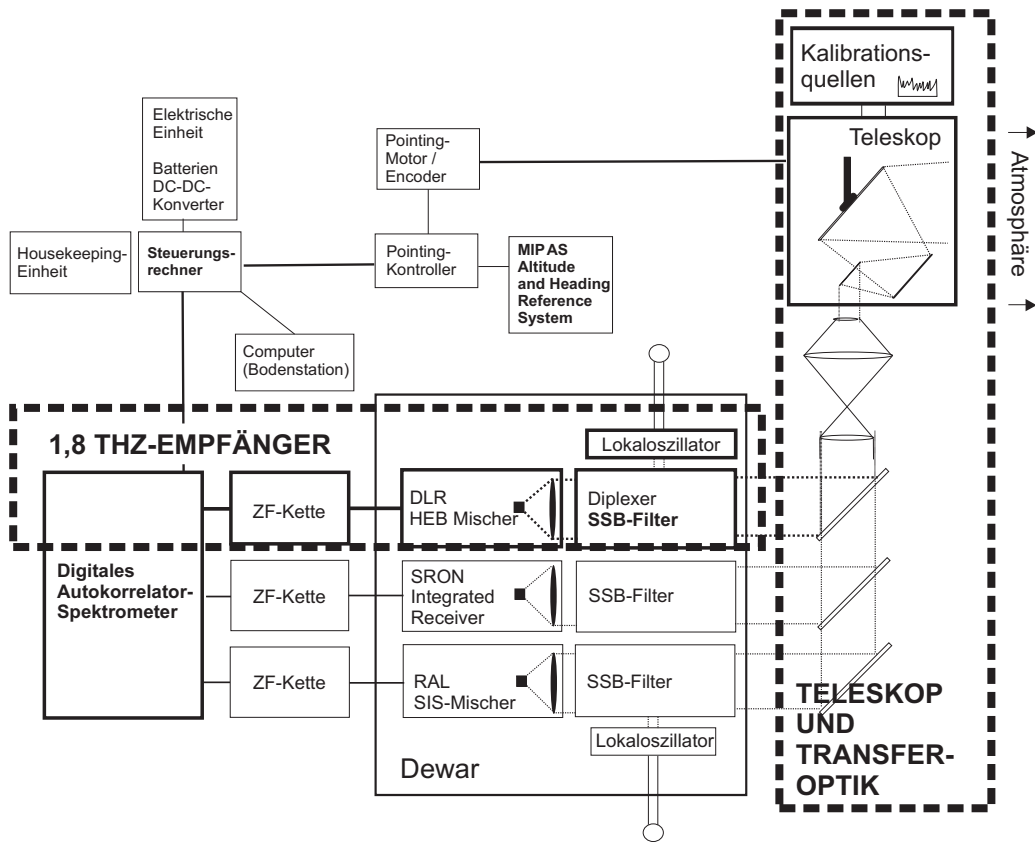


Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des Heterodynsystems TELIS. Die Komponenten des 1,8 THz-Empfängers sind hervorgehoben.

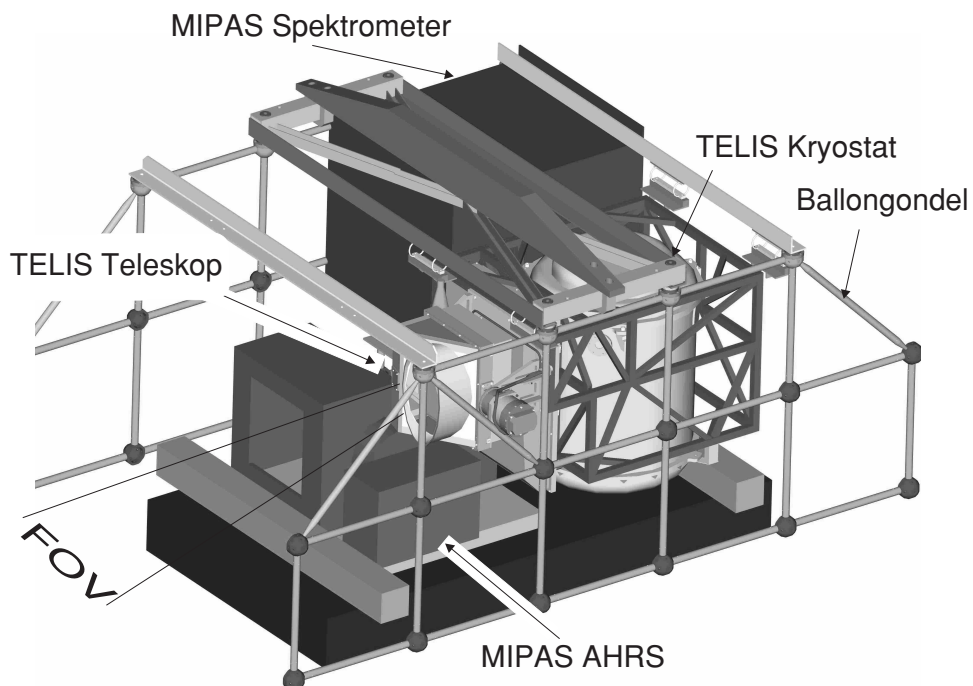


Abbildung 4.3: Geplante Integration von TELIS in die MIPAS-Ballongondel.

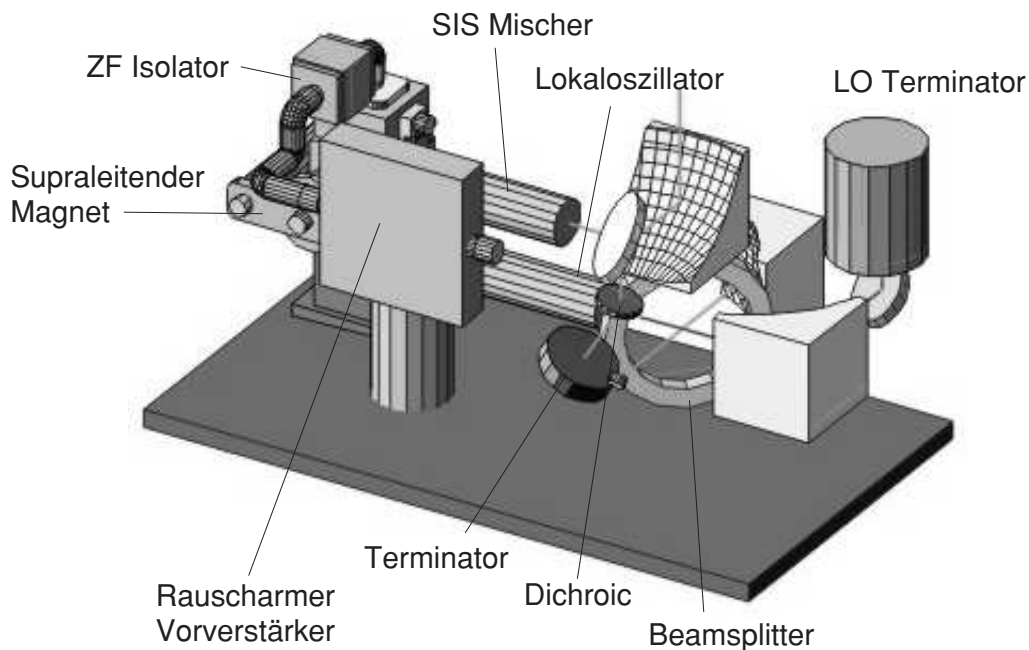


Abbildung 4.4: Schematischer Aufbau des 500 GHz-Empfängers von RAL.

Strahlungsquelle wird eine halbleiterbasierte Verstärker-Vervielfacherkette verwendet. Das frequenzumgesetzte Zwischenfrequenzsignal wird in der ZF-Kette verstärkt und erneut in den Eingangsfrequenzbereich des Autokorrelator-Spektrometers umgesetzt, wo die spektrale Auswertung erfolgt. Aufbau und Charakterisierung einer Laborversion des 1,8 THz-Empfängers werden in Kapitel 6 diskutiert. Die Einkopplung des atmosphärischen Signals in die Heterodynempfänger erfolgt über ein von allen drei Kanälen gemeinsam genutztes Teleskop und eine Transferoptik, die die Signalstrahlung auf die drei Kanäle verteilt. Der Aufbau von Teleskop und Transferoptik wird in Kapitel 5 behandelt.

500 GHz-Empfänger (Entwicklung und Aufbau: RAL)

Der 500 GHz-Empfänger wird von RAL entwickelt und basiert auf einem bereits erfolgreich auf einem Forschungsflugzeug eingesetzten Gerät. Der Empfänger besteht aus einer kompakten Einheit, die sich aus einem SIS-Mischer, einem kryogenen Festkörper-Lokaloszillator und einer rauscharmen Zwischenfrequenzkette zusammensetzt.

Der 500 GHz-Empfänger ermöglicht die Messung von verschiedenen Spurengasmolekülen, insbesondere von ClO, BrO und N₂O in der unteren Stratosphäre. Die Beobachtung dieser Moleküle erfordert eine Bandbreite von 4 GHz. Das Bildseitenband wird

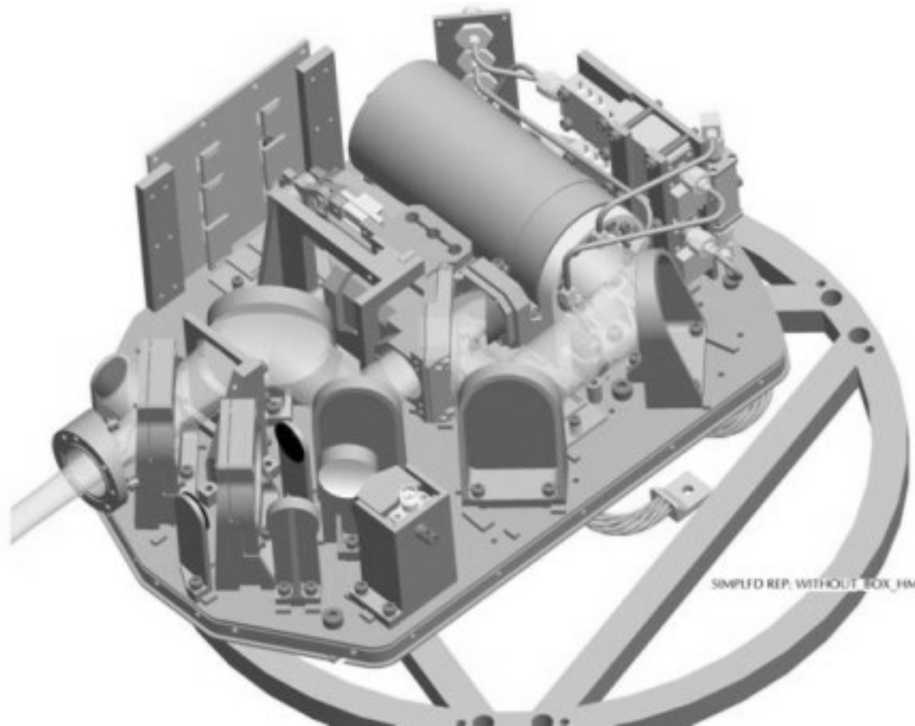


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau des SRON Integrated Receiver (SIR), der bei einer Empfangsfrequenz von 650 GHz arbeitet.

durch die Verwendung eines Seitenbandfilters unterdrückt. Abb. 4.4 zeigt den Aufbau des 500 GHz-Empfängers: Ein dichroisches Filter trennt Signal- und Bildseitenband vor der Einkopplung in den SIS-Mischer, wobei das Bildseitenband durch einen Absorber eliminiert wird. Die Verwendung des dichroischen Filters erfordert eine Zwischenfrequenz von ca. 16 GHz. Die Lokaloszillator-Kette besteht aus einem phasenstabilisierten dielektrischen Resonator mit einer Fundamentalfrequenz von 32,3 GHz und einer Varaktor-basierten Vervielfacherkette, mit der die nominelle Lokaloszillatorfrequenz von 484 GHz erreicht wird. Die Ausgangsfrequenz kann dabei um $\pm 1,7$ GHz variiert werden, so dass sich für die spektrale Bandbreite ein Frequenzfenster von 497 GHz bis 504 GHz ergibt. Die Überlagerung von Lokaloszillator- und Signalstrahlung erfolgt mit Hilfe eines dielektrischen Strahlteilers.

650 GHz-Kanal (Entwicklung und Aufbau: SRON)

Wichtigste Komponente des 650 GHz-Kanals ist ein Heterodynempfänger im Mikrochip-Format, der sog. „Superconducting Integrated Receiver“ (SIR). Der Empfänger besteht aus einem rauscharmen SIS-Mischer und einem supraleitenden „Flux-Flow-Oscillator“ (FFO) als Lokaloszillator, die beide auf einem Silizium-Substrat gefertigt wurden[41]. Die Einkopplung der vom FFO erzeugten Lokaloszillatorstrahlung erfolgt mit Hilfe eines Mikrostreifens zur Übertragung der LO-Ausgangsstrahlung. Sowohl der SIS-Mischer als auch der FFO werden über lokale magnetische Felder gesteuert.

Beim FFO handelt es sich dabei um einen Josephson-Kontakt, der in Abhängigkeit von den durch den Kontakt fließenden Fluxonen⁶ - emittiert. Mithilfe eines äußeren magnetischen Feldes und eines Bias-Gleichstroms können Ausgangsleistung und -frequenz eingestellt werden. Die große Bandbreite des FFO erlaubt es dem SIR, ein spektrales Fenster von 600 GHz bis 650 GHz zu vermessen. Der Lokaloszillator ist auf einer Bandbreite von 100 GHz durchstimmbare und erlaubt daher die Messung einer Vielzahl von Spezies im Frequenzfenster um 650 GHz. Zur Einkopplung der Signalstrahlung auf den Empfänger-Chip werden drei abbildende Spiegel verwendet. Ein MPI⁷-basiertes Seitenbandfilter eliminiert vor der Einkopplung das störende Bild-Seitenband [42].

⁶magnetisches Flußquant.

⁷Martin-Puplett-Interferometer.

5 Quasioptische Analyse von Teleskop und Transferoptik

Die Einkopplung von Signalstrahlung aus der Atmosphäre in die Heterodynempfänger von TELIS erfolgt über ein Teleskopsystem und weitere optische Komponenten wie Spiegel und Filter, die im Folgenden als Transferoptik bezeichnet werden. Bei der Betrachtung des optischen Aufbaus tritt an die Stelle der geometrischen Optik der Formalismus der Quasioptik, der die Theorie sog. Gauß'scher Strahlmoden beschreibt [43].

5.1 Grundlegende Eigenschaften von quasioptischen Systemen

Die Theorie der Quasioptik berücksichtigt die Wellennatur der elektromagnetischen Strahlung. In einen Detektor einzukoppelnde Strahlung ist dadurch charakterisiert, dass sie wie ebene Wellen eine eindeutige Ausbreitungsrichtung besitzt, im Gegensatz dazu aber die Intensität auf einen kleinen transversalen Bereich (die Apertur der optischen Elemente) beschränkt ist. Eine Lösung ψ der Wellengleichung

$$(\nabla^2 + k^2) \psi = 0, \text{ wobei } k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (5.1)$$

die diese Eigenschaften besitzt, lautet:

$$\psi(x, y, z) = u(x, y, z) e^{-ikz} \quad (5.2)$$

u beschreibt den nichtebenen Anteil. Setzt man Gl. 5.2 in die Wellengleichung ein, so ergibt sich die reduzierte paraxiale Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (5.3)$$

mit der Lösung

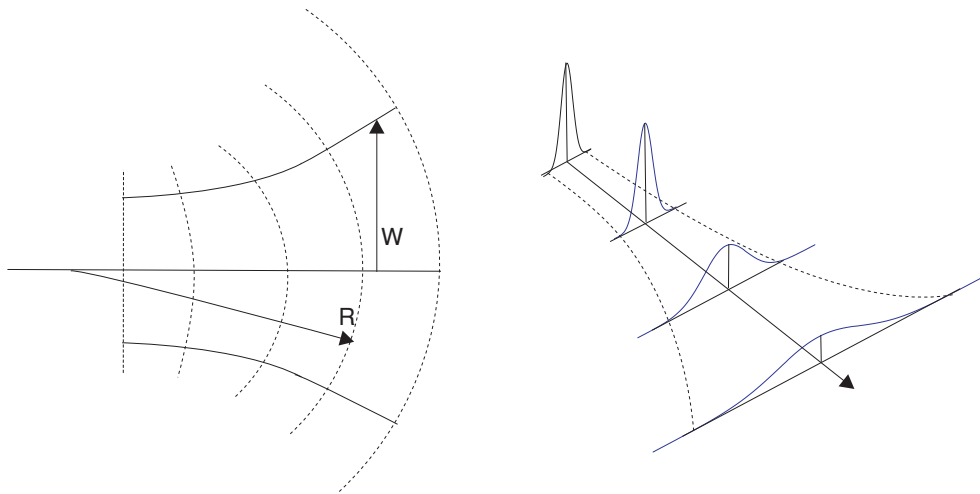


Abbildung 5.1: Strahlaufweitung (links) und Intensitätsverteilung (rechts) bei der Ausbreitung der fundamentalen Mode u .

$$u = \frac{w_0}{w(z)} e^{\frac{-r^2}{w(z)^2}} e^{-i[kz - \phi(z)]} e^{-i\frac{kr^2}{2R(z)}}, \quad \text{mit } r^2 = x^2 + y^2 \quad (5.4)$$

u beschreibt eine sphärische Wellenfront, die fundamentale Gauß'sche Mode, die sich mit Krümmungsradius R in z -Richtung ausbreitet. Die fundamentale Gauß'sche Mode ist in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. Neben der fundamentalen Mode existieren noch weitere Lösungen von Gl. 5.7, die Moden höherer Ordnung. Charakteristisch für den fundamentalen Mode ist die gaußförmige Intensitätsverteilung des Strahlprofils senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Als Strahlradius $w(z)$ bezeichnet man den Abstand senkrecht zur z -Achse, bei dem die Amplitude u um $1/e$ abgefallen ist:

$$w(z) = \sqrt{w_0^2 \left[1 + \left(\frac{2z}{k w_0^2} \right)^2 \right]} \quad (5.5)$$

w_0 ist der kleinstmögliche Strahlradius und wird in als Strahltaile (engl. „Beam-waist“) bezeichnet. Neben dem Strahlradius des Gauß'schen Strahls ändern sich auch Krümmungsradius $R(z)$ und Phase $\phi(z)$ in Ausbreitungsrichtung:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{k w_0^2}{2z} \right)^2 \right] \quad (5.6)$$

$$\phi(z) = \arctan\left(\frac{2z}{k w_0^2}\right) \quad (5.7)$$

Eine charakteristische Größe ist die Rayleigh-Länge z_R , bei der der Krümmungsradius $R(z)$ minimal wird:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (5.8)$$

Für $z \ll z_R$ verläuft der Strahl nahezu parallel in ebenen Wellenfronten. Für $z \gg z_R$ ist der Strahl mit einem konstanten Divergenzwinkel θ sphärische Wellenfronten aufgeweitet:

$$\theta = \frac{2}{k w_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (5.9)$$

Mit $E(x, y, z) = u(x, y, z) \exp(-ikz)$ ergibt sich aus der Lösung von Gl.5.3 für das elektrische Feld in Zylinderkoordinaten:

$$E(r, z) = \left(\frac{2}{\pi w^2}\right)^{0.25} \exp\left(\frac{-r^2}{w^2} - ikz - \frac{i\pi r^2}{\lambda R} + \frac{i\Phi}{2}\right) \quad (5.10)$$

Die radiale Feld- bzw. Leistungsverteilung ist beim fundamentalen Mode gegeben durch

$$\frac{|E(r, z)|}{|E(0, z)|} = e^{-\left(\frac{r}{w}\right)^2} \quad (5.11)$$

$$\frac{|P(r)|}{|P(0)|} = e^{-2\left(\frac{r}{w}\right)^2} \quad (5.12)$$

Als „Edge Taper“ T_e definiert man die relative Leistungsdichte bei einem gegebenen Radius r_e :

$$T_e(r_e) = \frac{P(r_e)}{P(0)} = e^{-\frac{2r_e^2}{w^2}} \quad (5.13)$$

$$T_e[dB] = -10 \log(T_e) \quad (5.14)$$

Mit Hilfe von Gl. 5.12 lässt sich der Bruchteil $F_e(r_e)$ der Gesamtleistung bestimmen, der sich innerhalb eines Kreises mit Radius r_e befindet:

$$\int_{r=0}^{r=r_e} |E(r)|^2 2\pi r dr = 1 - T_e(r_e) \quad (5.15)$$

Tabelle 5.1: Edge-Taper T_e von fundamentalen Gauß'schen Moden.

r_e/w	$T_e(r_e)$	$F_e(r_e)$	$T_e[dB]$
0,0	1,0000	0,0000	0,0
0,4	0,7262	0,2739	-1,4
0,8	0,2780	0,7220	-5,6
1,2	0,0561	0,9439	-12,5
1,6	0,0060	0,9940	-22,2
2,0	0,0003	0,9997	-34,7

Der Anteil der Leistung, der in den Bereich außerhalb des Kreises mit Radius r_e fällt, ist also durch den „Edge Taper“ bei diesem Radius gegeben. In Tabelle 5.1 sind „Edge Taper“ T_e und der zugehörige Anteil an der Gesamtleistung $F_e(r_e)$ für verschiedene r_e berechnet. Mit Hilfe des Edge Taper kann berechnet werden, wie groß optische Elemente wie z.B. abbildende Spiegel dimensioniert werden müssen (siehe Tabelle 5.1). So sind in einer Apertur mit Durchmesser $4w$ mehr als 99,97% der Gesamtleistung der fundamentalen Mode enthalten sind.

Moden höherer Ordnung

Neben der fundamentalen Mode als Lösung der paraxialen Wellengleichung existieren auch Moden höherer Ordnung. Diese sind ebenso wie die fundamentale Mode durch Strahlradius $w(z)$ und Krümmungsradius $R(z)$ bestimmt, haben aber unterschiedliche Phasenbeziehungen zueinander. Moden höherer Ordnung können z.B. durch Reflexion an Off-Axis-Spiegeln erzeugt werden. Als Lösungen ergeben sich kompliziertere mathematische Ausdrücke als bei der fundamentalen Mode, die z.B. in Zylinderkoordinaten Laguerre-Polynome und in kartesischen Koordinaten Hermite-Polynome enthalten [43].

Verwendung von abbildenden optischen Elementen

Im Gegensatz zu einem parallelen Strahl in geometrische-optischer Betrachtungsweise weitet sich ein ein paraxialer Gauß'scher Strahl in Ausbreitungsrichtung auf (Gl. 5.5). Das bedeutet, dass bei großen optischen Weglängen z' ($z' \gg z_R$) der Strahl in regelmäßigen Abständen durch abbildende Spiegel refokussiert werden muss. Im Submillimeter- und FIR-Bereich werden häufig Off-Axis-Spiegel verwendet, da deren Verluste durch

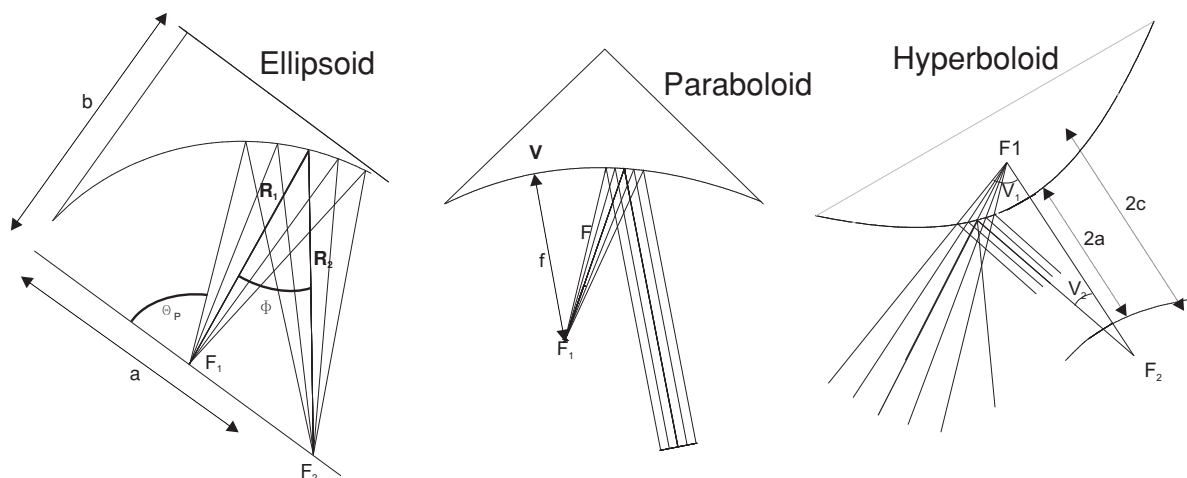


Abbildung 5.2: Abbildungseigenschaften der in der TELIS-Transferoptik verwendeten Spiegel. Links: Ellipsoid. Mitte: Paraboloid. Rechts: Hyperboloid

Absorption und Reflexion gegenüber Linsensystemen gering sind. Die Berechnung eines abbildenden Elements erfolgt mittels der aus der geometrischen Optik bekannten Linsengleichung, wobei Gegenstandsweite g und Bildweite b durch den Krümmungsradius des Gauß'schen Strahls vor (R_{in}) und nach (R_{out}) der Reflexion am Spiegel ersetzt werden:

$$\text{Linsengleichung: } \frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b} \quad (5.16)$$

$$\text{Quasioptik: } \frac{1}{f} = \frac{1}{R_{in}} + \frac{1}{R_{out}} \quad (5.17)$$

f ist die effektive Fokallänge des abbildenden Elements. Abbildende Spiegel können in quasioptischen Systemen Abbildungsfehler Aberrationen, Moden höherer Ordnung und kreuzpolarisierte Strahlung erzeugen. Ursache dafür ist die Phasentransformationseigenschaft des abbildenden Elements. Die Berechnung dieser Effekte ist i.A. aufwändig und erfordert komplexe analytische und numerische Verfahren, was die Verwendung speziell für diesen Zweck entwickelter Software-Werkzeuge notwendig macht. Zur Verwendung als abbildende Elemente werden in der Quasioptik parabolische, elliptische und hyperbolische Oberflächen verwendet, die sich in ihren Abbildungseigenschaften voneinander unterscheiden (siehe Abbildung 5.2):

- **Paraboloide** werden zur aberrationsfreien Fokussierung eines einfallenden parallelen Strahls in einem Fokalfunkt (Vertex) verwendet (Abbildung 5.2 Mitte).

Für quasioptische Anwendungen bedeutet dies, dass die durch den Paraboloiden erzeugte Strahltaile groß ist im Vergleich zur Strahltaile vor der Reflexion. Dies entspricht der geometrisch optischen Transformation einer sphärischen Welle, erzeugt durch eine Punktquelle, in eine ebene Wellenfront. Die Oberfläche eines Paraboloiden ist durch

$$z = \frac{x^2 + y^2}{4f} \quad (5.18)$$

gegeben, wobei f der paraxiale Fokus, also der Abstand zwischen Vertex und Fokuspunkt, ist. In quasioptischen Systemen wird ein symmetrischer Paraboloid wie z.B. eine herkömmliche Parabolantenne normalerweise nicht verwendet, da weitere optische Elemente auf der Symmetrieachse des Paraboloiden platziert werden müssten und somit einen Großteil der einfallenden Strahlung blockieren würden. Um dies zu vermeiden, kann man den Paraboloiden auch in der Off-Axis-Konfiguration betreiben. In diesem Fall sind Reflexionspunkt und Vertex nicht identisch. Der Reflexionspunkt befindet sich dann auf einem Zweig der Parabel. Der Zusammenhang zwischen der effektiven Fokallänge F und dem paraxialen Fokus f ist:

$$f = \frac{F}{2} [1 + \cos(\Phi)] \quad (5.19)$$

Dabei ist Φ der volle Reflexionswinkel des Hauptstrahls an der Spiegeloberfläche. Der Zusammenhang zwischen den Koordinaten des Vertex (x_v, y_v) relativ zum Reflexionspunkt des Hauptstrahls ergibt sich zu:

$$x_v = F \sin(\Phi) \quad (5.20)$$

$$y_v = \frac{\tan(\Phi/2)}{2} x_v \quad (5.21)$$

- **Ellipsoide** bilden abberationsfrei von einem Fokuspunkt F_1 in den Fokuspunkt F_2 ab (siehe Abbildung 5.2 links). Die Gleichung einer um die Hauptachse symmetrischen elliptischen Oberfläche ist

$$\frac{x^2 + y^2}{b^2} + \frac{z^2}{a^2} = 1 \quad (5.22)$$

Dabei sind a und b die große bzw. kleine Halbachse der Ellipse. Der Zusammenhang zwischen den Abständen R_1 und R_2 eines jeden Punktes P auf der Ellipsen-Oberfläche und den beiden Fokalpunkten F_1 und F_2 ist:

$$R_1 + R_2 = 2a \quad (5.23)$$

Über die Definition der Exzentrizität e der Ellipse

$$e = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2} \quad (5.24)$$

erhält man den Abstand A_0 der beiden Fokalpunkte:

$$A_0 = 2ea \quad (5.25)$$

Eine Punktquelle im Fokalpunkt F_1 erzeugt eine sphärische Welle, die an der elliptischen Oberfläche reflektiert und im Fokalpunkt F_2 erneut fokussiert wird. Ist Φ der volle Reflexionswinkel an der Oberfläche, so ergibt sich für die Exzentrizität e :

$$e = \frac{\sqrt{[R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos(\Phi)]}}{R_1 + R_2} \quad (5.26)$$

Der Winkel θ_p zwischen großer Halbachse a und einfallendem Hauptstrahl ergibt sich zu:

$$\theta_p = \pi - \cos^{-1} \left(\frac{R_1^2 + A_0^2 - R_2^2}{2R_1 A_0} \right) \quad (5.27)$$

Die effektive Fokallänge der elliptischen Oberfläche hängt ausschließlich von R_1 und R_2 ab und ist

$$f = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (5.28)$$

Mit Hilfe der Gl. 5.25, 5.27 und 5.28 lassen sich elliptische Oberflächen in Off-Axis-Anordnung mit beliebigem Reflexionswinkel und effektiver Fokallänge konstruieren.

- **Hyperboloide** erzeugen aus einem einfallenden parallelen Strahl ein divergentes Strahlbündel mit einem virtuellen Fokalfunkt hinter der reflektierenden Oberfläche (s. Abb. 5.2 rechts). Die hyperbolische Oberfläche ist definiert durch

$$\frac{(z - c)^2}{a^2} - \frac{x^2 + y^2}{b^2} = 1 \quad (5.29)$$

In diesem Fall ist $2a$ der Abstand zwischen den beiden Vertices und $2b$ der Abstand zwischen den Fokalfpunkten F_1 und F_2 . Weiter gilt

$$b = \sqrt{c^2 - a^2} \quad (5.30)$$

Die Exzentrizität $e=c/a$ lässt sich auch in Abhängigkeit von den Winkeln v_1 und v_2 (siehe Abbildung 5.2) ausdrücken:

$$e = \frac{\left(\sin \frac{v_1 + v_2}{2} \right)}{\left(\frac{v_1 - v_2}{2} \right)} \quad (5.31)$$

Die effektive Fokallänge des Hyperboloids ergibt sich analog zum Ellipsoiden zu:

$$f = \frac{R_1 R_2}{R_1 - R_2} \quad (5.32)$$

Abbildungsfehler

Bei der Reflexion an abbildenden Off-Axis-Spiegeln kann es zu einer Verzerrung des Gauß'schen Strahls kommen. Dieser Fall lässt sich durch Beschreibung des einfallenden Strahls als fundamentale Mode und des reflektierten Strahls als Summe von Gauß-Hermite-Polynomen betrachten [44]. Für die Reflexion an elliptischen Oberflächen können die Wellenfronten von einfallendem und reflektiertem Strahl zur Übereinstimmung gebracht werden, wenn die beiden Krümmungsradien R_{in} und R_{out} den beiden Abständen R_1 bzw. R_2 von den Fokalfpunkten entsprechen. Ist dies nicht der Fall, so führt ein Phasenfehler zu einer Verzerrung des Strahls [45]. Auch falls die o.g. Bedingungen für R_{in} und R_{out} zutreffen, ist eine Verzerrung der Amplitude des einfallenden Strahls möglich. Der Anteil K_f an Leistung im reflektierten Strahl, der im fundamentalen Mode enthalten ist, ist gegeben durch:

$$K_f = 1 - w_m^2 \frac{\tan(\Phi/2)}{8f^2} \quad (5.33)$$

Dabei ist w_m der Strahlradius im Reflexionspunkt, f die Fokallänge des Spiegels (Gl. 5.28) und Φ der Reflexionswinkel des Strahls. Aus dieser Beziehung wird deutlich, dass ein kleiner Reflexionswinkel Φ und ein kleines f/D zu einer verzerrungsfreien Abbildung führen. f/D wird in der Optik auch als F-Zahl bezeichnet.

Kreuzpolarisation

Abbildende Spiegel können die Polarisationsrichtung linear polarisierter einfallender Strahlung verändern. Dabei wird die Polarisationsrichtung linear polarisierter Strahlung aufgrund der gekrümmten Spiegeloberfläche gedreht. Dieser Fall wird z.B. in [46, 47] betrachtet. Der kopolare Anteil der Leistung K_{co} des einfallenden Strahls, der bei der Reflektion nicht gedreht wird (kopolare Polarisation), ist gegeben durch [44]:

$$K_{co} = 1 - w_m^2 \frac{\tan(\Phi/2)}{4f^2} \quad (5.34)$$

Ebenso wie bei der Strahlverzerrung nimmt der Effekt der Kreuzpolarisation mit abnehmendem (f/D) und zunehmendem Reflexionswinkel Φ zu.

5.2 Aufbau der TELIS-Optik

Zum Empfang der atmosphärischen Strahlung und der Einkopplung in die drei Heterodynkanäle wurde ein Aufbau mit Teleskopsystem, zwölf abbildenden Spiegeln sowie (zur Verteilung der Signalstrahlung auf drei Kanäle) einem dichroischem Filter und einem Polarisationsfilter gewählt. Die Einkopplung in die jeweiligen Heterodynkanäle erfolgt für jeden Empfänger separat mittels einer im Dewar aufgebauten kryogenen Optik. Der Aufbau von Teleskop und Transferoptik ist schematisch in Abbildung 5.3 dargestellt.

Teleskop

Mit Hilfe des Teleskops wird der Sichtstrahl („Field of View“, FOV) des Instruments auf die zu vermessenden Tangentialschichten der Atmosphäre ausgerichtet. Daraus ergeben sich folgende Anforderungen an die Funktionalität des Teleskops:

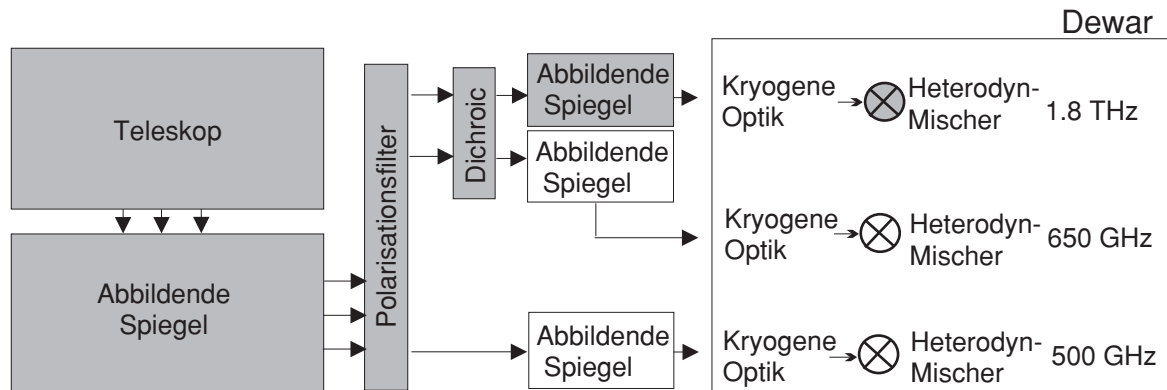


Abbildung 5.3: Schematische Anordnung von Teleskop, Transferoptik und kryogener Optik. Der Strahlengang des 1,8 THz-Empfängers ist farblich hervorgehoben.

- Das Teleskop muss in einem Bereich von 0° bis -5° zur Horizontalen in vertikaler Richtung schwenkbar sein. Bei einem Abstand von 550 km zwischen Instrument und Zielschicht der Erdatmosphäre entspricht dies einem Bereich möglicher Tangentenhöhen von 18 km bis 40 km.
- Das Teleskop muss auf zwei Kalibrierquellen ausrichtbar sein.
- Das vom Teleskop erzeugte FOV soll auf Tangentenhöhe für den 500 GHz-Empfänger einen vertikalen Durchmesser von 2 km FWHM bei einem „Edge Taper“ von $4w_0$ auf dem Primärspiegel haben (siehe Tabelle 5.2). Durch diese Forderung ist die maximale vertikale Höhenauflösung des Instruments festgelegt.
- Die vom Teleskop erzeugten Abbildungsfehler darf das FOV um nicht mehr als 5% aufweiten. Die von den Spiegeln erzeugte Kreuzpolarisation soll -60 dB nicht überschreiten.
- Das Teleskopsystem soll möglichst kompakt aufgebaut werden, um den Platzbedarf so gering wie möglich zu halten. Außerdem soll das Trägheitsmoment bzgl. der Drehachse des Teleskops möglichst klein sein, um eine schnelle Ausrichtung auf die Ziel-Tangentenhöhen durch den Teleskop-Motor zu ermöglichen.

Das Design des TELIS-Teleskop wurde von SRON ausgearbeitet [48] und in Form eines Cassegrain-Aufbau realisiert. Wie in Abbildung 5.4 schematisch dargestellt, besteht die-

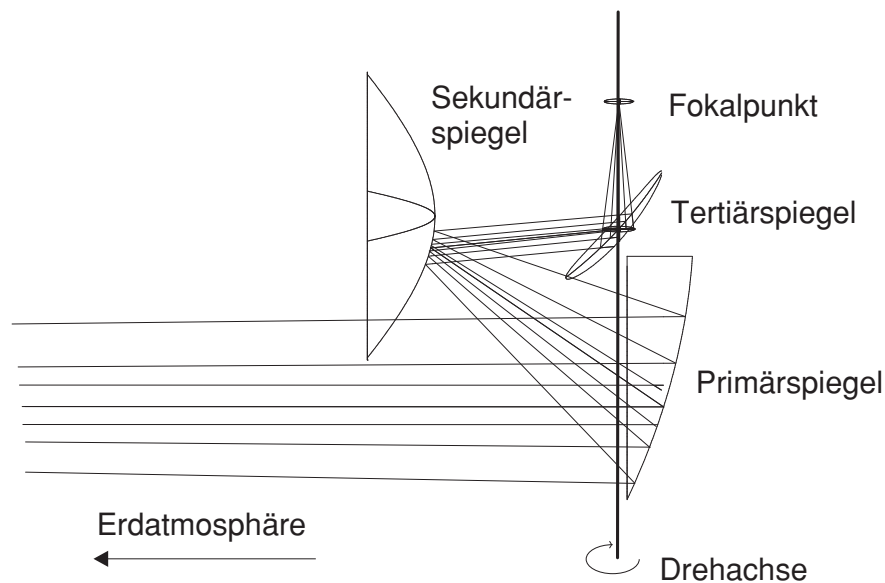


Abbildung 5.4: Schematischer Aufbau des TELIS-Teleskops. Das Teleskop ist in Form eines anamorphischen Cassegrain-Aufbaus mit parabolischem Primärspiegel, hyperbolischem Sekundärspiegel und zylindrischem Tertiärspiegel realisiert.

ser Aufbau aus einem parabolischen Primärspiegel, einem hyperbolischem Sekundärspiegel und einem zylindrischen Tertiärspiegel. Diese sind auf einem gemeinsamen Rahmen befestigt, der um eine Rotationsachse bewegt werden können, die mit der Richtung des Ausgangsstrahls aus dem Teleskop zusammenfällt. Durch Rotation um die Drehachse kann die Sichtlinie des Instruments auf die untere Stratosphäre (Höhenbereich 30 km bis 40 km) ausgerichtet werden. Die von der Erdatmosphäre kommende Strahlung wird an Primär-, Sekundär- und Tertiärspiegel reflektiert und im geometrisch optischen Fokalfunkt des Teleskops als Strahltaile kollimiert.

Um die geforderte vertikale Höhenauflösung von 2 km auf Tangentenhöhe bei einer Signalfrequenz $f=500$ GHz zu erzielen, ist eine Strahltaile auf dem Primärspiegel von ca. 270 mm in vertikaler Richtung erforderlich. Da die Höhenauflösung in horizontaler Richtung für die Inversion der Strahlungstransfergleichung ohne Bedeutung ist, kann der Durchmesser des Spiegels in horizontaler Richtung (und damit Masse und Trägheitsmoment des Teleskops) reduziert werden. Die Einführung dieser Anamorphizität erfolgt durch einen zylindrischen Tertiärspiegel, der in vertikaler Richtung abbildende Eigenschaften besitzt (sphärische Oberfläche) und in horizontaler Richtung als Planspiegel

Tabelle 5.2: Definition von Primär-, Sekundär und Tertiärspiegel. Die Anamorphizität des FOV ist durch den zylindrischen Sekundärspiegel realisiert.

Typ	Primärspiegel Paraboloid	Sekundärspiegel Hyperboloid	Tertiärspiegel zylindrisch
Größe	270 mm x 150 mm	44 mm x 26 mm	35 mm x 25 mm
Reflexionswinkel	34,66°	40,62°	95,83°
On-Axis Fokallänge	f=216,30 mm	43,375 mm	129 mm
Spiegelparameter	F=237,36 mm	a=93,076 mm b=89,858 mm	R=282,32 mm
Strahlradius ω (vert.)	68,2 mm	10,6 mm	4,4 mm
Strahlradius ω (horiz.)	37,2 mm	6,2 mm	4,4 mm

arbeitet.

Die radiometrische Kalibrierung des Instruments erfolgt durch Ausrichtung des Teleskops auf zwei Strahlungsquellen unterschiedlicher Temperatur. Als „kalte“ Kalibrierquelle wird kosmische 3 K-Hintergrundstrahlung verwendet. Dazu wird das Teleskop in einem Winkel von 65° zur Erdoberfläche auf den Weltraum ausgerichtet. Als „warme“ Kalibrierquelle wird ein konischer Schwarzkörper bei Umgebungstemperatur verwendet. Mittels eines schwenkbaren Planspiegels kann der Strahlengang des Teleskops auf die Kalibrierquelle ausgerichtet werden.

Der Antrieb des Teleskops wird in Form eines Motors mit begrenztem Drehmomentbereich, einem „Limited Angle Torquer“, realisiert, der eine Positionierung des Teleskops mit hoher Präzision erlaubt. Die Ermittlung der Teleskop-Position erfolgt mittels eines Winkelencoders. Aufbau und Funktionsweise der Positionssteuerung sind in [49] beschrieben. Zur Überprüfung der optischen Qualität wurde die Ausbreitung eines idealen Gauß'schen Strahls vom Fokuspunkt des Teleskops in die Atmosphäre simuliert. Eine möglichst realistische Simulation sollte die Ausbreitung der fundamentalen Mode im dreidimensionalen Raum, deren Reflexion an abbildenden Oberflächen sowie die Erzeugung von Moden höherer Ordnung berücksichtigen. Diese Anforderungen werden durch das kommerzielle Software-Werkzeug GRASP [50] erfüllt, das im Rahmen dieser Arbeit für Simulationszwecke verwendet wurde. Abbildung 5.5 zeigt die simulierte zweidimensionale Antennencharakteristik in Richtung der Atmosphäre, wobei als Ein-

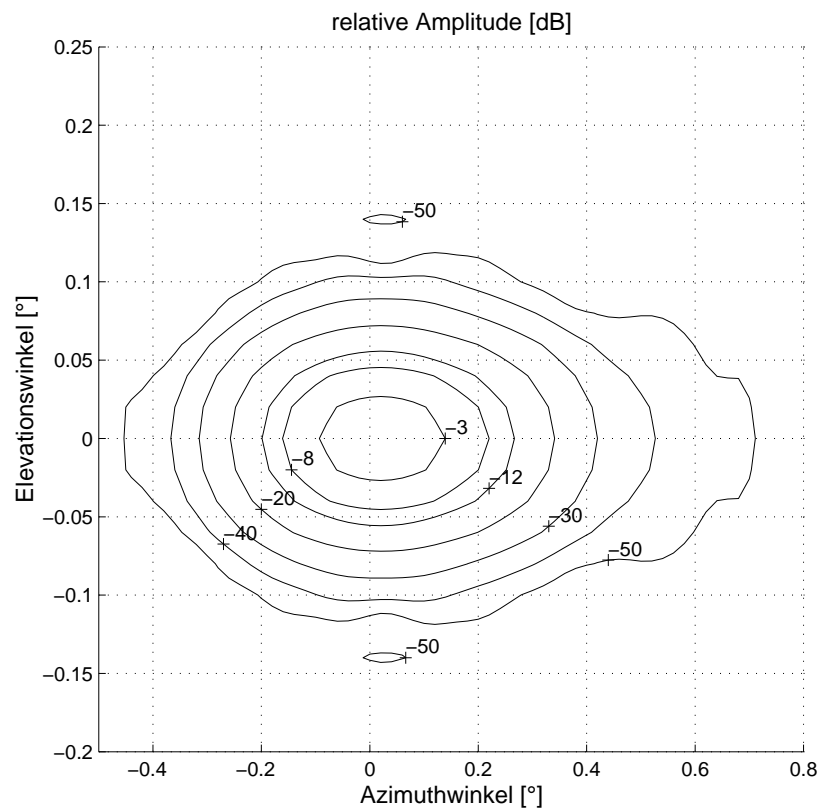


Abbildung 5.5: Mit GRASP simulierte 2D-Fernfeld-Antennencharakteristik des TELIS-Teleskops.

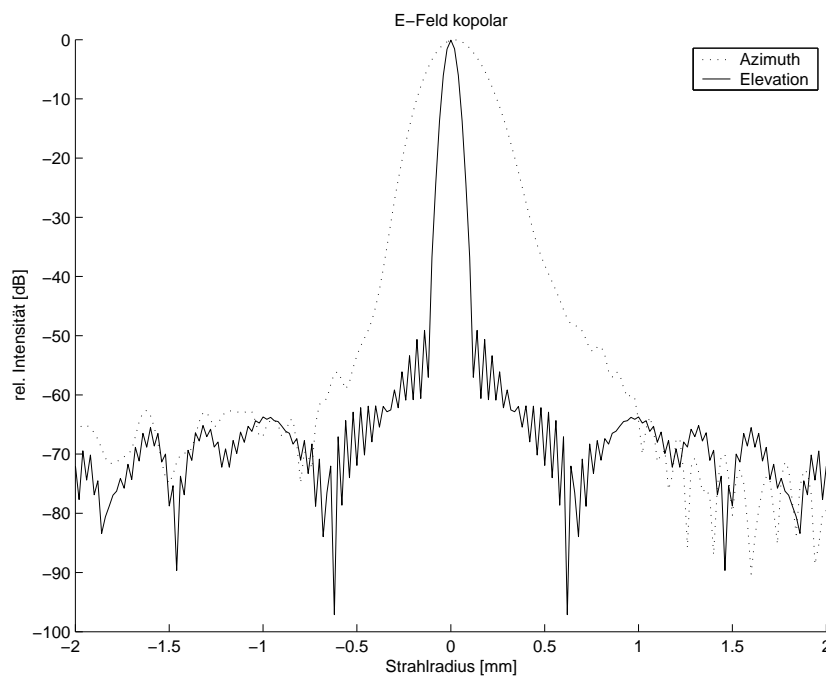


Abbildung 5.6: Simulierte 2D-Fernfeld-Antennencharakteristik des TELIS-Teleskops in kopolarer Polarisationsrichtung.

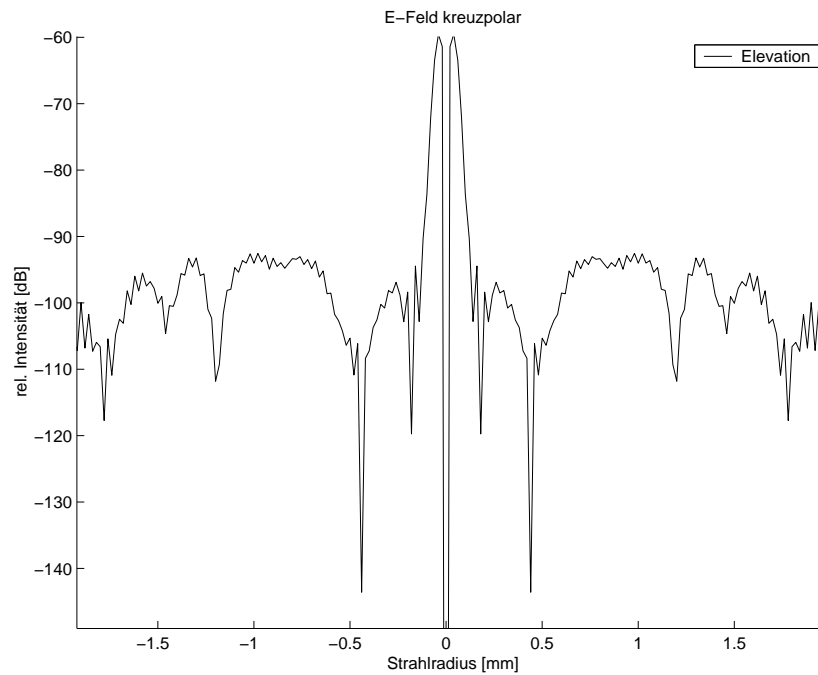


Abbildung 5.7: Simulierte 2D-Fernfeld-Antennencharakteristik, kreuzpolar Polarisationsanteile. Die Intensität der durch die Teleskopspiegel induzierten kreuzpolaren Strahlung ist kleiner -60 dB.

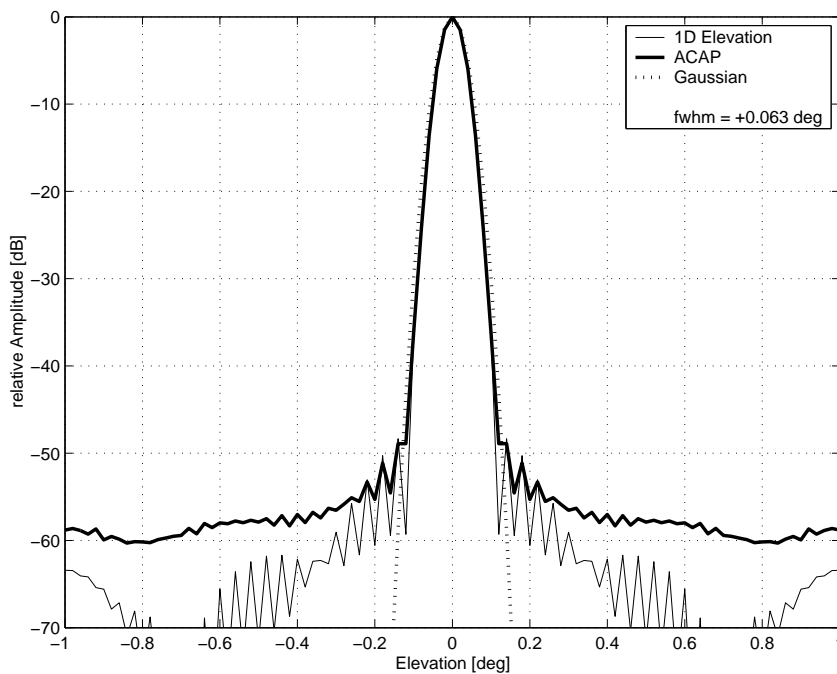


Abbildung 5.8: ACAP des TELIS-Teleskops unter Annahme eines idealen Gauß'schen Strahls im Fokalfunkt des Teleskops.

gangsgröße der Simulation von einem idealen Gaußprofil im Fokalkpunkt des Teleskops (Strahltaile $w_0 = 1,1$ mm Signalfrequenz $f = 1800$ GHz, horizontale Polarisationsrichtung) ausgegangen wurde. Die berechnete Strahlintensität ist symmetrisch (siehe Abb. 5.6), die durch den Teleskop-Aufbau erzeugte Strahlung mit kreuzpolarer Polarisation beträgt weniger als -60 dB (siehe Abb. 5.7). Aus dem zweidimensionalen Profil lässt sich durch Mittelung der Beiträge in horizontaler Richtung das „Azimuthally Collapsed Antenna Pattern“ (ACAP) berechnen, das Aufschluss über die zu erwartende vertikale Höhenauflösung des Instruments gibt (siehe Abb. 5.8). Aus der Simulation ergibt sich ein Fernfeldwinkel von $0,06^\circ$ FWHM, was einer vertikalen Auflösung auf Tangentenhöhe von 0,6 km entspricht.

Transferoptik

Die vom Teleskop empfangene atmosphärische Strahlung wird durch die TELIS-Transferoptik in die drei Empfängerkanäle eingekoppelt. Die Schnittstelle zwischen Teleskop und Transferoptik ist der Fokalkpunkt des Teleskops (siehe Abb. 5.9). Durch die Verwendung von abbildenden Spiegeln wird die Gauß'sche Strahlung mehrmals refokussiert, so dass eine zu große Aufweitung des Strahlradius verhindert wird. Die Aufteilung der einfallenden atmosphärischen Strahlung auf die drei Empfänger-Kanäle erfolgt mit Hilfe eines Polarisationsfilters zur Trennung des 1,8 THz-Empfängers von den beiden Submm-Kanälen und eines dichroischen Filters zur Trennung des 650 GHz-Empfängers vom 500 GHz-Empfänger.

In der TELIS-Transferoptik werden insgesamt zwölf abbildende Spiegel verwendet, die im Bereich zwischen Teleskop und Dewar montiert sind. Die Durchmesser aller Spiegeloberflächen sind so gewählt, dass mindestens 99,97 % (dies entspricht $r_e/w = 2$ in Tab. 5.1) der auf den Spiegel treffenden Strahlung reflektiert wird. Der volle Reflexionswinkel beträgt für alle Spiegel 90° , um die geometrische Anordnung möglichst einfach zu halten und die optische Justage der Spiegel zu erleichtern. Das Polarisationsfilter teilt direkt hinter zwei von allen Kanälen genutzten abbildenden Spiegeln die Signalstrahlung zwischen dem THz-Empfänger und den beiden Submillimeter-Kanälen auf. Der Reflexionswinkel beträgt ebenfalls 90° , der des dichroischen Filters 26° , was durch einen symmetrisch reflektierenden abbildenden Spiegel kompensiert wird. In Tabelle B.1 sind die effektiven Fokallängen für alle optischen Elemente, die Oberflächengeometrie, der Gauß'sche Strahlradius auf der Spiegeloberfläche, die zugehörige F-Zahl sowie die Polarisationsrichtung der Strahlung zusammengestellt. Die von allen drei Kanälen benutzten Spiegel

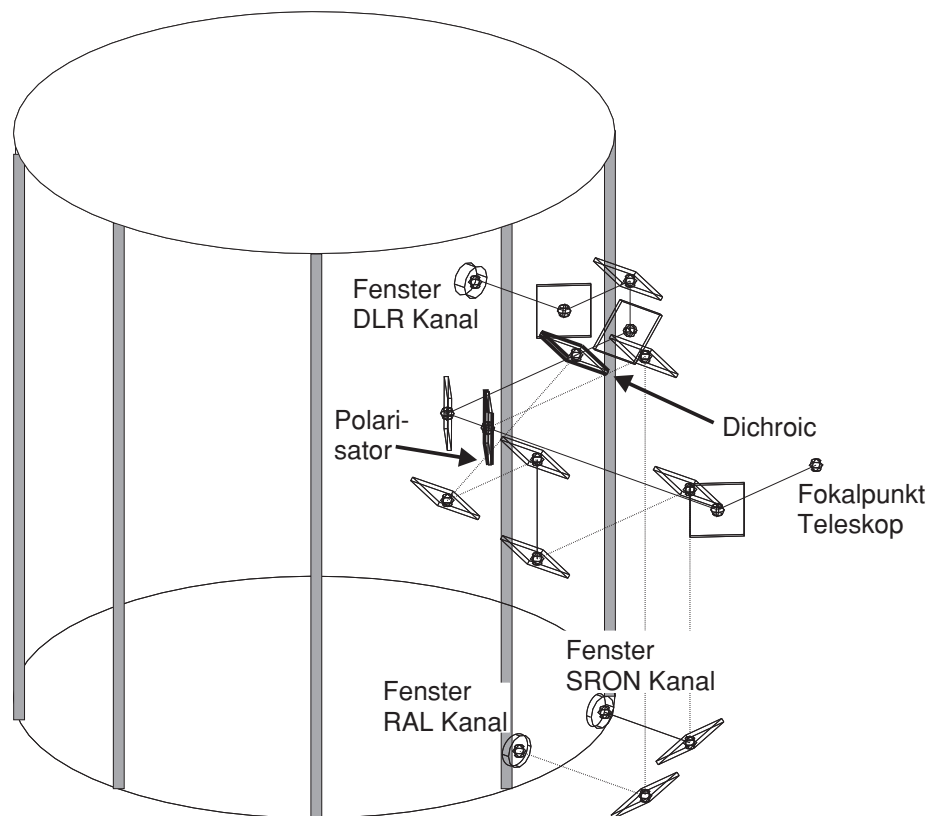


Abbildung 5.9: Aufbau der Transferoptik zwischen Teleskop-Fokuspunkt und Dewar.

sind mit „Common_A“ und „Common_B“ bezeichnet, die kanal-spezifischen Spiegel mit „DLR_A“ usw., „SRON_A“ usw. sowie „RAL_A“ usw.

Signalweg für den 1,8 THz-Empfänger

In Abbildung 5.10 ist der Aufbau der Transferoptik für den Signalweg des 1,8 THz-Empfängers vom Fokuspunkt des Teleskops bis in die kryogene Optik des Heterodynempfängers dargestellt. Ausgangspunkt der Transferoptik für den 1,8 THz-Empfänger ist eine Strahltaile von 1,1 mm am Fokuspunkt des Teleskops. Durch die beiden Parabolspiegel „Common_A“ und „Common_B“ wird die Strahltaile auf 1,6 mm transformiert. Die Separation der Signalstrahlung für den 500 GHz-Empfänger erfolgt mittels Reflexion an einem Polarisationsfilter, der zwischen den beiden Paraboloiden montiert ist. Die Signalstrahlung für den 1,8 THz-Empfänger wird durch das Filter transmittiert und ist hinter dem Filter in vertikaler Richtung polarisiert. Die durch den Polarisator

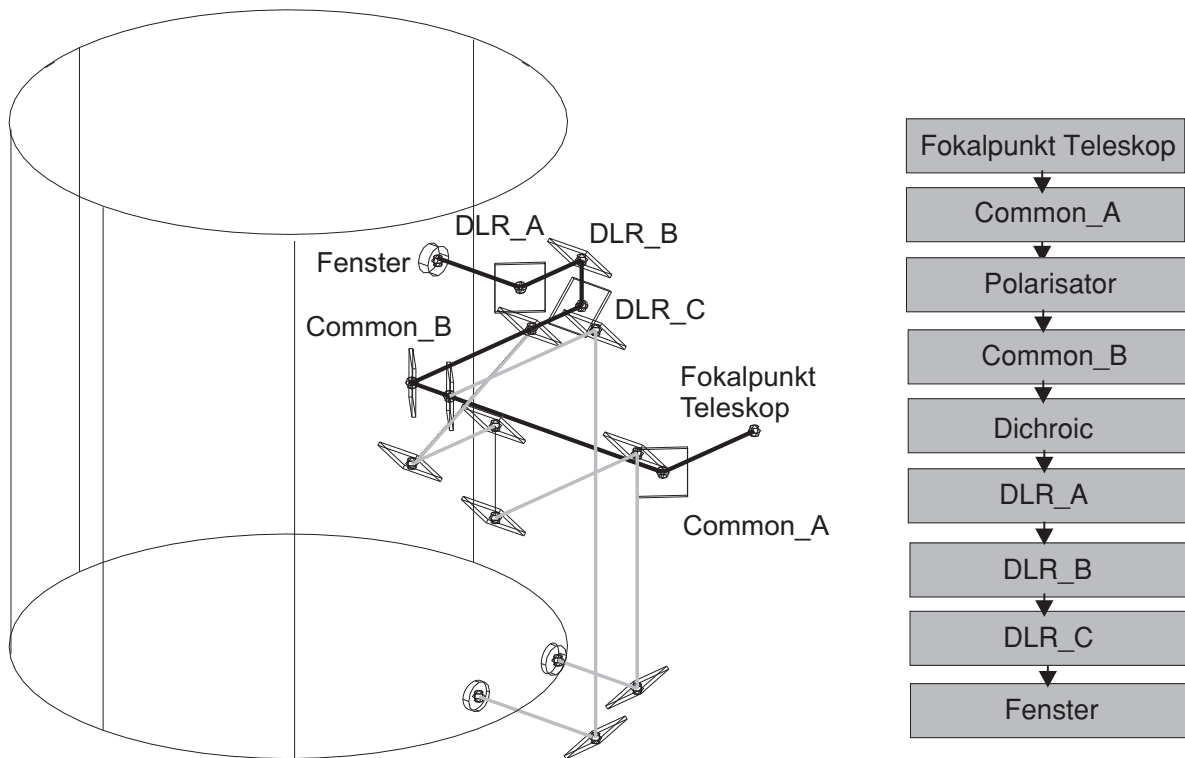


Abbildung 5.10: Anordnung (links) und Reihenfolge (rechts) der optischen Elemente der Transferoptik für den 1,8 THz-Empfänger zwischen Teleskop-Fokalpunkt und Dewar.

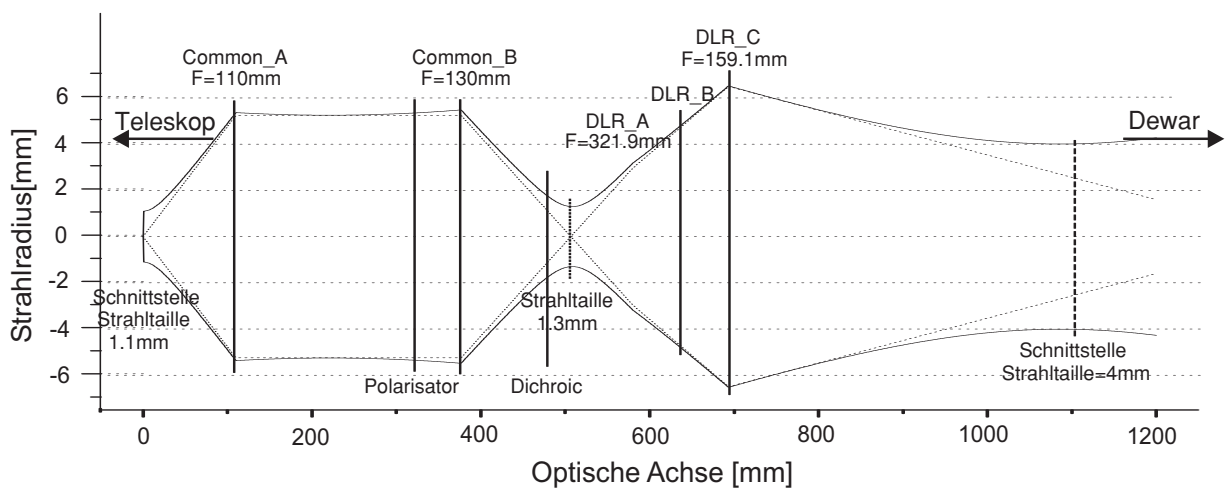


Abbildung 5.11: Paraxiale Strahlausbreitung der Signalstrahlung zwischen Teleskop-Fokalpunkt und Dewar.

Tabelle 5.3: Übersicht über die optischen Elemente der TELIS-Transferoptik. f ist die effektive Fokallänge des abbildenden Spiegels, ω der Strahlradius auf dem optischen Element. Die F-Zahl (f/D) ist bzgl. eines Strahlradius' von $D=4\omega$ auf der Spiegeloberfläche angegeben.

Element	Typ	f [mm]	ω [mm]	(f/D) []	Polarisation
Common_A	parabol	110,00	5,36	5,13	unpolar.
Polarisator			5,54	-	
Common_B	parabol	130,00	5,48	6,21	vertikal/horiz.
Dichroic			2,72		vertikal/horiz.
DLR_A	elliptisch	301,00	3,18	16,72	vertikal
DLR_B	plan	∞	4,31	-	vertikal
DLR_C	elliptisch	160,06	6,52	6,15	vertikal
RAL_A	parabol	301,02	11,83	6,36	horizontal
RAL_B	parabol	114,50	11,05	2,59	horizontal
SRON_A	plan	∞	7,51	-	vertikal
SRON_B	parabol	272,93	11,24	6,01	vertikal
SRON_C	plan	∞	11,08	-	vertikal
SRON_D	plan	∞	11,10	-	vertikal
SRON_E	parabol	159,83	11,78	3,39	vertikal

transmittierte Strahlung des 1,8 THz-Empfängers ist horizontal polarisiert. Die polarisierte Strahlung passiert das Dichroic zur Separation des 650 GHz-Empfängers und wird durch die Spiegel „DLR_A“, „DLR_B“ und „DLR_C“ in die kryogene Optik innerhalb des TELIS-Kryostaten abgebildet. Schnittstelle zur kryogenen Optik ist eine Strahltaile ($\omega_0=4\text{ mm}$) hinter dem Kryostatfenster. Um sicherzustellen, dass sich der quasioptische Strahl zwischen den optischen Elementen nicht zu weit aufweitet, und um die Größe der Spiegeloberfläche dimensionieren zu können, wurde der Strahlradius entlang des Signalweges in paraxialer Näherung berechnet (siehe Abb. 5.11).

Eine entsprechende Zusammenstellung für den 500 GHz-Kanal (RAL) und den 650 GHz-Kanal findet sich in Anhang B.1 bzw. Anhang B.2.

5.3 Quasioptische Simulation

Um die Funktionalität des optischen Aufbaus zu überprüfen, wurde die Ausbreitung der Signalstrahlung durch die gesamte Transferoptik einschließlich Teleskop mit GRASP simuliert [51]. Ausgangspunkt der Berechnung ist dabei die Antennenprofilfunktion eines HEB-Mischerelements. Mit Hilfe des Simulationsprogramm PILRAP [52] wurden Antennenprofilfunktionen von HEB-Mischern in Abhängigkeit von Antennentyp, Linsenform und Linsengeometrie berechnet und als Eingangsdaten für die GRASP-Simulation verwendet. Die berechnete Antennenprofilfunktion („PILRAP-Mischerprofil“) wurde dabei mit einer experimentell bestimmten Antennenprofilfunktion verglichen und deren Übereinstimmung sichergestellt. Für die GRASP-Simulation wurde an Positionen im Signalweg, an denen eine Strahltaille zu erwarten ist, zur Überprüfung der Abbildungseigenschaften der vorhergehenden Spiegel das Strahlprofil berechnet. Für den DLR-Kanal ergeben sich Strahltaillen innerhalb der kryogenen Optik ($\omega_0=4,0$ mm) und im Fokuspunkt des Teleskops (vgl. paraxiale Berechnung in Abbildung 5.11). Die sich ergebenden Strahltaillen aus der GRASP-Simulation stimmen wie erwartet sehr gut mit den Werten aus der paraxialen Abschätzung überein (siehe Abbildungen 5.12 und 5.13). Die Abbildung erfolgt durch alle abbildenden Spiegel symmetrisch und ohne Abberationen. Kreuzpolare Anteile haben eine relative Intensität von unter -50 dB.

Abbildung 5.14 zeigt in zweidimensionaler Darstellung das simulierte Fernfeld-Antennenprofil hinter dem Teleskop für das PILRAP-Mischerprofil (rechts) als Eingangsgröße der GRASP-Simulation und zum Vergleich für ein Gauß'sches Profil (links). In beiden Fällen liegt die -8 dB-Konturlinie in Elevationsrichtung bei $0,05^\circ$, was einer Breite des FOV auf Tangentialhöhe von ca. 0,6 km entspricht. Um die zu erwartende vertikale Höhenauflösung des Instruments abzuschätzen, wurde aus dem zweidimensionalen Profil durch Mittelung der Beiträge in horizontaler Richtung das „Azimuthally Collapsed Antenna Pattern“ (ACAP) berechnet.

In Abbildung 5.15 rechts ist das berechnete ACAP für das PILRAP-Mischerprofil dargestellt, in Abbildung 5.15 links zum Vergleich das ACAP für ein Gauß'sches Mischerprofil. Es ergibt sich für das Gauß'sche Mischerprofil ein Fernfeldwinkel von $0,06^\circ$ FWHM, was einer vertikalen Auflösung auf Tangentialhöhe von 0,6 km entspricht. Für das PILRAP-Mischerprofil vergrößert sich der Fernfeldwinkel, was einer reduzierten vertikalen Auflösung von 0,8 km entspricht. Die relative Intensität der Nebenkeulen betragen für das Gauß'sche Profil -50 dB und für das PILRAP-Mischerprofil -25 dB. Die geforderte vertikale Höhenauflösung des Instruments wird also durch den geplanten Auf-

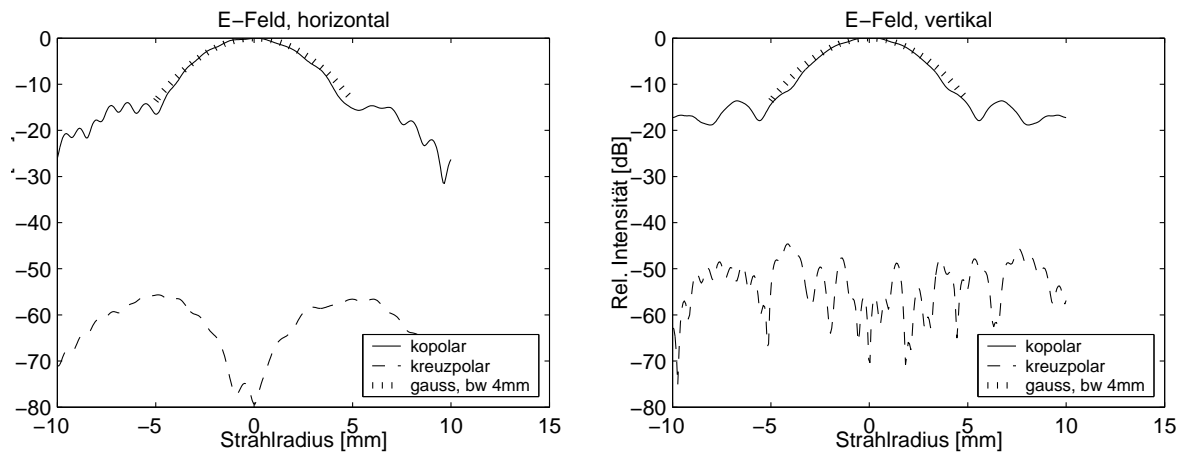


Abbildung 5.12: Strahlteile der Schnittstelle zwischen Transferoptik und kryogener Optik. Das Strahlprofil ist symmetrisch und Gaußförmig bis zu einer rel. Intensität von -15 dB, die Strahlteile beträgt 4 mm. Kreuzpolarisierte Anteile sind vernachlässigbar.

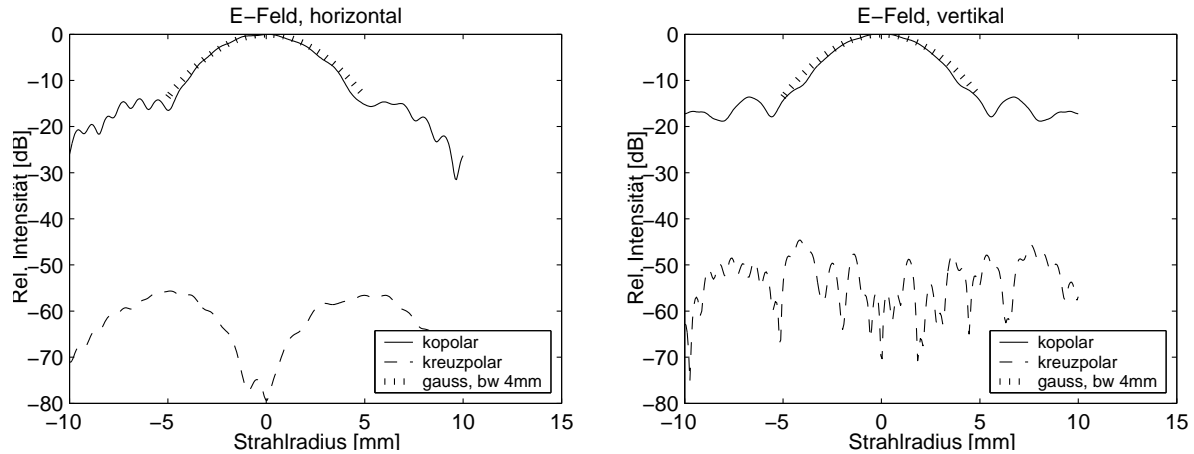


Abbildung 5.13: Strahlprofil am Fokuspunkt des Teleskops. Das Strahlprofil ist symmetrisch und Gaußförmig bis zu einer rel. Intensität von -15 dB, die Strahlteile beträgt 1,1 mm. Kreuzpolarisierte Anteile sind vernachlässigbar.

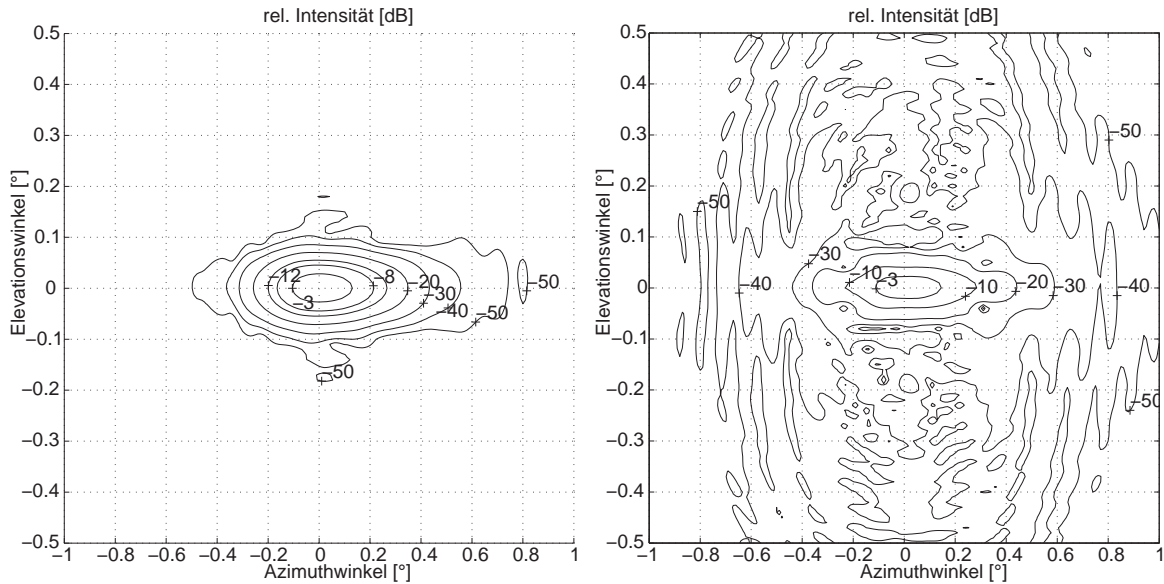


Abbildung 5.14: Simuliertes Fernfeld-Antennenprofil von Teleskop und Transferoptik bei Verwendung eines Gauß'schen Mischerprofils (links) bzw. eines PILRAP-Mischerprofils (rechts).

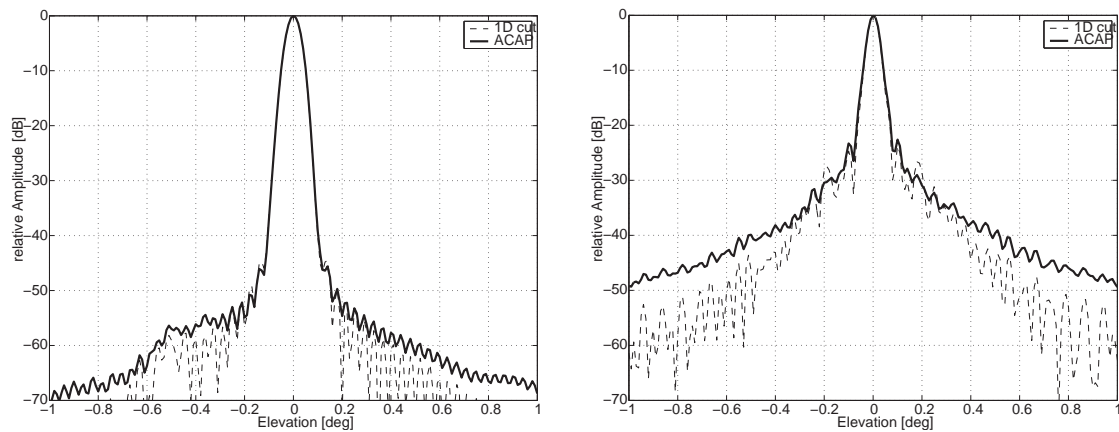


Abbildung 5.15: ACAP bei Verwendung eines Gauß'schen Mischerprofils (links) bzw. eines PILRAP-Mischerprofils (rechts).

bau von Teleskop und Transferoptik sichergestellt.

5.3.1 Toleranzanalyse (geometrisch optisch)

Der Aufbau aus Teleskop, Transferoptik und kryogener Optik besteht insgesamt aus mehr als 20 optischen Elementen. Sowohl Fertigungs- als auch Positionierungsfehler können zu einer Verschlechterung der optischen Qualität im Vergleich zum idealen Aufbau führen.

Der Einfluß von mechanischen Toleranzen auf die Qualität der Optik wurde mit der Simulations-Software ZEMAX [53] untersucht. ZEMAX ermöglicht durch die inversen Sensitivitätsanalyse die Bestimmung von Toleranzen bei der Positionierung der optischen Elemente. Dazu kann ein limitierendes Kriterium (z.B. eine maximal zulässiger Offset des Hauptstrahls) im Vergleich zur idealen Anordnung festgelegt werden.

Elemente der kryogenen Optik

Als Ausgangspunkt für die Analyse der kryogenen Optik wurde angenommen, dass die optischen Elemente mit einer Genauigkeit von $0,04^\circ$ (Verkipfung) bzw. $0,04\text{ mm}$ (linearer Offset) auf der optischen Bank des Heterodynempfängers montiert werden können.

Anschließend wurde durch Monte-Carlo-Simulationen geprüft, welche Gesamtabweichung sich ergeben kann, wenn beliebig viele Elemente der kryogenen Optik innerhalb der vorgegebenen Toleranz dejustiert werden. Als Vergleichskriterium wurde die radiale Abweichung des gestörten Strahls vom idealen Strahl auf dem Fenster des Kryostaten herangezogen. Die Simulation zeigt, dass sich der Gesamtfehler auf bis zu 3 mm Abweichung am Kryostat-Fenster addieren kann.

Da der berechnete Strahldurchmesser am Kryostat-Fenster 16 mm beträgt, muss die Apertur des Fensters einen Durchmesser von mindestens 20 mm besitzen, um sicherzustellen, dass die Signalstrahlung nicht vignettiert wird. Weiterhin müssen die beiden Spiegel, die außerhalb des Kryostaten auf dem Signalweg folgen („DLR_C“ und „DLR_B“), justierbar montiert werden, um eine Dejustage der kryogenen Optik zur Transferoptik ausgleichen zu können.

Elemente der Transferoptik

Für die Montage von Elementen der Transferoptik wurde angenommen, dass sie mit einer Genauigkeit von $0,2^\circ$ bzw. $0,2\text{ mm}$ vorgenommen werden kann, da die Elemente

nicht auf einer gemeinsamen optischen Bank, sondern außerhalb des Kryostaten montiert werden. Durch Monte-Carlo-Simulationen wurde abgeschätzt, zu welchem Maximalfehler sich dejustierte Spiegel der Transferoptik addieren können¹. Dazu wurde die radiale Abweichung des gestörten Strahls vom idealen Strahl im Fokalkpunkt betrachtet. Monte-Carlo-Simulationen ergaben, dass sich der Gesamtfehler auf bis zu 1,3 mm addieren kann, was in etwa dem berechneten quasioptischen Strahlradius im Fokalkpunkt ($\omega_0 = 1,1$ mm) entspricht.

Um die damit verbundene optische Dejustage zum Teleskop auszugleichen, ist es notwendig, für die beiden Spiegel hinter dem Teleskop („Common_A“ und „Common_B“) einen Justage-Mechanismus vorzusehen.

5.3.2 Toleranzanalyse (quasioptisch)

Eine Analyse der Toleranzen für quasioptische Strahlen mit GRASP ist aufgrund der hohen Rechenzeit für die Simulation nur eingeschränkt möglich. Zur Vereinfachung wurden Teleskop, Transferoptik und kryogene Optik als modulare Einheiten behandelt und eine Dejustage der Einheiten zueinander betrachtet. Die Simulationen wurden für Verkippungen von $0,2^\circ$ und laterale Verschiebungen von 1 mm der Einheiten zueinander durchgeführt. Alle Simulationen zeigten, dass das Strahlprofil durch die Dejustage nicht beeinträchtigt wird: die Halbwertsbreite des Profils bleibt unverändert, Änderungen in der Symmetrie des Strahlprofils und der Intensität der Nebenkeulen machen sich nur unter einer relativen Intensität von -20 dB bemerkbar. Die laterale Verschiebung der Transferoptik relativ zum Teleskop um 1 mm führt zu einem Pointing-Fehler von ca. 400 m, eine Verkippung um $0,2^\circ$ zu einem Pointing-Fehler von bis zu 3,2 km. Von besonderer Bedeutung ist die Justage der Transferoptik relativ zur kryogenen Optik, da noch nicht bekannt ist, mit wie großer Reproduzierbarkeit die optische Bank in den TELIS-Kryostaten eingesetzt werden kann. Für den Pointing-Fehler ergibt sich bei lateraler Verschiebung ein Wert von ca. 100 m, bei Verkippung von ca. 200 m, ist also unempfindlicher als die Dejustage zwischen Teleskop und Transferoptik.

¹Die Elemente der kryogenen Optik wurden als ideal positioniert angenommen

6 Aufbau und Charakterisierung des 1,8 THz-Empfängers

6.1 Überblick

In Abbildung 6.1 ist der Aufbau des 1,8 THz-Empfängers von TELIS schematisch dargestellt. Das Herzstück des Heterodynempfängers ist ein Hot-Electron-Bolometer, das für eine rauscharme Frequenzumsetzung der Signalstrahlung von 1,8 THz in den Zwischenfrequenzbereich sorgt. Das HEB wird in einem Helium-Kryostaten auf die Übergangstemperatur zwischen normalleitendem und supraleitendem Zustand (ca. 9 K) abgekühlt. Die Lokaloszillator-Strahlungsquelle (LO) besteht aus einer Verstärker-Vervielfacherkette, die auf Halbleiterszillatoren basiert. Für den Laboraufbau des Empfängers wird das von einem Gaslaser außerhalb des Kryostaten erzeugte LO-Signal durch ein zweites Kryostatfenster eingekoppelt. Ein Martin-Puplett-Interferometer (MPI) arbeitet als Diplexer und überlagert die von der Atmosphäre kommende Strahlung räumlich mit der Lokaloszillatorstrahlung. Die Unterdrückung des Bildseitenbandes erfolgt durch ein weiteres Martin-Puplett-Interferometer, das als Seitenbandfilter betrieben wird. Die Refokussierung von Signal- und LO-Strahlung erfolgt für Signal- und LO-Strahlung durch zwei abbildende Spiegel (M1 und M2) sowie einen zusätzlichen Spiegel (M3) für die vom LO-Horn emittierte Strahlung. Das frequenzumgesetzte ZF-Ausgangssignal des HEB-Mischeres wird von einem Vorverstärker, der das ZF-Signal zur weiteren Verarbeitung aufbereitet, aus dem Kryostaten geführt. Das vom kryogenen Vorverstärker aufbereitete ZF-Signal wird außerhalb des Kryostaten durch die ZF-Kette erneut verstärkt und mittels einer zweiten Lokaloszillator-Einheit auf den Eingangsfrequenzbereich eines digitalen Autokorrelator-Spektrometers umgesetzt. Der Aufbau der optischen Bank und der auf ihr montierten Komponenten ist schematisch in Abbildung 6.2 dargestellt.

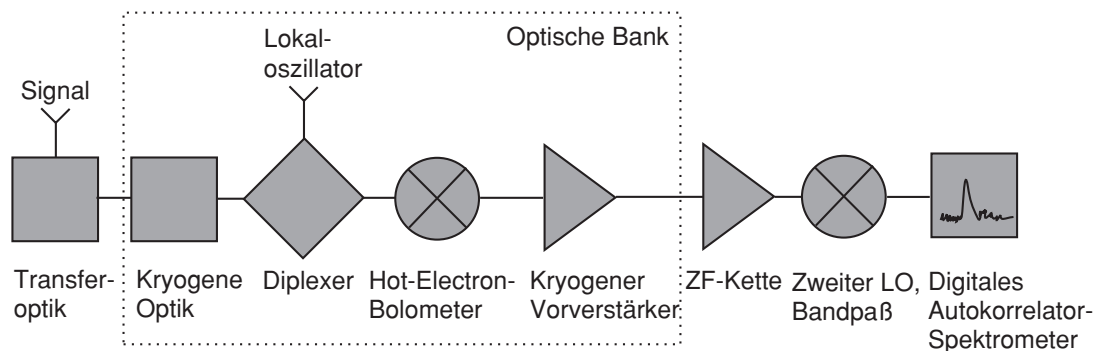


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des 1,8 THz-Empfängers von TELIS. Die auf der optischen Bank montierten Komponenten werden in einem Helium-Kryostaten auf 4,2 K abgekühlt.

Kryogene Optik

Ebenso wie beim Aufbau der Transferoptik sind auch beim Aufbau der kryogenen Optik die quasioptischen Eigenschaften von Signal- und LO-Strahlung zu berücksichtigen. Signal- und LO-Strahlung werden durch die kryogene Optik auf das Mischerelement abgebildet. Die Signalstrahlung tritt durch das Kryostatfenster in die kryogene Optik ein, die LO-Strahlung wird vom LO-Horn emittiert. Die Überlagerung mit der Signalstrahlung erfolgt im Diplexer. Signal- und LO-Strahlung treten mit zueinander orthogonaler Polarisationsrichtung in den Diplexer ein, wo die Polarisationssebene der Signalstrahlung um 90° gedreht wird, während die Polarisationssebene der LO-Strahlung unverändert bleibt. Durch zwei aufeinanderfolgende abbildende Spiegel werden Signal- und LO-Strahlung bei nun identischer Polarisationsrichtung auf das Mischerelement abgebildet. Dem Diplexer vorgeschaltet ist das Seitenbandfilter, das das störende Bildseitenband der Signalstrahlung unterdrückt. In Tabelle 6.1 sind alle Elemente der kryogenen Optik zusammengestellt.

Eine dreidimensionale Simulation der Ausbreitung der Signalstrahlung wurde im Rahmen der Simulation der Transferoptik durchgeführt. Analog dazu wurde auch die dreidimensionale Ausbreitung der LO-Strahlung durch die kryogene Optik simuliert. Dazu wurde das HEB-Mischerprofil und auf das Horn der Lokalszillatoreinheit abgebildet. Die resultierenden Strahlprofile in vertikaler und horizontaler Richtung sind in den Abbildungen 6.5 und 6.6 dargestellt. Die Strahltaile auf dem Horn betragen wie aus der paraxialen Berechnung erwartet $0,35\text{ mm}$. Die kreuzpolaren Anteile besitzen in vertika-

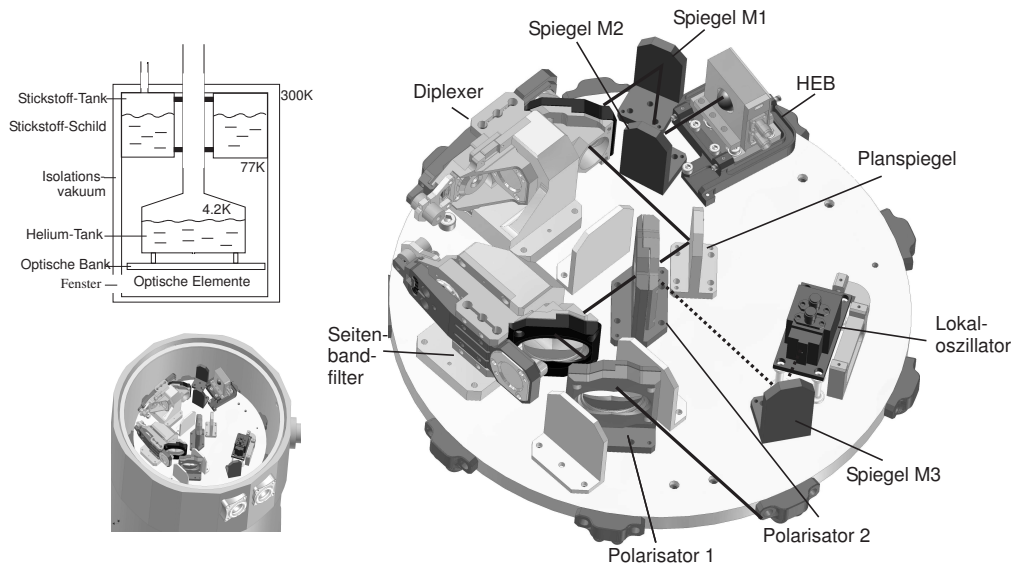


Abbildung 6.2: Kryogener Aufbau des 1,8 THz-Empfängers und Einbau in den Helium-Kryostaten (kleine Abbildungen links). Durchgezogene Linie: Signalpfad. Gestrichelte Linie: LO-Pfad

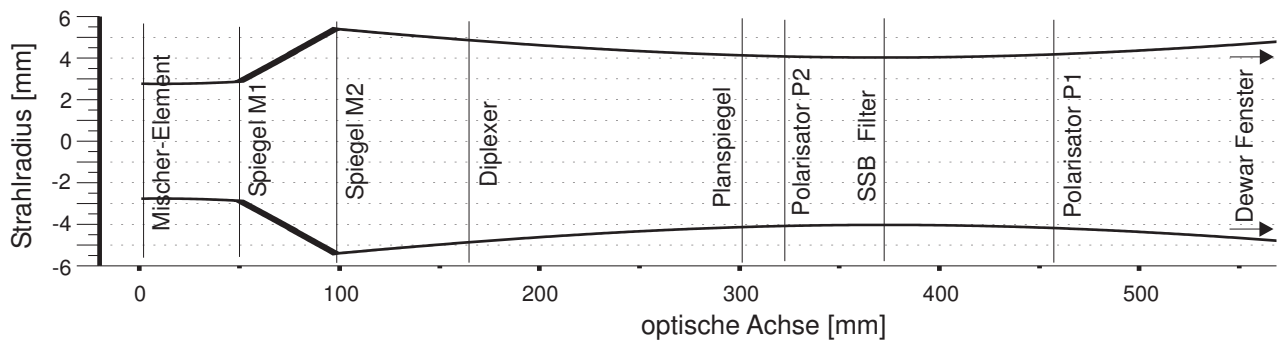


Abbildung 6.3: Berechnete paraxiale Ausbreitung der Signalstrahlung.

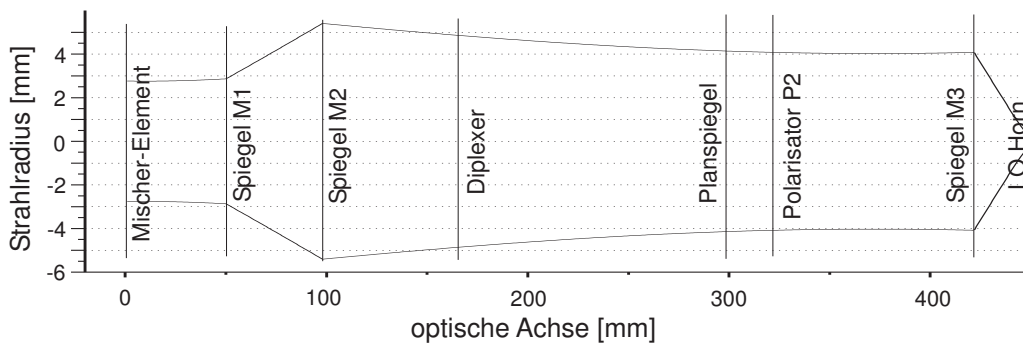


Abbildung 6.4: Berechnete paraxiale Ausbreitung der LO-Strahlung.

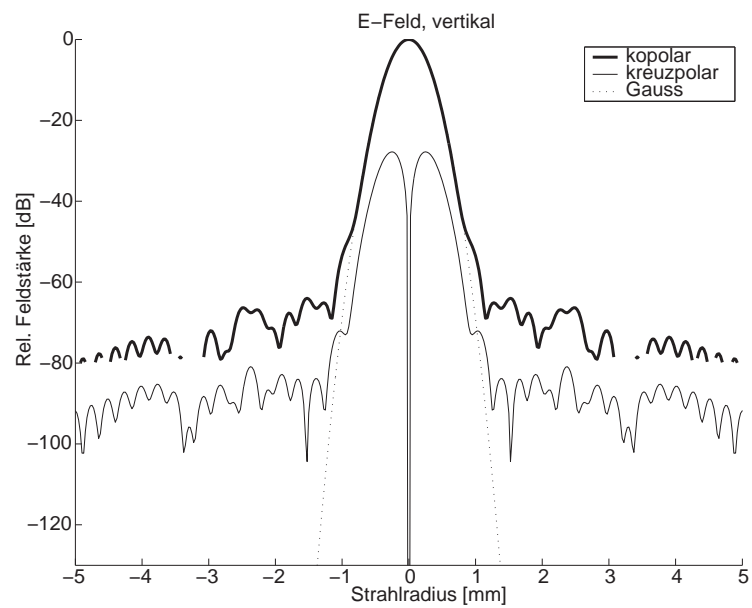


Abbildung 6.5: Vertikales Strahlprofil der vom HEB-Mischer ausgehenden Gauß'schen Mode auf dem Lokaloszillator-Horn.

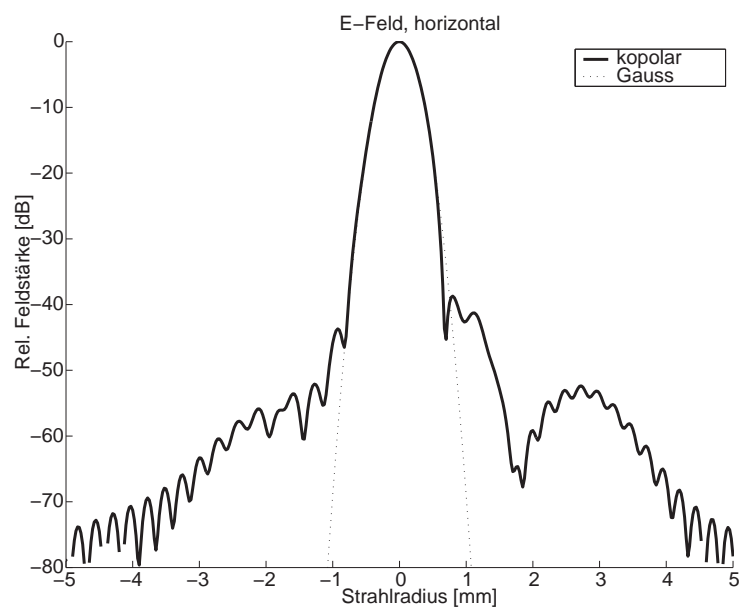


Abbildung 6.6: Horizontales Strahlprofil der vom HEB-Mischer ausgehenden Gauß'schen Mode auf dem Lokaloszillator-Horn.

Tabelle 6.1: Übersicht über die optischen Elemente der kryogenen Optik entlang des Signalpfades (S) und des Lokaloszillator-Pfades (LO). Signal- und LO-Strahlung sind linear polarisiert in horizontaler (H) oder vertikaler (V) Richtung. f ist die effektive Fokallänge des abbildenden Spiegels, ω der Strahlradius auf dem optischen Element. Die F-Zahl (f/D) ist bzgl. eines Strahlradius' von $D=4\omega$ auf der Spiegeloberfläche angegeben.

Element	Pfad	Pol.	Oberfläche	ω [mm]	f [mm]	(f/D) []
HEB-Mischer	S,LO	H		2,1		
Spiegel M2	S,LO	H	hyperbolisch	2,87	-61,90	5,39
Spiegel M1	S,LO	H	parabolisch	5,41	86,44	3,99
Diplexer	S,LO	H		4,46		
Planspiegel	S,LO	H	plan	4,12	∞	
Polarisator	S,LO	H		4,06		
SSB-Filter	S	V		4,09		
Kryostatfenster	S	V		5,42		
Spiegel M3	LO	H	parabolisch	4,08	27,01	1,65
LO-Horn	LO	H		0,36		

ler Richtung eine relative Intensität von unter -23 dB und in horizontaler Richtung unter -80 dB. Das Strahlprofil ist bis zu einer relativen Intensität von -40 dB symmetrisch.

6.2 Lokaloszillator

Vom Lokaloszillator (LO) wird die für den Mischprozess mit der Signalstrahlung benötigte Strahlung erzeugt. Im Ferninfraroten Spektralbereich gibt es derzeit drei Typen von Strahlungsquellen, die sich für die Erzeugung von LO-Strahlung im THz-Bereich eignen: optisch gepumpte Gaslaser, Halbleiter-Oszillatoren und Quantenkaskadenlaser. Die Leistungsfähigkeit von Quantenkaskadenlasern im Frequenzbereich von 1 THz bis 6 THz wurde in den letzten Jahren ständig verbessert [54, 55], so dass diese für zukünftige Anwendungen in der Heterodyntechnik als sehr attraktiv erscheinen. Mit Quantenkaskadenlasern konnte eine Ausgangsleistung von $400 \mu\text{W}$ bei 3,2 THz erzielt werden [56]. Für den 1,8 THz-Empfänger wird von der Firma Radiometer Physics (RPG) [57] ein auf Halbleiter-Oszillatoren basiertes Lokaloszillatorsystem entwickelt, das die Anforderungen an einen effektiven Mischprozess (spektrale Reinheit, Ausgangsleistung, Frequenz- und Amplitudenstabilität) erfüllt und darüberhinaus aufgrund des mechanisch kompakten Aufbaus besonders für den Einsatz auf einer Ballonplattform geeignet ist. Da die Entwicklungsarbeiten zum Zeitpunkt der Anfertigung dieser Arbeit noch nicht abgeschlossen waren, wird für den Aufbau der Laborversion des 1,8 THz-Empfängers ein optisch gepumpter Gaslaser verwendet, der für den Laborbetrieb und die damit verbundenen Tests und Charakterisierungsarbeiten alle notwendigen Anforderungen erfüllt. Im folgenden werden beide LO-Typen, wie sie für den 1,8 THz-Empfänger in der Labor- bzw. späteren Flugversion zum Einsatz kommen, vorgestellt.

6.2.1 Optisch gepumpter Gaslaser

In Abbildung 6.7 ist das Funktionsprinzip eines optisch gepumpten FIR-Lasers gezeigt: Mittels eines CO_2 -Lasers [58, 59] wird Pumpstrahlung erzeugt und in den FIR-Ring-Resonator eingekoppelt. Die CO_2 -Strahlung wird vom FIR-Laser absorbiert und dessen Moleküle in ein freies Rotations-Niveau eines höheren Schwingungszustands angehoben. Durch Besetzungsinversion im angeregten Schwingungszustand ergeben sich gemäß den Auswahlregeln verschiedene Strahlungsübergänge im ferninfraroten Spektralbereich. Das Lasergas CO_2 kann drei verschiedene Schwingungsmoden ausführen: Eine symmetrische Streckschwingung, eine zweifach entartete Knickschwingung sowie eine asymmetrische Streckschwingung. Ein Schwingungszustand wird somit durch das Zahlentripel $[\nu_1 \nu_1' \nu_3]$ eindeutig gekennzeichnet, wobei ν_n die Anzahl der Schwingungsquanten der jeweiligen Mode angibt. Durch Elektronenstöße kommt es beim CO_2 -Laser in erster Linie zu einer

Anregung des $[00\nu_3]$ -Zustands. Dies führt zu einer Inversion gegenüber den Zuständen $[100]$, $[020]$ und $[010]$. Die $[020]$ - und $[100]$ -Zustände sind dabei die unteren Niveaus der Laseremission, die durch Stöße und Strahlung in den Zustand $[010]$ übergehen. Um den Laserzyklus zu komplettieren, wird der Übergang vom $[010]$ -Zustand in den Grundzustand durch Beimischung von Helium angeregt. Die Anregung des oberen Laser-Niveaus ($[001]$ -Zustand) kann selektiv durch Beifügen von Stickstoff erhöht werden: N_2 besitzt kein Dipolmoment, so dass der erste schwingungsangeregte Zustand nicht durch Strahlung zerfällt. Zudem ist der Wirkungsquerschnitt für abregende Stöße klein. Die wichtigsten CO_2 -Emissionslinien befinden sich um $10,4\ \mu\text{m}$ (I-Band) und $9,4\ \mu\text{m}$ (II-Band). Da für die CO_2 -Moleküle nicht nur Schwingungs-, sondern auch Rotationszustände definiert sind, kommt es zu einer Rotationsaufspaltung in den einzelnen Bändern und somit zu Rotationsübergängen mit $\Delta J = \pm 1$ (P- bzw. R-Zweig). Die Bezeichnung 9P32 bezeichnet demnach einen Übergang im P-Zweig des I-Bandes auf das Niveau mit $J = 32$ [60]. Der Wirkungsgrad eines CO_2 -Lasers beträgt bis zu 30%. Die vom CO_2 -Laser erzeugte Pumpstrahlung wird in den FIR-Ringlaser eingekoppelt und von den Molekülen des FIR-Lasermediums absorbiert. Durch optisches Pumpen werden die Moleküle in ein leeres Rotationsniveau eines höheren Schwingungszustandes angehoben. Als Lasermedium wird CH_2F_2 oder CH_3OH verwendet, da beide als mehratomiges Molekül Schwingungs-Rotations- und reine Rotationsübergänge im gewünschten Wellenlängenbereich zwischen $10\ \mu\text{m}$ und einigen Millimetern aufweisen. Die verschiedenen FIR-Strahlungsübergänge ergeben sich dann unter Berücksichtigung der Auswahlregeln. Dabei ist zu beachten, dass für das optische Pumpen die FIR-Lasergeometrie die Resonanzbedingung für die emittierte Strahlung erfüllen muss, das Molekül des Lasermediums ein permanentes Dipolmoment besitzen muss und die Pumpquelle hinreichend schmalbandig ist. In Tabelle 6.2 sind für den Aufbau des 1,8 THz-Kanals relevante FIR-Linien zusammengestellt. Die Amplitudenstabilität des FIR-Ausgangssignals ist im praktischen Betrieb von einer durch thermische Ausdehnung hervorgerufenen Drift der Resonatorlänge des CO_2 -Lasers bestimmt. Diese führt besonders unmittelbar nach Inbetriebnahme zu einem schnellen Absinken der Pumpleistung. Dies hat zur Folge, dass auch die FIR-Ausgangsleistung absinkt, so dass die optimale Pumpleistung für den Betrieb des HEB-Mischers nicht mehr zur Verfügung steht. Um den Arbeitspunkt des HEB-Mischers stabil zu halten, wurde der CO_2 -Laser mit einer elektronischen Stabilisierung versehen: Dazu wird ein Bruchteil der emittierten FIR-Strahlungsleistung mit einem Strahlteiler ausgekoppelt und mit einem Pyrodetektor detektiert. Die gemessene Leistung dient als Stellgröße für einen PI-Regelkreis, der aus der Differenz zwischen gemessener Leistung und einem

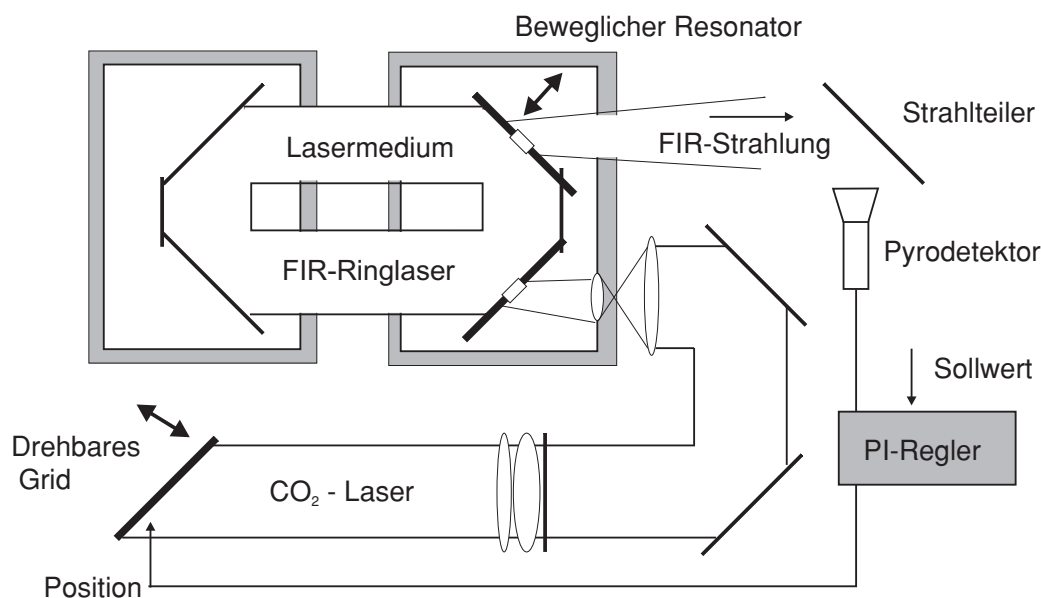


Abbildung 6.7: Schematische Darstellung eines optisch gepumpten FIR-Lasers mit Amplitudenstabilisierung.

einstellbaren Sollwert die Position des CO₂-Resonators nachführt. Diese elektronische Regelung erlaubt einen stabilen Betrieb des FIR-Lasers mit einer relativen Genauigkeit der Ausgangsleistung von mindestens 1 % über mehrere Stunden.

6.2.2 Halbleiterszillator von Radiometer Physics

Obwohl sich optisch gepumpte Gaslaser vielfach als Lokoszillatorquellen im bodengestützten und flugzeuggestützten Betrieb bewährt haben, besitzen sie eine Reihe von Eigenschaften, die sich als nachteilig für einen Betrieb auf einem Stratosphärenballon erweisen: Gewicht und Volumen eines Gaslaseraufbaus sind sehr hoch, ebenso der elektrische Leistungsverbrauch (CO₂-Laser: ca. 300 W). Zudem ist der mechanische Aufbau anfällig gegenüber thermischen Driften, d.h. die damit verbundene Änderung der LO-Ausgangsleistung erfordert eine aufwendige Nachregelung sowohl des CO₂- als auch des FIR-Lasers, wie sie im Laboraufbau realisiert wurde. Ein weiterer grundsätzlicher Nachteil von Gaslasern besteht darin, dass die Emission von LO-Strahlung nur bei bestimmten Emissionsfrequenzen (siehe Tabelle 6.2) erfolgt, d.h. die LO-Frequenz ist nur in einem Frequenzbereich von ± 10 MHz aufgrund der Druckverbreiterung der Linie durchstimmbar. Damit lässt sich die LO-Frequenz nicht auf die unterschiedlichen Linien-Frequenzen

Tabelle 6.2: Emissionslinien des FIR-Lasers (Auswahl)

f [THz]	λ_{FIR} [μm]	Pumplinie	P_{CO_2} [W]	Lasermedium	P_{FIR} [mW]
1,397	214,579	9R34	19	CH ₂ F ₂	2
1,627	184,306	9R32	19	CH ₂ F ₂	6,2
1,758	170,576	9P36	30	CH ₃ OH	1,3
2,523	118,834	9P36	30	CH ₃ OH	4,3

verschiedener Zielmoleküle anpassen. Aus diesem Grund soll für den 1,8 THz-Empfänger ein auf Halbleiteroszillatoren [61, 62] basierendes System verwendet werden.

Da im Frequenzbereich über 150 GHz keine brauchbaren Halbleiteroszillatoren existieren, wird in der Praxis für den Einsatz als FIR-LO das Ausgangssignal des Halbleiteroszillators mittels Leistungsverstärkern und passiven Vervielfachern in den gewünschten Frequenzbereich hochgemischt. Als Oszillatoren zur Erzeugung der Grundfrequenz werden häufig Gunndioden oder die Kombination Synthesizer-Leistungsverstärker verwendet. Gunndioden basieren auf der Existenz eines negativen differentiellen Widerstand in bestimmten Halbleiter-Kristallen (z.B. GaAs), die zu Schwingungen im Mikrowellenbereich führen [25]. Mit Gunnoszillatoren ist heute eine Ausgangsleistung von ca. 25 mW bei einer Frequenz von 140 GHz erreichbar [57].

Die Kombination Synthesizer-Leistungsverstärker besteht aus einem Synthesizer, der mittels PLL-Verfahren („Phase-Locked-Loop“) stabilisiert wird: Zentrales Bauteil eines PLL-Schaltkreises ist ein „Voltage Controlled Oscillator“ (VCO), der ein AC-Ausgangssignal erzeugt, dessen Frequenz mittels einer DC-Steuerungspannung eingestellt werden kann. Bei der PLL-Stabilisierung wird ein Referenz-Frequenzsignal, das beispielsweise durch einen Quarzoszillator erzeugt wird, mittels eines Phasenkomparators mit dem Ausgangssignal des VCO verglichen und ein Fehlersignal erzeugt. Das Fehlersignal wird mit dem Eingang des VCO rückgekoppelt, was ein frequenzstabilisiertes Ausgangssignal des VCO zur Folge hat. Durch Verwendung von variablen Frequenzteilern und -zählern lässt sich die Ausgangsfrequenz im Vergleich zur Referenzfrequenz verstimmen. Das Ausgangssignal des VCO wird über einen Leistungsverstärker verstärkt und dient als Signalquelle für die weitere Vervielfacherkette. Das Prinzip eines Vervielfachers beruht darauf, dass an Bauteilen mit nichtlinearer Widerstands-Kennlinie oder span-

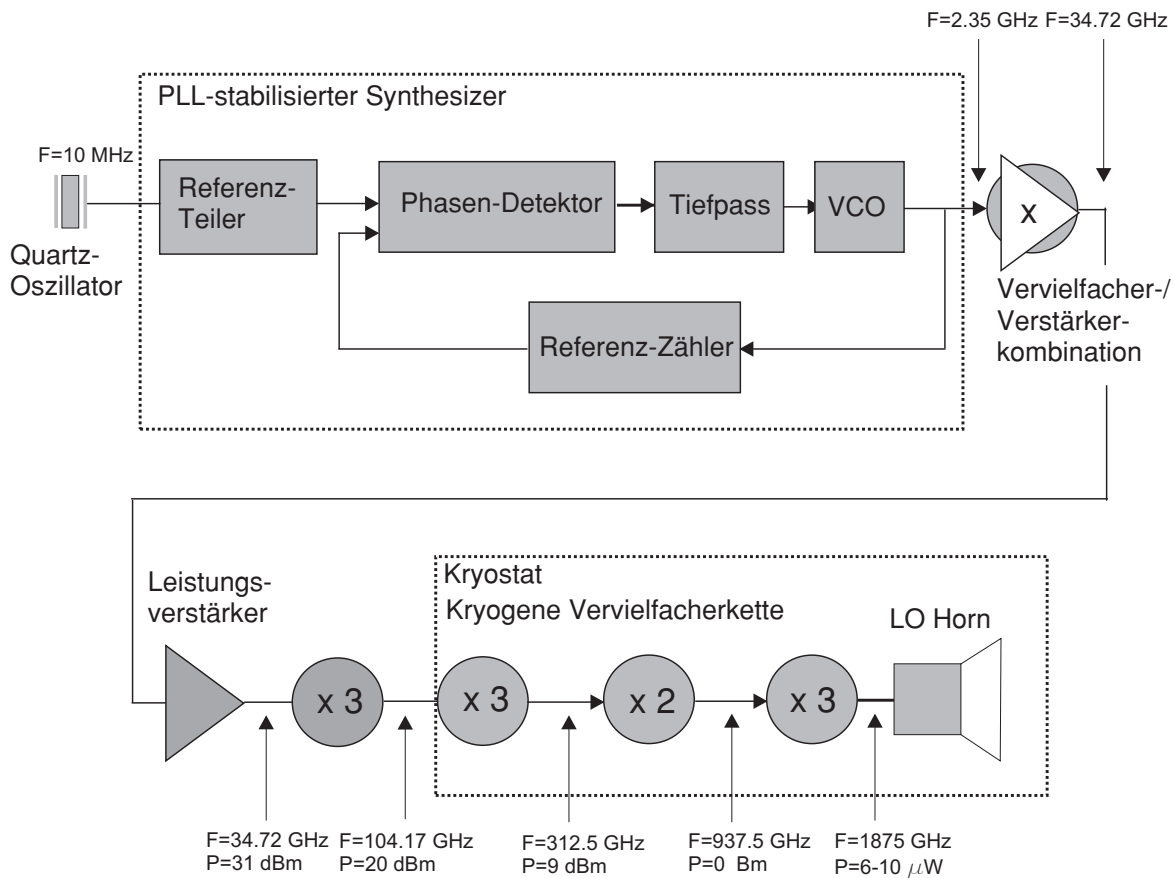


Abbildung 6.8: Schematischer Aufbau des Lokaloszillator-Systems von Radiometer Physics

nungsabhängiger Kapazität höhere Harmonische einer von außen zugeführten Grundfrequenz erzeugt werden. Im Millimeter-, Submillimeter- und FIR-Bereich eignen sich dafür Schottkydioden-Vervielfacher. Diese Vervielfacher besitzen dasselbe nichtlineare Verhalten wie Schottkydioden-Mischer, können aber mehr Leistung aufnehmen und arbeiten ohne Bias-Spannung. Dazu muss die elektrische Kapazität der Diode genau auf die fundamentale Eingangsfrequenz und die höher-harmonischen Ausgangsfrequenzen abgestimmt sein. Ebenso müssen die Fundamentalfrequenz am Diodenausgang und die harmonischen Frequenzen am Dioden-Eingang durch Filterung unterdrückt werden. Da der Wirkungsgrad eines Vervielfachers stark mit der Ordnung der Harmonischen abnimmt, ist normalerweise höchstens eine Verdreifachung der Grundfrequenz erzielbar. Zur Erzeugung eines Ausgangssignals im THz-Bereich werden daher mehrere Vervielfacher und

zwichengeschaltete Leistungsverstärker zu Lokaloszillatorketten kaskadiert. In Abbildung 6.8 ist der geplante Aufbau der TELIS-LO-Kette dargestellt: Ausgangspunkt ist die von einem PLL-stabilisierten Synthesizer erzeugte Grundfrequenz von 2,35 GHz, die mittels einer Vervielfacher-Verstärkerkombination auf 34,72 GHz umgesetzt wird. Mittels eines Leistungsverstärkers wird das Signal auf ca. 31 dBm verstärkt. Ein Frequenzverdrehfacher erzeugt eine Ausgangsfrequenz von 104,17 GHz bei 20 dBm. Alle weiteren passiven Vervielfacherstufen, also zwei Verdrehfacher und ein Verdoppler befinden sich innerhalb des Kryostaten. Durch diese kryogene Vervielfacher-Kombination wird eine Ausgangsfrequenz von 1875 GHz erzeugt, die angestrebte Ausgangsleistung beträgt ca. $6 \mu\text{W}$ bis $10 \mu\text{W}$. Der Lokaloszillator wird mit einem Hornstrahler (Diagonalthorn) versehen. Da der Synthesizer in Schritten zu 1 KHz zwischen 2,35 GHz und 2,50 GHz durchstimmbare ist, ergibt sich für die Ausgangsfrequenz des Lokaloszillators eine Abstimmbarekeit von 1875 GHz bis 1786 GHz (Schrittweite 756 kHz), so dass alle Zielmoleküle (siehe Anhang A) erfasst werden können.

6.3 Diplexer

Die räumliche Überlagerung von Signal- und LO-Strahlung erfolgt im Diplexer, der in Form eines mit Polarisationsfiltern arbeitenden Martin-Puplett-Interferometers [63] realisiert ist. Abbildung 6.9 zeigt schematisch die Funktionsweise eines solchen Interferometers: Die in das Interferometer eintretende horizontal polarisierte LO-Strahlung wird vom Polarisationsfilter P1 transmittiert, die eintretende vertikal polarisierte Signalstrahlung reflektiert. Beide treffen zueinander senkrecht polarisiert auf den Strahlteiler D1. Dessen Polarisationsrichtung ist im Vergleich zu P1 um 45° gedreht, so dass sowohl LO- als auch Signalstrahlung in einen transmittierten und einen reflektierten Anteil (Pfade A und B) aufgespalten werden. Beide Teilstrahlen werden an sog. „Rooftops“ reflektiert und interferieren erneut an D1. Der Gangunterschied x zwischen Pfad A und B ist äquivalent einem Phasenunterschied Δ zwischen beiden Teilstrahlen, was zur Folge hat, dass der rekombinierte Strahl hinter D1 elliptisch polarisiert das Interferometer verläßt. Die Elliptizität der Polarisation variiert dabei periodisch mit dem Phasenunterschied Δ . Das Polarisationsfilter P2 ist analog zu P1 aufgebaut (Fall 1) oder alternativ um 90° zu P1 gedreht (Fall 2). Hinter P2 sind sowohl Signal- als auch LO-Strahlung *in derselben Ebene* wieder linear polarisiert. Die Intensität sowohl der Signalstrahlung als auch der LO-Strahlung hinter P2 variiert dabei periodisch mit dem Phasenunterschied Δ gemäß

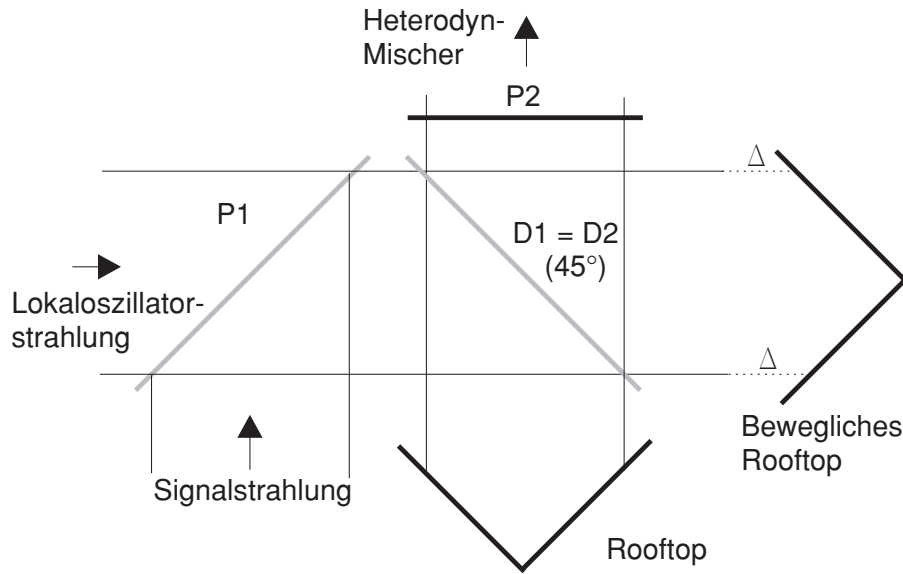


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung der Realisierung eines Diplexers in Rooftop-Konfiguration.

$$I_p = \frac{I_0}{2} \left(1 + \cos \frac{2\pi\Delta}{\lambda} \right) \quad (6.1)$$

$$I_t = \frac{I_0}{2} \left(1 - \cos \frac{2\pi\Delta}{\lambda_S} \right) \quad (6.2)$$

Dabei ist I_0 die Intensität der in P1 eintretenden Strahlung, I_p die hinter P2 austretende Strahlung, falls P2 parallel zu P1 polarisiert (Fall 1), I_t die hinter P2 austretende Strahlung, falls P2 senkrecht zu P1 polarisiert (Fall 2). Ferner ist $\Delta = \frac{2\pi x}{\lambda}$ die durch den Gangunterschied x erzeugte Phasendifferenz. Bei geeigneter Wahl von Δ transmittiert der Diplexer hinter P2 sowohl Lokoszillator- als auch Signalstrahlung mit maximaler Intensität und identischer Polarisationsrichtung, d.h. die Polarisation der Signalstrahlung wird um 90° gedreht, während die der Lokoszillator-Strahlung unverändert bleibt. Die Bedingungen für den Gangunterschied Δ für maximale Einkopplung von LO- und Signalstrahlung in den Heterodyn-Mischer sind:

$$\cos \left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda_S} \right) = -1 \quad (6.3)$$

$$\cos \left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda_{LO}} \right) = 1 \quad (6.4)$$

Beide Gleichungen lassen sich in die Form

$$\cos\left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda_{LO}}\right) \cos\left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda_S}\right) = -1 \quad (6.5)$$

umformen. Eine weitere einfache trigonometrische Umformung ergibt:

$$\cos\left[2\pi\Delta\left(\frac{1}{\lambda_{LO}} - \frac{1}{\lambda_S}\right)\right] + \cos\left[2\pi\Delta\left(\frac{1}{\lambda_{LO}} + \frac{1}{\lambda_S}\right)\right] = -2. \quad (6.6)$$

Für Heterodynempfänger gilt typischerweise $|\frac{1}{\lambda_{LO}} - \frac{1}{\lambda_S}| \ll |\frac{1}{\lambda_{LO}} + \frac{1}{\lambda_S}|$. Durch Einführung von $\lambda_{ZF} = |\frac{1}{\lambda_{LO}} - \frac{1}{\lambda_S}|^{-1}$ und Kombination mit obigem Ausdruck ergibt sich für den erforderlichen Gangunterschied

$$\Delta = \frac{\lambda_{ZF}}{2} \quad (6.7)$$

Dieser Wert kann durch Variation so optimiert werden, dass der zweite Kosinusterm in Gl. 6.6 den Wert -1 annimmt, so dass LO- und Signalstrahlung maximiert sind. Angewandt auf den TELIS-Heterodynempfänger ergibt sich für das OH-Triplett bei 1,8 THz: $f_{OH} = 1837,78$ GHz, $f_{LO} = 1832,78$ GHz, $f_{ZF} = 5$ GHz. Aus Gl. 6.11 ergibt sich für den Gangunterschied $\Delta = 29,979$ mm. Aus der Maximierung von Gl. 6.6 folgt $\Delta_{opt} = 30,016$ mm, d.h. der Diplexer muss wegen $\Delta = m \lambda_S$ auf das 184. Maximum eingestellt werden.

Aufbau des TELIS-Diplexers

Für den Diplexer des 1,8 THz-Empfängers muss zur Maximierung von Gl. 6.6 der Gangunterschied Δ in kryogener Umgebung über einen Bereich von mindestens $100 \mu\text{m}$ variabel einstellbar sein. Das für den 1,8 THz-Empfänger ausgewählte Diplexersystem wurde von SRON für das Satelliteninstrument HIFI¹ entwickelt [64].

In Abbildung. 6.10 ist der Aufbau des Diplexers dargestellt. Dieser setzt sich aus einer Hauptstruktur zusammen, die einen der beiden Reflektoren („Rooftops“) und den Strahlteiler D1 aufnimmt, sowie einer rotierbaren Unterstruktur, auf der der zweite Reflektor montiert ist. In die Hauptstruktur ist ein Permanentmagnet eingepasst, in die Unterstruktur ein Aktuator. Durch Variation des Spulenstroms kann die Auslenkung der Unterstruktur relativ zur Hauptstruktur variiert werden, was einen variablen Bereich für den Gangunterschied Δ über einen Bereich von ca. $300 \mu\text{m}$ mit einer Genauigkeit von

¹Heterodyne Instrument for the Far Infrared

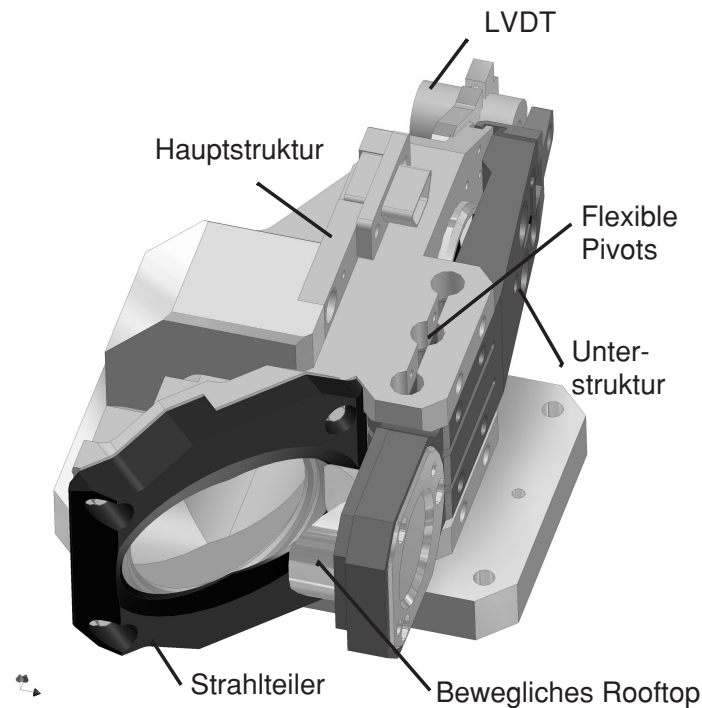


Abbildung 6.10: Aufbau des Diplexers.

bis zu $3\ \mu\text{m}$ erlaubt. Die mechanische Verbindung zwischen Haupt- und Unterstruktur wird durch flexible *Pivots* hergestellt. Die Ansteuerung des Diplexers während des Betriebs im Kryostaten erfolgt elektronisch. Als Aktuator wird ein Lautsprechermotor verwendet, der bei geringem Leistungsverbrauch (unter 100 mW) das zur Auslenkung der Unterstruktur notwendige Drehmoment erzeugt. Um die Positioniergenauigkeit auf bis zu $1\ \mu\text{m}$ zu erhöhen, ist es möglich, mittels einer Regelschleife die absolute Position der Unterstruktur auszulesen und eine etwaige Abweichung von der Sollposition auszuregeln. Die aktuelle Position wird durch einen LVDT („Linear Voltage Differential Transducer“ bestimmt.

Zur Überprüfung der optischen Qualität des Diplexers wurde dessen Transmissionscharakteristik bestimmt. Dazu wurde Lokaloszillatorstrahlung (1,6 THz) in den Diplexer eingekoppelt und die transmittierte Leistung mit Lock-In-Technik bestimmt. Die zugehörige Transmissionskurve in Abhängigkeit vom eingestellten Gangunterschied Δ ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Die maximale Unterdrückung des LO-Signals durch den Diplexer beträgt mindestens -22 dB, die maximale Transmission -0,2 dB. Mit Gl. 6.1 kann der absolute Gangunterschied Δ des Diplexers berechnet werden. Dazu wird die

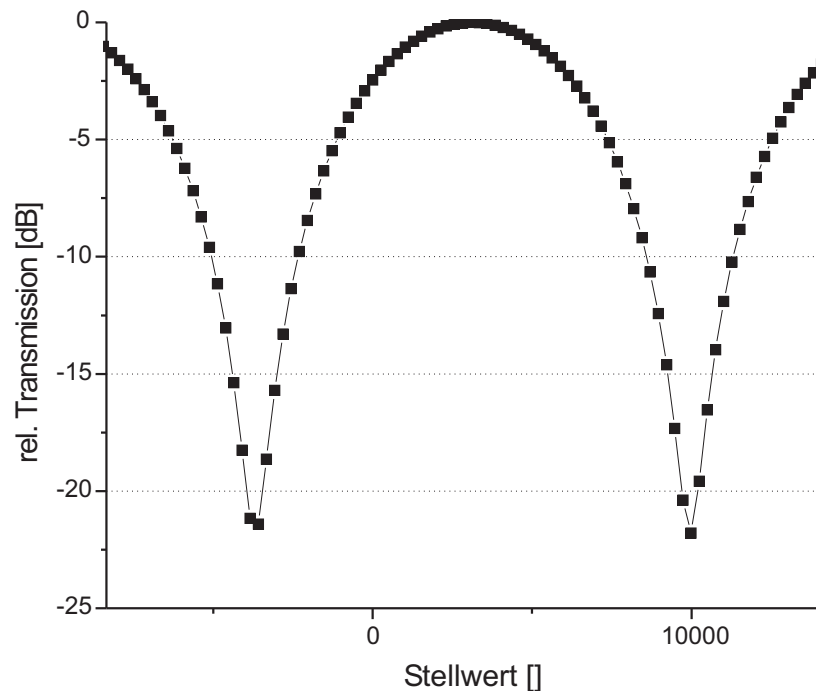


Abbildung 6.11: Transmissionscharakteristik des Diplexers bei 1,6 THz.

Transmission in Abhängigkeit von der Position des beweglichen Reflektors bei zwei verschiedenen Lokaloszillatorfrequenzen f_1 und f_2 bestimmt und daraus die Ordnung der gemessenen Maxima relativ zum Gangunterschied ($\Delta = 0$) berechnet. Als Lokaloszillatorfrequenzen können die FIR-Emissionslinien bei 1626 GHz und 2518 GHz verwendet werden. Zur Bestimmung des absoluten Gangunterschieds wird das vom FIR-Laser erzeugte Lokaloszillatorsignal nach Durchlaufen des Diplexers durch einen Pyrodetektor gemessen. Während der Messung wird die Position des beweglichen Roothops verändert, was zu einer sinusförmigen Oszillation der transmittierten Lokaloszillatorleistung führt.

Die resultierenden Messkurven sind für zwei LO-Frequenzen in Abbildung 6.12 rechts gezeigt. Durch Vergleich mit dem Fall $\Delta=0$, der einer positive Interferenz für beide Lokaloszillatorfrequenzen entspricht, bestätigt sich die erwartete Ordnung des Maximums für $f_{LO}=1,6$ THz zu $m=160$. Damit lässt sich die absolute Phasendifferenz Δ des Diplexers in Abhängigkeit vom Stellwert z kalibrieren. Als Kalibrationsgleichung ergibt sich:

$$\Delta(z) = \frac{2183324 - z}{13646} 0,18 \quad (6.8)$$

Dabei ist z der dezimale Stellwert des Diplexer-Aktuators und Δ der absolute Gang-

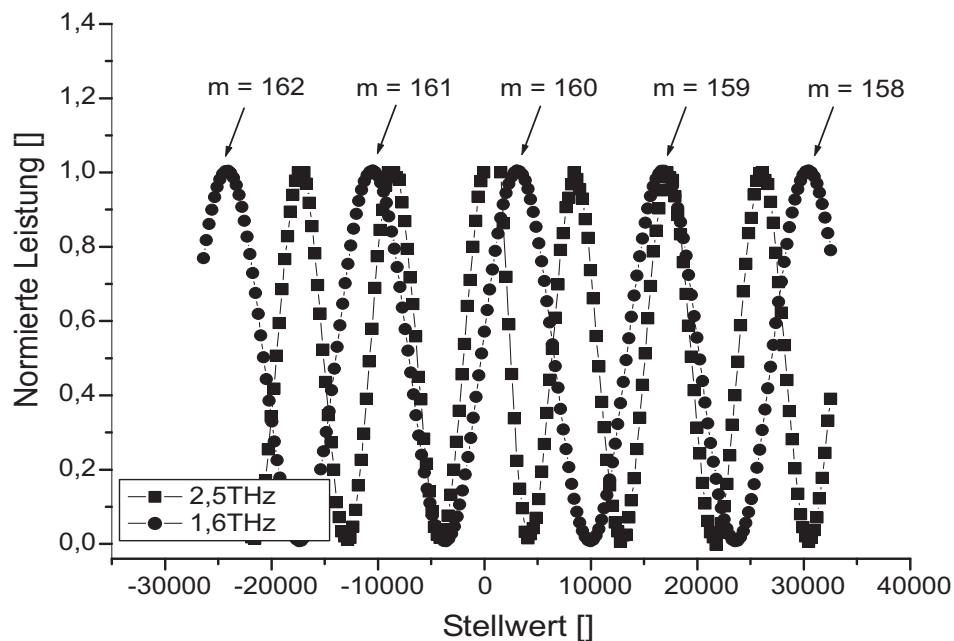


Abbildung 6.12: Bestimmung des absoluten Gangunterschieds Δ . Durch Messung der Diplexer-Transmission bei zwei verschiedenen Frequenzen (hier: 1627 GHz und 2518 GHz) kann der absolute Gangunterschied Δ berechnet werden.

unterschied.

6.4 Seitenbandfilter

Durch Anpassung des Gangunterschieds kann das Martin-Puplett-Interferometer als Seitenbandfilter betrieben werden. Aufgabe des Seitenbandfilters ist eine maximale Transmission des Signalseitenbandes und eine maximale Unterdrückung des Bildseitenbandes. Dies entspricht folgendem Zusammenhang zwischen dem Gangunterschied Δ , der Wellenlänge des Signalseitenbandes λ_{Sig} und der Wellenlänge des Bildseitenbandes λ_{Bild} :

$$\cos\left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda_{Sig}}\right) = 1 \quad (6.9)$$

$$\cos\left(\frac{2\pi\Delta}{\lambda_{Bild}}\right) = -1 \quad (6.10)$$

Durch Umformung ergibt sich für die einzustellende Phasendifferenz Δ_{SSB} :

$$\Delta_{SSB} = \frac{\lambda_{ZF}}{4} \quad (6.11)$$

wobei λ_{ZF} die Wellenlänge der zugehörigen Zwischenfrequenz ist. Der optimierte Wert für eine maximale Transmission des Signalseitenbandes ergibt für eine Zwischenfrequenz von 5 GHz eine Phasendifferenz $\Delta=15,009$ mm. Mit $\Delta_{SSBopt} = m\lambda_{sig}$ folgt $m = 92$, d.h. das Seitenbandfilter muss auf das 92. Maximum eingestellt werden.

Analog zum Diplexer wurde auch für das Seitenbandfilter die Transmissionscharakteristik vermessen. Es ergibt sich eine maximale Unterdrückung von mindestens -22 dB. Um das störende Bildseitenband optimal unterdrücken zu können, ist die Kenntnis der tatsächlichen absoluten Phasendifferenz $\Delta(x)$ in Abhängigkeit vom eingestellten Stellwert x des Aktuators erforderlich. Die Kalibration des Seitenbandfilters erfolgt ebenso wie die des Diplexers durch Messung der Transmission bei zwei LO-Frequenzen. Die Kalibrationsgleichung für die Phasendifferenz als Funktion des Stellwertes z ergibt:

$$\Delta(z) = \frac{1133875 - z}{14269} 0,1843 \quad (6.12)$$

Dabei ist z der dezimale Stellwert des Diplexer-Aktuators und Δ der absolute Gangunterschied.

6.5 Hot-Electron-Bolometer-Mischer

Bolometer eignen sich grundsätzlich als Detektoren, die in Heterodynempfängern als Mischerelemente verwendet werden können [65]. In Abbildung 6.13 ist der Aufbau eines Bolometers schematisch dargestellt: Die einfallende Strahlung wird vom Bolometer absorbiert. Dadurch erhöht sich die Temperatur des Bolometers mit Wärmekapazität C . Die Wärme kann durch eine thermische Verbindung (Leitfähigkeit G) an ein Bad (Temperatur T_{Bad}) abgeführt werden. Die limitierende Größe eines als Mischer arbeitenden Bolometers ist die Antwortzeit $\tau_0 = \frac{C}{G}$, durch die die maximal mögliche Zwischenfrequenz (ZF) bestimmt ist. Betrachtet man das Bolometer vereinfacht als RC-Glied, so ergibt sich für die maximale Zwischenfrequenz:

$$f_{ZFmax} = \frac{1}{2\pi\tau_0}. \quad (6.13)$$

Herkömmliche Bolometer besitzen Antwortzeiten $\tau \gg 1$ ns, so dass die für Heterodynwendungen notwendige Bandbreite von einigen Gigahertz nicht erreicht werden kann [66].

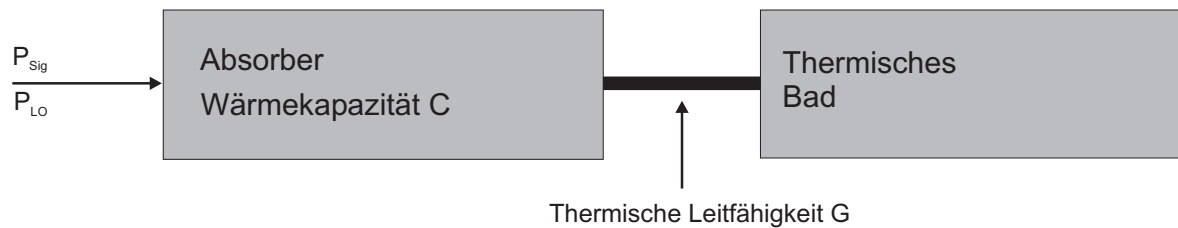


Abbildung 6.13: Funktionsweise eines Bolometers.

Funktionsweise eines Hot-Electron-Bolometer

In Supraleitern können bei sehr tiefen Temperaturen Elektronen und Phononen voneinander entkoppeln und unabhängig voneinander ein thermisches Gleichgewicht ausbilden. Bei Absorption von einfallender Strahlung werden Cooper-Paare aufgebrochen und Quasiteilchen gegenüber dem Kristallgitter aufgeheizt, was zu einer Erhöhung des elektrischen Widerstands führt. Da zunächst nur das Elektronengas aufgeheizt wird („Hot Electrons“), nicht aber das Kristallgitter selbst, ist die Wärmekapazität C extrem klein, so dass in supraleitenden Mikrobrücken die für Heterodyn-Anwendungen notwendigen kleinen Zeitkonstanten erreicht werden können [67, 68]. Eine als „Hot-Electron-Bolometer“ (HEB) betriebene supraleitende Mikrobrücke besteht aus einem supraleitenden dünnen Streifen, der auf ein Substrat (z.B. Silizium) aufgedampft wird (siehe Abbildung 6.14). Der supraleitende Streifen wird auf die Temperatur von flüssigem Helium (4,2 K) abgekühlt und durch einen BIAS-Versorgungsstrom und einfallende Lokoszillatorstrahlung auf die Übergangstemperatur zwischen normal- und supraleitendem Zustand (T_c) aufgeheizt. In diesem Zustand sind die Randbereiche der Mikrobrücke noch im supraleitenden Zustand, während sich der zentrale Bereich des Streifens im normalleitenden Zustand befindet. Der Bereich der Mikrobrücke, der sich nicht mehr im supraleitenden Zustand befindet, wird „Hot Spot“ genannt. Die physikalische Ausdehnung des Übergangsbereichs hängt beim Hot-Electron-Bolometer von der Intensität der absorbierten Strahlung ab. Die absorbierte Strahlungsenergie wird von den Elektronen des Bolometers aufgenommen, was zu einer kurzzeitigen Erhöhung der Elektronen-Temperatur T_e führt. Nach der Zeitspanne τ_{e-e} teilt das aufgeheizte Elektron die aufgenommene Energie mit anderen Elektronen. Die Abkühlung der Elektronen erfolgt über Wechselwirkung sowohl mit den Phononen des Supraleiters als auch mit dem Substrat. Dazu wird von einem heißen Elektron nach der Zeitspanne τ_{e-p} ein Phonon erzeugt, das wiederum nach der Zeit τ_{ps} in das Substrat übergeht. Damit sich die Elektronen aufheizen können, muss

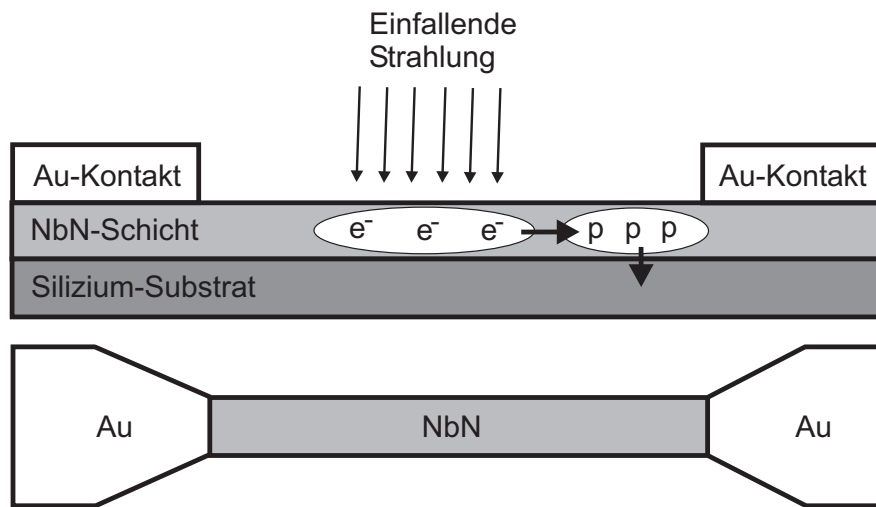


Abbildung 6.14: Aufbau und Funktionsweise eines HEB. Das eigentliche Hot-Electron-Bolometer besteht aus einem ca. 5 nm dicken NbN-Film, der auf ein Basissubstrat aufgebracht. Die elektrische Ankopplung erfolgt durch zwei Goldkontakte (Dicke ca. 80 nm).

$\tau_{e-e} \ll \tau_{e-p}$ erfüllt sein. Ferner muss die Zeitkonstante für den Austritt der Phononen in das Substrat τ_{p-s} wesentlich kleiner sein als die Energieübertragungszeit zwischen Phononen und Elektronen τ_{p-e} , d.h. es muss $\tau_{p-s} \ll \tau_{p-e}$ gelten. Wegen

$$\tau_{p-s} = \frac{4d}{\alpha c_S} \quad (6.14)$$

wobei d die Schichtdicke des Filmes, α der Transmissionskoeffizient des Phonons an der Grenzfläche zwischen Film und Substrat und c_S die Schallgeschwindigkeit sind, folgt, dass die Dicke des Filmes möglichst klein sein soll [69]. Supraleitende Filme aus NbN und NbTiN ($T_c \approx 9$ K) besitzen die geforderten Eigenschaften [70, 71]. Eine für Heterodyn-Anwendungen wichtige Eigenschaft des Hot-Electron-Bolometer-Mischer ist ein sehr geringes Eigenrauschen, das nahe am Quantenrauschlimit liegt. Zudem weist es eine hohe Konversionseffizienz und eine niedrige benötigte LO-Pumpleistung im Nanowatt-Bereich auf. Damit kommen als LO-Strahlungsquellen, die im FIR nur bei bestimmten diskreten Frequenzen emittieren, nicht nur Gaslaser mit hoher Emissionsleistung im Milliwatt-Bereich in Frage, sondern auch kompakte Festkörper-Lokaloszillatoren mit durchstimmbarer Emissionsfrequenz. In Verbindung mit festkörper-basierten LO-Systemen (mechanisch kompakt, niedriger elektrischer Leistungsverbrauch) sind HEB-Mischer daher auch

gut für den Einsatz auf Ballon- oder Satelliteninstrumenten geeignet.

Weitere Vorteile von HEB gegenüber anderen Heterodynischelementen:

- Die Empfangsfrequenz von HEB ist nicht wie z.B. bei SIS-Mischern nach oben beschränkt.
- HEB besitzen keine Blindwiderstände, so dass die RF-Impedanz leicht angepasst werden kann.
- Es gibt keine störenden höheren harmonischen Mischprodukte.

HEB als Heterodynischer

Bei der Verwendung als Heterodynischer absorbiert das HEB die Heizleistung

$$P(V) = \frac{V^2}{R_{HEB}} \quad (6.15)$$

$P(V)$ ist die Gesamtleistung, die auf das Bolometer in Abhängigkeit von der RF-Spannung V der einfallenden Strahlung trifft, R_{HEB} der elektrische Widerstand des HEB.

Die elektrische Spannung V besteht aus Beiträgen der Lokaloszillatorstrahlung V_{LO} und der Signalstrahlung V_{Sig} :

$$V = V_{LO} \cos(\omega_{LO} t) + V_{Sig} \cos(\omega_{Sig} t) \quad (6.16)$$

Dabei ist ω_{LO} die Frequenz der Lokaloszillatorstrahlung, ω_{Sig} die Frequenz der Signalstrahlung. Einsetzen von Gl. 6.16 in Gl. 6.15 liefert:

$$P(V, t) \propto [V_{LO} \cos(\omega_{LO} t) + V_{Sig} \cos(\omega_{Sig} t)]^2 = \quad (6.17)$$

$$= \overline{V_{LO}^2} + \overline{V_{Sig}^2} + \frac{1}{2} V_{LO} V_{Sig} \cos[(\omega_{LO} + \omega_{Sig}) t] + \quad (6.18)$$

$$+ \underbrace{\frac{1}{2} V_{LO} V_{Sig} \cos[(\omega_{LO} - \omega_{Sig}) t]}_{ZF-Signal} \quad (6.19)$$

Die Absorption der RF-Strahlung und die damit verbundene Aufheizung der Elektronen führt zu einer Ausdehnung des Übergangsbereichs in der Mikrobrücke. Dadurch

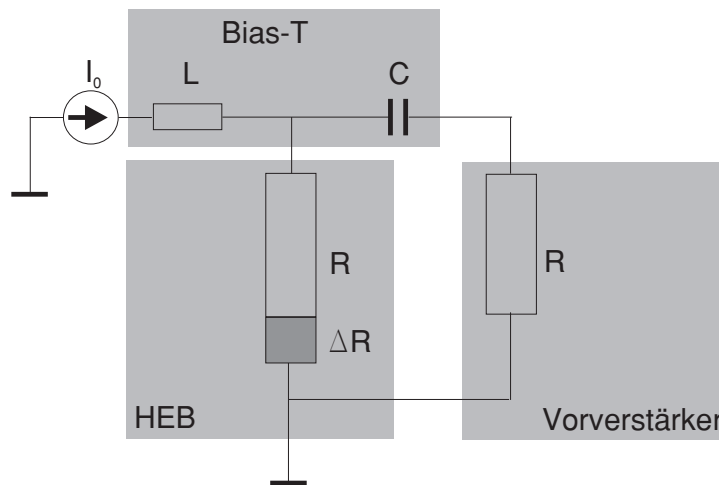


Abbildung 6.15: Ersatzschaltbild eines Hot Electron Bolometers. Die Auskopplung des ZF-Signals erfolgt mittels eines sog. *BIAS-T*, das aus einem Kondensator (Kapazität C zur Auskopplung des RF-Signals) und einer Induktionsspule (Induktivität L zur Vermeidung von Rückkopplungseffekten) besteht.

erhöht sich die Impedanz des HEB um $dR = \frac{\partial R_0}{\partial P} dP$. Die Impedanzänderung im Bolometer kann aber nur dem Schwebungsterm in Gl. 6.19 („ZF-Signal“) mit der Schwebungsfrequenz $\omega_{ZF} = |\omega_{LO} - \omega_{Sig}|$ folgen. Die Impedanz des Bolometers wird mit der Zwischenfrequenz ω_{ZF} moduliert, so dass das HEB als Heterodyn mischer arbeitet. In Abbildung 6.15 ist das elektrische Ersatzschaltbild eines HEB zusammen mit einem Messverstärker schematisch dargestellt.

Das HEB wird durch Anlegen einer Versorgungsspannung U_{Bias} mit dem Versorgungsstrom I_0 versorgt. Aufgrund der Impedanzänderung des HEB moduliert auch die am HEB abfallende elektrische Spannung mit der Zwischenfrequenz. Die Modulation kann mit einem rauscharmen Messverstärker detektiert werden. Die Spule L und der Kondensator C der Schaltung werden dabei zur Trennung von ZF-Antwortsignal und DC-Gleichspannungsanteil verwendet.

„Hot-Spot“-Modell

Für die exakte thermische Beschreibung der Vorgänge in einem HEB wurden verschiedene Modelle entwickelt, die die Lösung der Verteilungsfunktion von Phononen und

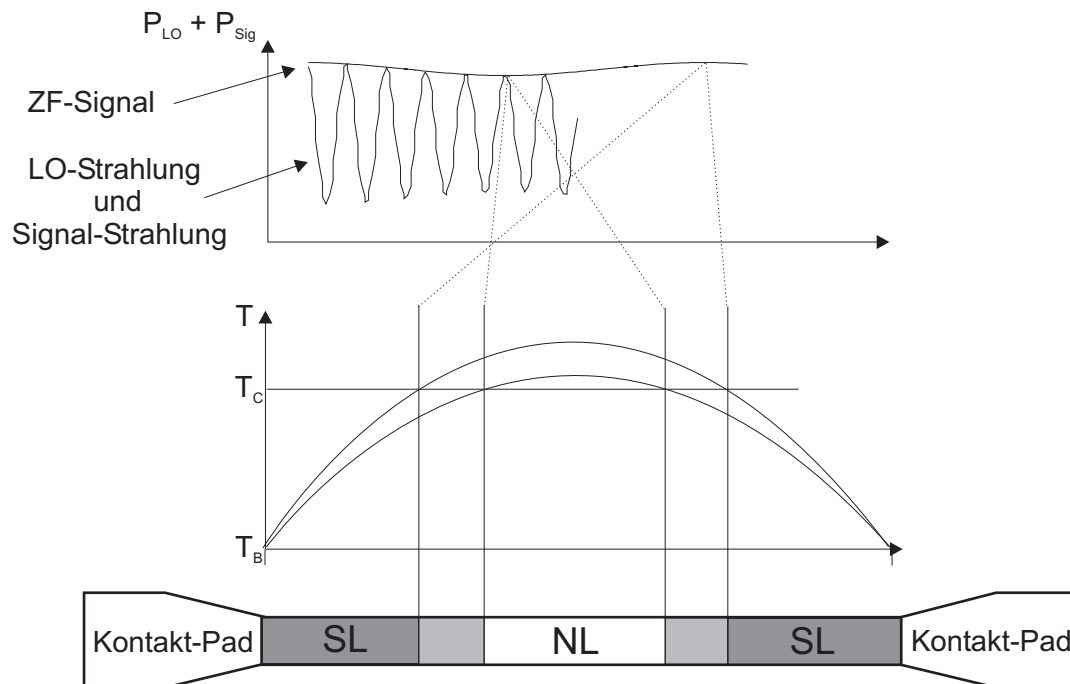


Abbildung 6.16: Temperaturänderung des HEB beim Betrieb als Heterodynemischer. Bereiche mit Temperaturen oberhalb T_c befinden sich im normalleitenden Zustand („Hot Spot“), Bereiche mit $T < T_c$ befinden sich im supraleitenden Zustand. Zwischen normalleitendem und supraleitendem Bereich bildet sich ein Übergangsbereich aus, dessen Ausdehnung mit der Zwischenfrequenz f_{ZF} moduliert.

Elektronen im Supraleiter bzw. Substrat behandeln. Ein einfaches Modell ist das sog. „Hot-Spot“-Modell, das die Strom-Spannungs-Kennlinie eines HEB korrekt vorhersagen kann. Ausgangspunkt des Hot-Spot-Modells ist die Berechnung des Temperaturprofils der Elektronen in Abhängigkeit von der zugeführten Lokalszillatorleistung und der DC-Bias-Spannung U_{Bias} . Der Wärmetransport in der Mikrobrücke wird mittels einer Wärmeleitungsgleichung beschrieben. Dabei wird davon ausgegangen, dass RF-Leistung gleichmäßig über die Mikrobrücke absorbiert wird, während die Dissipation des BIAS-Versorgungsstromes nur innerhalb des Hot-Spot-Bereiches (spezifischer Widerstand $\rho > 0$) erfolgt. Innerhalb des supraleitenden Bereichs gilt:

$$-K \frac{d^2 K}{dx^2} + \frac{C_e}{\tau_{e-p}} (T - T_B) = p_{RF} \quad (6.20)$$

Innerhalb des „Hot-Spot“-Bereiches ist $\rho > 0$:

$$-K \frac{d^2 K}{dx^2} + \frac{C_e}{\tau_{e-p}} (T - T_B) = j^2 \rho + p_{RF} \quad (6.21)$$

Dabei sind p_{RF} die RF-Leistungsdichte, K die thermische Leitfähigkeit und C_e die Wärmekapazität der Elektronen. j ist die Stromdichte des BIAS-Stroms. T und T_B sind die Temperatur der Elektronen bzw. der Kontakt-Pads. Die beiden letzten Terme in Gl. 6.21 beschreiben die dem System zugeführte Leistung, die beiden ersten Terme die Diffusion von Wärme bzw. die Energieübertragung an die Phononen. Eine Lösung der Gl. 6.20 und 6.21 liefert das Temperaturprofil $T(x)$ in der Mikrobrücke. Dabei wird angenommen, dass die Kontakte auf die konstante Temperatur T_B abgekühlt sind. Aus dem erhaltenen Temperaturprofil lassen sich die Länge des „Hot-Spots“ und der elektrische Widerstand des Streifens berechnen. Für eine bestimmte äußere Spannung U_{Bias} kann die Stromdichte j bestimmt und durch Berücksichtigung der Geometrie des supraleitenden Streifens in eine Strom-Spannungs-Kurve umgewandelt werden.

In Abbildung 6.16 ist die Temperaturverteilung $T(x)$ in der Mikrobrücke in Abhängigkeit von der einfallenden RF-Leistung schematisch dargestellt.

Strom-Spannungs-Kennlinie des HEB

Die Strom-Spannungs-Kennlinie eines HEB besteht aus drei verschiedenen Bereichen und ist in Abbildung 6.17 dargestellt. Im Bereich I befindet sich das HEB im supraleitenden Zustand, so dass der Strom I sehr schnell mit zunehmender Versorgungsspannung U_{Bias} ansteigt.

Der Bereich II beginnt mit dem maximal erreichbaren Strom I_c , dem sog. kritischen Strom. Im Bereich II besitzt das HEB einen negativen differentiellen Widerstand. Ab einer bestimmten Versorgungsspannung befindet sich das HEB schließlich im normalleitenden Zustand, der durch ein ohmsches Verhalten gekennzeichnet ist (Bereich III). In den drei Bereichen treten unterschiedliche physikalische Effekte auf:

- Bereich I: Da das HEB sich vollständig im supraleitenden Zustand befindet, ist der elektrische Widerstand vollständig durch den Serienwiderstand der Schaltung (siehe Abbildung 6.15) gegeben. Durch den Bias-Strom I bilden sich magnetische Flußschläuche (Vortices) aus, die an Defekten der Kristallstruktur des NbN-Films festgehalten werden.

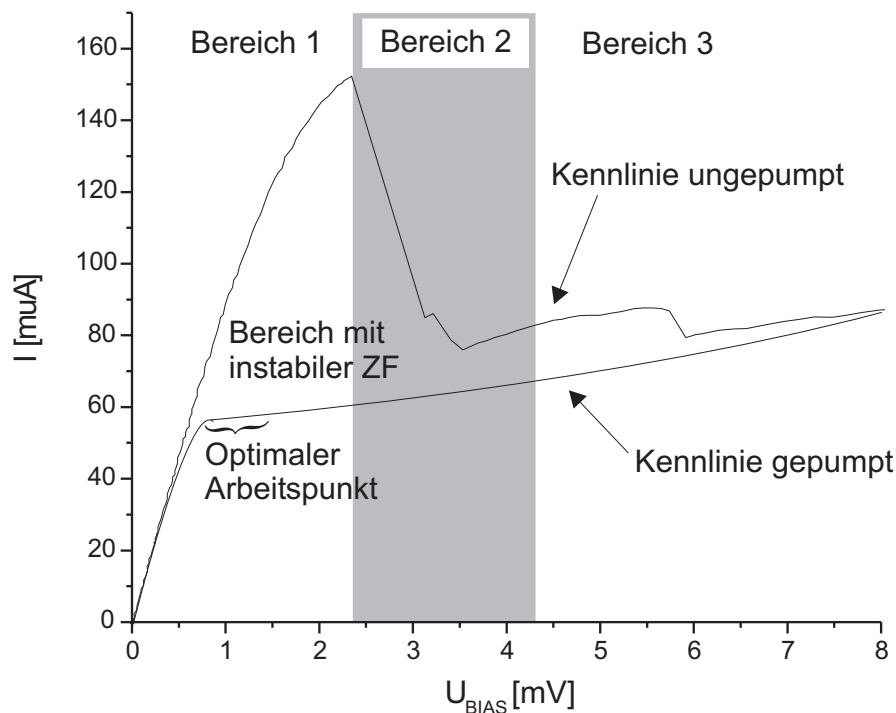


Abbildung 6.17: Gemessene I-U-Kennlinie eines Hot-Electron-Bolometer im ungepumpten und gepumpten Zustand.

- Bereich II: Mit zunehmendem Bias-Strom I wird die damit verbundene Lorentzkraft F_L auf die Vortices ausreichend groß, um diese von den Defekten lösen zu können. Die Vortex-Linien beginnen zu wandern und ein Hot Spot bildet sich aus. Durch die transversale Bewegung der Vortices in der Bolometer-Brücke wird eine elektrische Spannung induziert und Leistung dissipiert. Dadurch steigen Temperatur und elektrischer Widerstand in der Brücke an, so dass der elektrische Strom wieder absinkt. Dadurch werden die Flußschläuche erneut an den Defekten festgehalten und ein neuer Zyklus der Hot-Spot-Bildung beginnt. Die exakte Form der Strom-Spannungs-Kennlinie ist in diesem Bereich probenspezifisch. Die Größe des kritischen Stroms I_c ist abhängig vom Kontaktwiderstand und vom Weg des Stromes vom HEB in die Kontaktflächen.
- Bereich III: Der Hot Spot ist soweit ausgeprägt, dass die instabile zyklische Aufheizung des HEB keinen dominierenden Einfluß auf den elektrischen Widerstand des HEB mehr hat: Das HEB ist normalleitend, der Normalwiderstand des HEB

beträgt zwischen $140\ \Omega$ und $300\ \Omega$.

Durch Einkopplung von ausreichend hoher Lokaloszillator-Leistung kann das HEB ebenfalls in den normalleitenden Zustand gebracht werden, die Bereiche I und II sind durch eine ohmsche Kennlinie ersetzt. Um das HEB als Mischer betreiben zu können, muss gerade soviel Lokaloszillatorleistung eingekoppelt werden, dass sich eine Kennlinie wie in Abbildung 6.17 („Kennlinie gepumpt“) ergibt. Der differentielle Widerstand in Bereich II ist bereits positiv, ohne schon die ohmsche Geradenform angenommen zu haben. Der optimale Arbeitspunkt befindet sich bei Versorgungsspannungen U_{Bias} zwischen $0,5\ \text{mV}$ und $1,5\ \text{mV}$. Bei unzureichend gepumpten Mixern zeigt sich im Bereich II wieder ein negativer differentieller Widerstand. Für niedrigere Versorgungsspannungen ist es prinzipiell möglich, niedrigere Rauschtemperaturen als im optimalen Arbeitspunkt zu messen. Allerdings sind die zu erwartenden Empfindlichkeitsfluktuationen höher als im optimalen Arbeitspunkt, so dass dieser Bereich für radiometrische Anwendungen als wenig geeignet erscheint.

Quasioptische Einkopplung von THz-Strahlung in das HEB

Für die Einkopplung von Lokaloszillator- und Signalstrahlung in einen Heterodynempfänger sind im Submillimeter-Bereich Wellenleiter sehr gut geeignet. Vorteilhaft bei der Verwendung von Wellenleitern sind deren definiertes Antennenprofil und die gute Kopplungseffizienz. Allerdings skaliert die Größe des Wellenleiters mit der Wellenlänge der zu empfangenden Strahlung, so dass die Herstellung bei Frequenzen oberhalb $1\ \text{THz}$ zunehmend schwierig wird. Ferner nimmt aufgrund der sinkenden Skintiefe bei zunehmender Frequenz der Einfluss der Oberflächenrauigkeit in Form von Störungen und Kopplungsverlusten zu [43]. Um diese Problematik zu umgehen, kann die zu empfangende Strahlung direkt mittels einer Planarantenne in die Bolometerbrücke eingekoppelt werden. Diese bei THz-Empfängern häufig verwendete Kombination aus Wellenleitung und Wellenoptik erlaubt die Herstellung von Mischereinheit und integrierter Antenne in einem Fabrikationsprozess. Ein Nachteil der Planarantenne, die durch die hohe dielektrische Konstante ϵ des Antennensubstrat bedingte Abstrahlung in den dielektrischen Halbraum, kann durch Verwendung einer Kombination aus Planarantenne und Linse, der Hybridantenne, minimiert werden. Die Planarantenne wird auf der Rückseite einer Linse mit ähnlichem Brechungsindex ϵ wie die Antenne selbst fixiert (siehe Abbildung 6.18 Mitte). Aufgabe der Silizium-Linse ist die Erhöhung der Richtschärfe gegenüber der Planarantenne, also ein qualitativ hochwertiges Antennendiagramm, und eine gute

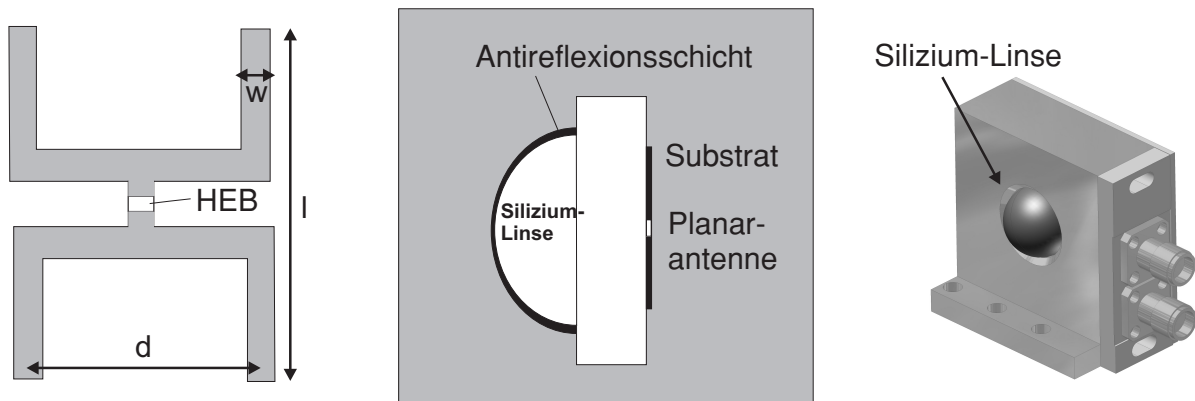


Abbildung 6.18: Links: Schematische Darstellung einer Doppelschlitzantenne. Mitte: Schematischer Aufbau einer erweiterten hemisphärischen Linse mit Antireflexionsbeschichtung und Planarantenne. Rechts: Technische Realisierung eines Mischerblocks mit integriertem HEB.

Kopplungseffizienz für Gauß'sche Strahlen. Eine Linsengeometrie, die diese Anforderungen gut erfüllt, ist die erweiterte hemisphärische Linse („Extended Hemispherical Linse“), eine dielektrische Halbkugel mit Radius r , Brechungsindex n und planarer Erweiterung d vom Kugelmittelpunkt. Diese Linse kann durch eine Variation der planaren Erweiterung d über die hemisphärische Position hinaus an verschiedene quasioptische Systeme angekoppelt werden. Vergrößert man die planare Erweiterung d über den aplanaren Punkt hinaus, so wird bei einem bestimmten Wert d_o die Beugungsgrenze der Linse erreicht, die dann als Linsenantenne arbeitet. Die in dieser Arbeit verwendete Linse wurde aus Silizium-Einkristallen hergestellt, die im Frequenzbereich um 1,8 THz eine sehr niedrige Absorption aufweisen. Der relativ hohe Brechungsindex von Silizium ($n_{\text{Silizium}} = 3,42$) führt zu hohen Reflexionsverlusten an der Linsenoberfläche, die wiederum zu einer Verschlechterung der Empfindlichkeit des HEB führt. Dieser Effekt kann durch Verwendung einer Antireflexionsbeschichtung verringert werden. Parylene C eignet sich sehr gut für den Einsatz in kryogenen Empfängern und besitzt einen Brechungsindex, der nahe am Idealwert $n_{\text{ideal}} = 1,85$ für minimale Reflexionsverluste liegt [72]. Die Kombination aus beugungsbegrenzter Linse und Planarantenne wird als Hybridantenne bezeichnet. Dabei sind die Polarisations-eigenschaften der Hybridantenne durch die Planarantenne bestimmt, während die Antennencharakteristik durch die Linsenantenne festgelegt ist.

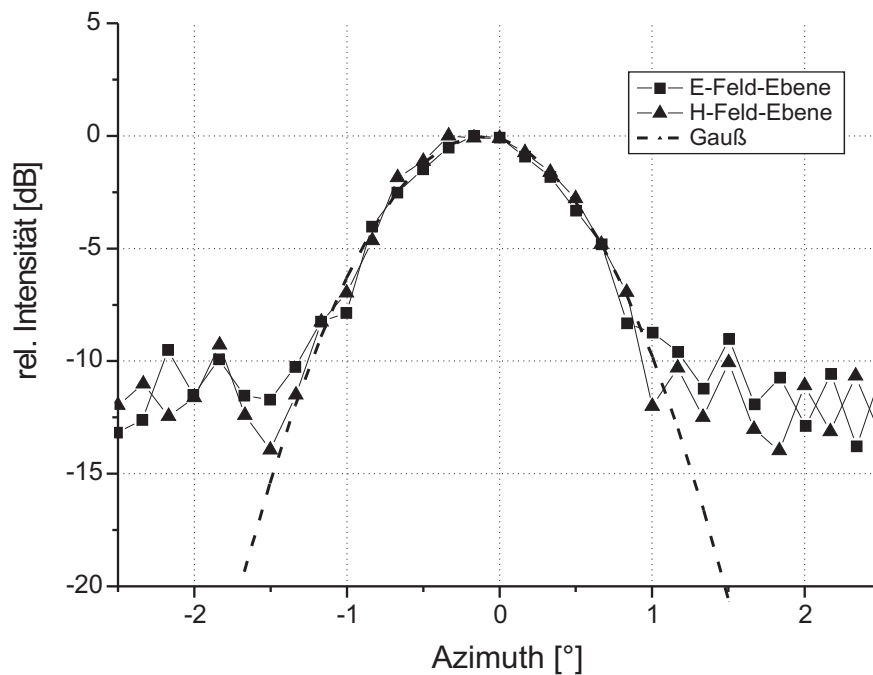


Abbildung 6.19: Gemessene Antennenprofilfunktion eines HEB mit Hybridantenne in Doppelschlitz-Geometrie [73]. Die Messungen erfolgten in E-Feld- und H-Feld-Ebene. Das resultierende Antennenprofil wurde mit einem Gaußprofil gefittet.

In Abbildung 6.18 rechts ist die Integration der Hybridantenne in den „Mischerblock“ dargestellt, wie er in den kryogenen Aufbau des 1,8 THz-Empfängers integriert wird. Als Planarantenne wird eine Doppelschlitzantenne (siehe Abbildung 6.18 links) verwendet [74], für die ein analytisches Modell zur Berechnung von Antennendiagrammen bei einer Grenzschicht Luft-Linse existiert. Demnach ergibt sich für das elektrische Fernfeld der Antenne [75]:

$$E_{\phi} = -\frac{jk_d k_m U_m \cos \theta \cos \phi}{\pi R} \left[\frac{\cos(k_d l \sin \theta \cos \phi/2) - \cos(k_m l/2)}{k_m^2 - k_d^2 \sin^2 \theta \cos \phi} \right] A F_y e^{-jk_d R} \quad (6.22)$$

$$E_{\theta} = -\frac{jk_d k_m U_m \sin \phi}{\pi R} \left[\frac{\cos(k_d l \sin \theta \cos \phi/2) - \cos(k_m l/2)}{k_m^2 - k_d^2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi} \right] A F_y e^{-jk_d R} \quad (6.23)$$

Analog ergibt sich für das magnetische Fernfeld:

$$H_\phi = \frac{jk_d k_m U_m \sin \theta}{\pi R Z_d} \left[\frac{\cos(k_d l \sin \theta \cos \phi/2) - \cos(k_m l/2)}{k_m^2 - k_d^2 \sin^2 \theta \cos \phi} \right] A F_y e^{-jk_d R} \quad (6.24)$$

$$H_\theta = \frac{jk_d k_m U_m \cos \theta \cos \phi}{\pi R Z_d} \left[\frac{\cos(k_d l \sin \theta \cos \phi/2) - \cos(k_m l/2)}{k_m^2 - k_d^2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi} \right] A F_y e^{-jk_d R} \quad (6.25)$$

In diesem Fall ist Z_d die Wellenimpedanz des dielektrischen Materials. Für die in den Schlitzten der Länge l am Ort x erzeugte elektrische Spannung U ergibt sich:

$$U(x) = U_{max} \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda_m} (l/2 - |x|) \right] \quad (6.26)$$

wobei $-l/2 \leq x \leq l/2$ gilt.

F_y beschreibt die Wechselwirkung zwischen den beiden Einzelschlitzten. Weiterhin gilt $k_m = 2\pi/\lambda_m$ und $k_d = 2\pi/\lambda_{diel}$. (λ_m : mittlere Wellenlänge). Die Parameter θ , ϕ und R sind die Koordinaten des Messpunktes.

Abbildung 6.19 zeigt die gemessene Antennenprofilfunktion einer Doppelschlitzantenne. Die -3 dB Strahlweite beträgt typischerweise ca. 1° . Das Antennendiagramm ist symmetrisch mit einer relativen Intensität der Nebenkeulen von weniger als -10 dB. Das Antennendiagramm in Abbildung 6.19 wurde in Kapitel 5 zur Simulation der Ausbreitung quasioptischer Strahlung im Empfänger-Aufbau verwendet.

6.6 Zwischenfrequenzkette

In der Zwischenfrequenz-Kette wird das ZF-Ausgangssignal des Heterodyn timers verstärkt und in den Eingangs-Frequenzbereich des Autokorrelator-Spektrometers frequenzumgesetzt. Die erste Zwischenfrequenz liegt für den 1,8 THz-Empfänger im Bereich von 4 GHz bis 6 GHz. Die Zwischenfrequenzkette (siehe Abb. 6.20) besteht aus drei Komponenten, dem kryogenen Vorverstärker, zwei bei Umgebungstemperatur arbeitenden rauscharmen Mikrowellen-Verstärker und das dem Autokorrelator-Spektrometer vorgeschaltete Zwischenfrequenzsystem („Omni sys-ZF-Einheit“). Innerhalb der Omnisys-ZF-Einheit wird das Zwischenfrequenzsignal über einen Mikrowellenmischer in den Frequenzbereich von 1,8 GHz bis 3,8 GHz heruntergemischt. Dies entspricht dem Eingangsfrequenzbereich des digitalen Autokorrelator-Spektrometers. Der Signalpegel des ZF-Ausgangssignals kann durch einen variablen Mikrowellen-Abschwächer justiert werden.

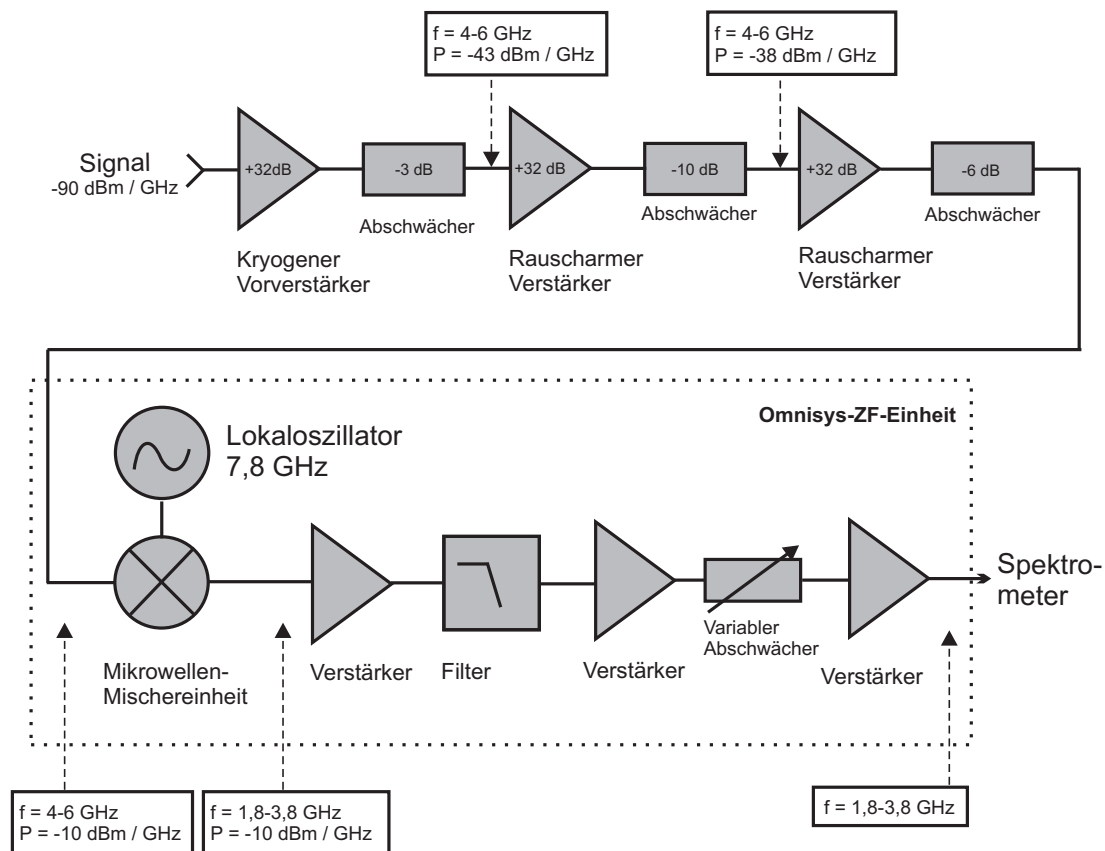


Abbildung 6.20: Schematischer Aufbau der ZF-Kette des 1,8 THz-Empfängers von TELIS.

Die Omnisys-ZF-Einheit beinhaltet auch ZF-Ketten für den Betrieb der beiden Submillimeter-Kanäle.

Der Omnisys-ZF-Kette sind zwei rauscharme Mikrowellenverstärker vorgeschaltet, die das Ausgangssignal des kryogenen Vorverstärkers von -43 dBm/GHz auf -10 dBm/GHz verstärken [76]. Die Rauschtemperatur T_U der beiden Verstärker beträgt weniger als 150 K.

Der im 1,8 THz-Empfänger verwendete kryogene *High Electron Mobility Transistor* (HEMT)-Vorverstärker basiert auf dem InP-Materialsystem, ist zweistufig aufgebaut und arbeitet bei einer Temperatur von 4,2 K in einem Frequenzbereich von 4 GHz bis 12 GHz [77]. Die vom kryogenen Verstärker erzeugte Ausgangs-Rauschleistung beträgt -33 dBm/GHz . Für kryogene Anwendungen im ZF-Frequenzbereich zwischen 1 GHz und 200 GHz eignet sich die InP-basierte HEMT-Technologie. Grundlage der HEMT-Techno-

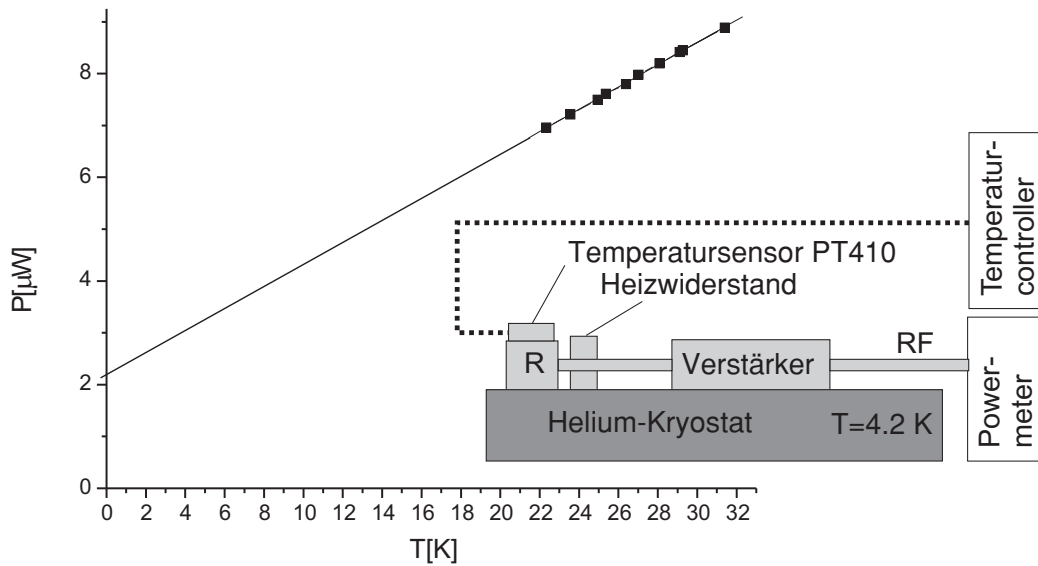


Abbildung 6.21: Bestimmung der Rauschtemperatur T_{HEMT} des kryogenen Vorverstärkers. P ist die mit einem Leistungsmessgerät gemessene Ausgangsleistung des kryogenen Verstärkers, T die durch einen Heizwiderstand variierebare physikalische Temperatur des Lastwiderstands R .

logie ist die Verwendung verschiedener Halbleiter-Materialien mit unterschiedlich großen Bandlücken. Dadurch bildet sich an den Grenzflächen zweier verschiedener Materialien ein zweidimensionales Elektronengas, das wie bei einem Feldeffekt-Transistor als leitfähiger Kanal verwendet werden kann. Da die Elektronenbeweglichkeit in diesem Kanal sehr hoch ist, eignet sich diese Technologie für die hochfrequente Signalverstärkung. Das HEMT-Prinzip ist auf verschiedene Materialsysteme anwendbar. Das Materialsystem InGaAs-InAlAs-InP eignet sich besonders für kryogene Anwendungen, da die Ionisierungsenergie der Donatoren in InAlAs vernachlässigbar klein ist.

Der kryogene Vorverstärker liefert als erstes Element der Zwischenfrequenzkette den dominierenden Beitrag zur Rauschtemperatur T_{ZF} der gesamten Zwischenfrequenzkette:

$$T_{ZF} = T_{HEMT} + \frac{T_U}{G_{HEMT}} + \frac{T_{OZF}}{G_{HEMT}G_U} + \dots \quad (6.27)$$

Dabei sind G_{HEMT} die Verstärkung des kryogenen Verstärkers, T_U und G_U das Eigenrauschen bzw. die Verstärkung der beiden bei Umgebungstemperatur arbeitenden Mikrowellenverstärker und G_{OZF} die Verstärkung der Omnisys-ZF-Einheit.

Der dominierende Beitrag zu T_{ZF} , das Eigenrauschen T_{HEMT} des kryogenen Vorverstärkers, kann experimentell bestimmt werden. Dazu wird der Eingang des Verstärkers mit einem 50Ω -Lastwiderstand verbunden. Die durch den Lastwiderstand am Eingang anliegende Rauschleistung P_R ist proportional zur physikalischen Temperatur T_{phys} des Widerstands: $P_R \propto T_{phys}$. Für die Ausgangsleistung P_{out} des Verstärkers gilt:

$$P_{out} = G_{HEMT} (T_{phys} + T_{HEMT}) \quad (6.28)$$

Durch Messung der Verstärker-Ausgangsleistung P_{out} als Funktion der physikalischen Temperatur T_{phys} des Lastwiderstandes R lässt sich die gesuchte Rauschtemperatur T_{HEMT} ermitteln. Der kryogene Vorverstärker wird dabei im Heliumkryostaten abgekühlt. Der kryogene Isolator zur Stehwellenunterdrückung und das BIAS-TEE zur Einkopplung der BIAS-Spannung in das HEB wurden nicht aus dem Messaufbau entfernt, so dass durch diese Bauteile hervorgerufene Verluste in die Rauschtemperatur T_{HEMT} einfließen. Das Verstärker-Ausgangssignal wird aus dem Kryostaten geführt und die Ausgangsleistung mittels eines Leistungsmessgerätes für verschiedene Temperaturen T_{phys} bestimmt. Die physikalische Temperatur des Lastwiderstands R wird mittels eines PT 400-Temperatursensors gemessen. Die Aufheizung des Lastwiderstands mit Hilfe eines ohmschen Heizwiderstands.

Abbildung 6.21 zeigt die gemessene $P(T) - T$ -Abhängigkeit. Für T_{HEMT} wurde ein Wert von 10 K ermittelt.

6.7 Digitales Autokorrelator-Spektrometer

Eine Möglichkeit zur Bestimmung der spektralen Leistungsdichte besteht in der Berechnung von $S(f)$ über die Autokorrelationsfunktion $R(\tau)$ und anschließende Fourier-Transformation. $R(\tau)$ wird durch Mittelung der zeitlichen Einzelmessungen bestimmt, wobei das Signal $x(t)$ mit seinem um τ zeitversetzten Wert $x(t + \tau)$ multipliziert wird. Auf diesem Verfahren beruht auch das für den 1,8 THz-Empfänger verwendete digitale Autokorrelator-Spektrometer.

Moderne Autokorrelatoren kommen heute auf Erdbeobachtungssatelliten wie z.B. ODIN [32] zum Einsatz. Zu ihren wesentlichen Vorteilen zählt eine hohe Flexibilität in Bezug auf Bandbreite und Auflösungsvermögen, die unterschiedlichen Erfordernissen angepasst werden können [78, 79]. Weiterhin ist es durch die Digitalisierung des analogen Eingangssignals technisch leicht möglich, die Stabilität des Systems soweit zu

erhöhen, dass das Signal-zu-Rausch-Verhältnis des gemessenen Signals durch nahezu beliebige Erhöhung der Integrationszeit gemäß $\Delta T = 1/\sqrt{Bt}$ verbessert werden kann. Das in dieser Arbeit verwendete digitale Autokorrelator-Spektrometer wurde von der Firma Omnisys [80] speziell für den Einsatz auf einer Ballonplattform [81] entwickelt.

Theoretische Grundlagen

Betrachtet man das ZF-Ausgangssignal als endliche stationäre Zeitserie $x(t)$, so läßt sich die zugehörige Fouriertransformierte $x_T(f)$ wie folgt definieren:

$$x_T(f) = \int_{-1/2 T}^{1/2 T} x(t) e^{-2\pi i f t} dt \quad (6.29)$$

Definiert man ferner den Mittelwert $E(f(x))$ einer Funktion $f(x)$ zu

$$E(f(x)) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) p(x) dx \quad (6.30)$$

wobei $p(x)$ die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für $x(t)$ ist, so ergibt sich für den Mittelwert der Fouriertransformation 6.29:

$$E_T(|x(f)|^2) = E \left(\int_{-1/2 T}^{1/2 T} \int_{-1/2 T}^{1/2 T} x(s) x(t) e^{-2\pi i f (t-s)} ds dt \right) \quad (6.31)$$

Da $x(t)$ stationär (d.h. $p(x)$ zeitunabhängig) ist, gilt

$$R_T(\tau) = E_T[x(s) x(s + \tau)] = E_T[x(t - \tau) x(t)] \quad (6.32)$$

Dabei ist $R_T(\tau)$ die Autokorrelationsfunktion (ACF). Einsetzen dieser Beziehung in Gl. 6.31 und Ausführen der Integration bzgl. s liefert:

$$E_T(|x(f)|^2) = T \int_{-1/2 T}^{1/2 T} \left(1 - \frac{|\tau|}{T}\right) R_T(\tau) e^{-2\pi i f \tau} d\tau \quad (6.33)$$

Definiert man die spektrale Leistungsdichte $S(f)$ zu

$$S(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E_T |x(f)|^2 \quad (6.34)$$

so ergeben sich durch Ausführen der Integration in Gl. 6.33 folgende Ausdrücke für $S(f)$ bzw. $R(\tau)$:

$$S(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-2\pi i f \tau} d\tau \quad (6.35)$$

$$R(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) e^{-2\pi i f \tau} df \quad (6.36)$$

Diese Beziehungen werden Wiener-Khinchin-Theorem genannt und zeigen, dass die Autokorrelationsfunktion R und die spektrale Leistungsdichte $S(f)$ über eine Fouriertransformation miteinander verknüpft sind. Die gesamte übertragene Leistung ist durch $R(0)$ gegeben.

Technische Realisierung

Zur Berechnung der Autokorrelationsfunktion wird beim *digitalen* Autokorrelator-Spektrometer das analoge ZF-Ausgangssignal für die Korrelationsbildung digitalisiert. Die Digitalisierung erfolgt dabei auf zwei Niveaus (1 Bit), drei Niveaus (1 1/2 Bit) oder vier Niveaus (2 Bit). Für das Zwei-Niveau-System ergibt sich für die minimale radiometrische Empfindlichkeit

$$\Delta T = \frac{\pi}{2} \frac{T_{sys}}{\sqrt{\Delta \nu \tau}} \quad (6.37)$$

d.h. die minimale Empfindlichkeit ist im Vergleich zur radiometrischen Gleichung 3.14 um einen Faktor $\pi/2$ erhöht. Durch Verwendung von Drei- oder Vier-Niveau-Systemen kann dieser Faktor auf 1,14 erniedrigt werden. Allerdings sind solche 1 1/2-Bit und 2-Bit-Systeme technisch aufwändiger zu realisieren. [82]

In Abbildung 6.22 ist die prinzipielle technische Realisierung eines 2-Niveau-Autokorrelator-Systems dargestellt. Das analoge ZF-Signal $x(t)$ wird gefiltert und auf den für den Digitalisierungsprozess notwendigen Signalpegel verstärkt. Um sicherzustellen, dass die vollständige spektrale Information im digitalisierten Signal enthalten bleibt, wird das analoge Signal $x(t)$ entsprechend dem Nyquist-Theorem vom Digitalisierer („ADC“) mit der doppelten Bandbreite $2B$ abgetastet. Für das digitalisierte Signal $y(t)$ gilt:

$$y(t) = \begin{cases} -1 & : x(t) < 0 \\ +1 & : x(t) \geq 0 \end{cases} \quad (6.38)$$

Mit Hilfe von Verzögerungsgliedern wird das digitalisierte Signal $y(t)$ jeweils um τ zeitversetzt gespeichert. Die zeitversetzten Werte werden mit dem jeweils aktuell abgeta-

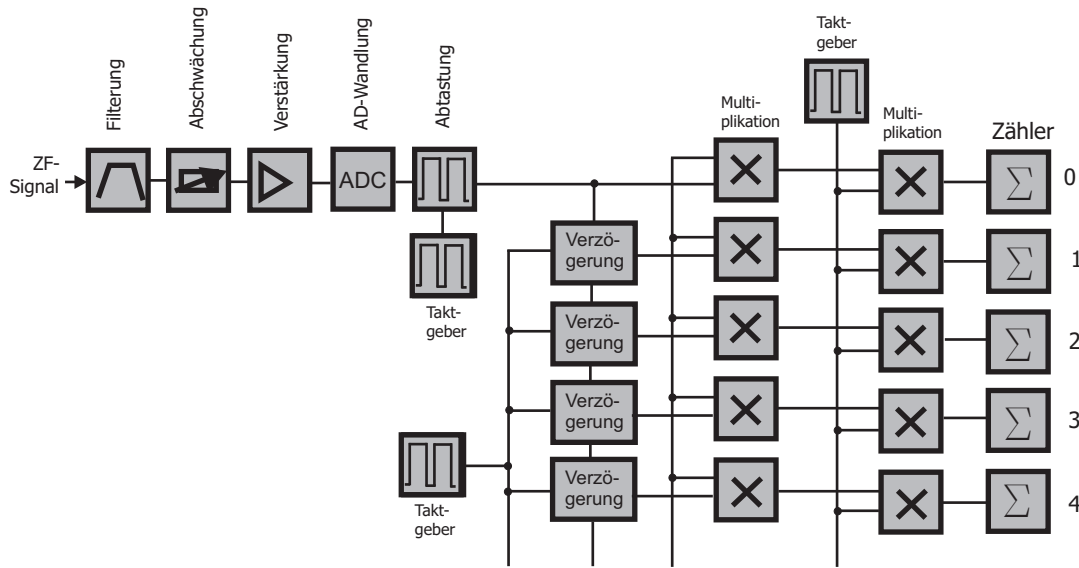


Abbildung 6.22: Schematische Darstellung der Korrelationsbildung beim digitalen Autokorrelator-Spektrometer (Zwei-Niveau-System).

steten digitalisierten Signal multipliziert und das Ergebnis in einem Zähler abgespeichert. Der Inhalt des Zählers ist proportional zur Autokorrelationsfunktion $R(\tau)$ in Gl. 6.32.

Durch die mit der Digitalisierung verbundenen Quantisierung wird grundsätzlich die resultierende Autokorrelationsfunktion R beeinflusst. Der Zusammenhang zwischen den Korrelationsfunktionen $R_x(\tau)$ (vor der Digitalisierung) und $R_y(\tau)$ (nach der Digitalisierung) lässt sich für ein gaußverteiltes Rauschsignal berechnen [82]:

$$R_y(\tau) = \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{R_x(\tau)}{R_x(0)} \quad (6.39)$$

$$R_x(\tau) = R_x(0) \sin [\pi/2 R_y(\tau)] \quad (6.40)$$

Gl. 6.39 wird als „Arcus-Sinus-Gesetz“ bezeichnet, Gl. 6.40 als „Vleck-Clipping-Mechanismus“. Mittels der Gl. 6.39 und 6.40 kann aus dem vom digitalen Autokorrelator-Spektrometer bestimmten $R_y(\tau)$ die zugehörige Autokorrelationsfunktion $R_x(\tau)$ des ZF-Ausgangssignals bestimmt werden. Dieses Verfahren wird als Quantisierungskorrektur bezeichnet.

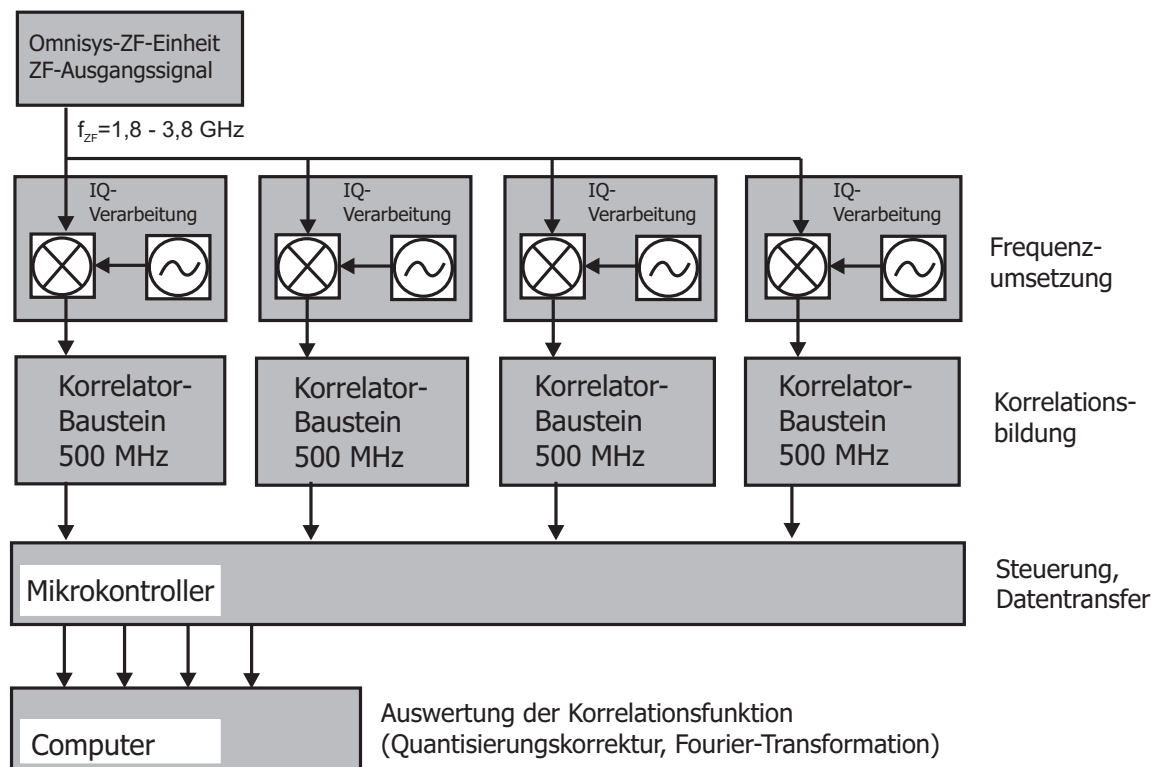


Abbildung 6.23: Aufbau des Autokorrelator-Spektrometers für den 1,8 THz-Empfänger.

Digitales Autokorrelator-Spektrometer für den 1,8 THz-Empfänger von TELIS

In Abbildung 6.23 ist der Aufbau des TELIS- Autokorrelator-Spektrometers für den 1,8 THz-Empfänger schematisch dargestellt.

Für den 1,8 THz-Empfänger liegt das ZF-Ausgangssignal der Omnisys-ZF-Einheit im Frequenzbereich von 1,8 GHz bis 3,8 GHz und wird vier IQ-Konvertern zugeführt, so dass jede IQ-Einheit 500 MHz Bandbreite verarbeitet. Der IQ-Konverter setzt das Ausgangssignal der ZF-Einheit erneut auf die endgültigen Eingangsfrequenzen der Korrelator-Bausteine um. Dabei erzeugt er zwei zueinander um 90° phasenversetzte Ausgangssignale, den sog. I-Strang in Phase mit dem Eingangssignal und den sog. Q-Strang um 90° phasenverschoben. Damit werden zwei 250 MHz breite I- und Q- Signale der Korrelatoreinheit zugeführt, die aus 8 Bausteinen mit je 250 MHz Bandbreite besteht. Mit diesem Verfahren kann später in jedem Korrelator-Baustein das analoge Eingangssignal komplex abgetastet werden, wobei die Abtastfrequenz f_s in jedem Korrelatorbaustein *genau der*

Bandbreite des zu verarbeitenden Signals, also 250 MHz pro Korrelatorbaustein entspricht². Ursache dafür ist eine Symmetriebrechung bei der auf die Digitalisierung und Korrelationsbildung folgenden Fouriertransformation. Im Gegensatz zur Fouriertransformation von rein realen Messgrößen ist das erhaltene Spektrum nicht mehr symmetrisch um den Ursprung, was zu redundanten Informationen bei negative Frequenzen führt, sondern liefert für $f \leq 0$ die beim komplexen Digitalisieren gewonnene spektrale Information, d.h. die Bandbreite B des erzeugten Spektrums ist gleich der Abtastfrequenz f_S . Die Steuerung des Autokorrelator-Spektrometers erfolgt durch einen Mikrokontroller, der die Korrelationsfunktion aus den Korrelatorbausteinen ausliest. Die Weiterverarbeitung der Korrelationsfunktion (Quantisierungskorrektur, Fouriertransformation) erfolgt computergestützt. Eine detaillierte Beschreibung aller Funktionen der Steuerungssoftware des Spektrometers findet sich in [83, 84, 85].

Linearität des Spektrometers

Der Einsatz als Radiometer erfordert vom Heterodynempfänger ein lineares Verhalten für Schwarzkörperstrahlung im Temperaturbereich von 70 K bis 300 K. Der sich daraus ergebene notwendige dynamische Bereich, in dem das Spektrometer linear arbeitet, ist abhängig vom Gesamteigenrauschen des Empfängers, das durch die Gesamtrauschtemperatur T_{SYS} charakterisiert ist. Für eine angenommene Gesamtrauschtemperatur von $T_{SYS}=4000$ K ergibt sich ein geforderter dynamischer Bereich von mindestens 0,5 dB [86].

Die geforderte Linearität des Autokorrelator-Spektrometers wurde mittels folgendem Messaufbau überprüft: Das Eigenrauschen eines $50\ \Omega$ -Widerstandes wird durch eine Verstärkerkette auf die nominelle Eingangsleistung von -10 dBm/GHz der Omnisys-ZF-Einheit verstärkt. Ein Teil der an der Omnisys-ZF-Einheit anliegenden Eingangsleistung wird über einen Mikrowellenweiche ausgekoppelt und einem Spektralanalysator³ zugeführt. Mittels eines vorgeschalteten variablen Abschwächers und des Spektralanalysators wird die anliegende Eingangsleistung bei einer Schrittweite von 1 dBm auf bis zu ± 3 dBm vom Nominalwert variiert und die vom Autokorrelator-Spektrometer gemessene Leistung aufgezeichnet. Für jeden Messpunkt werden dabei drei Spektren gemessen und gemittelt. Aufgrund der geringeren Stabilität des Spektralanalysators wurden mit diesem pro Messpunkt 20 Einzelspektren aufgenommen. Die Linearität wurde bei vier

²vgl. Nyquist-Theorem: $f_S = 2B$

³Typ Anritsu MS2663C

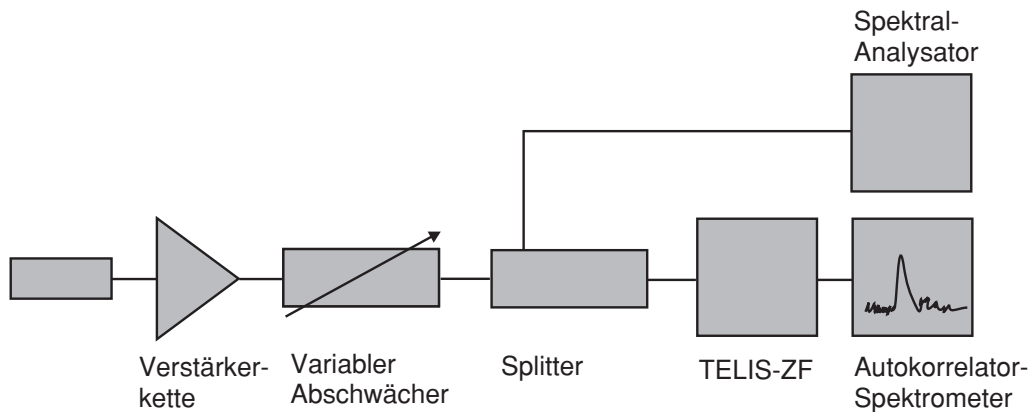


Abbildung 6.24: Messaufbau zur Überprüfung der Linearität.

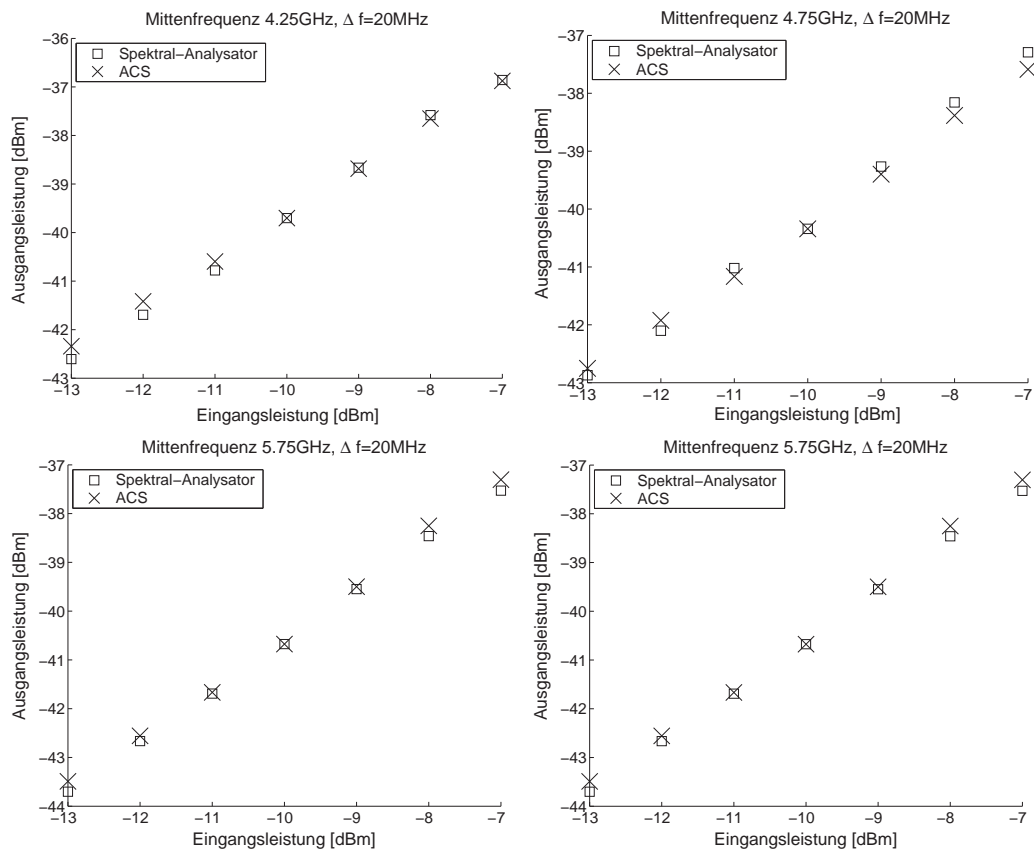


Abbildung 6.25: Vergleichsmessung zur Linearität des Autokorrelator-Spektrometers bei 4.25 GHz, 4.75 GHz, 5.25 GHz und 5.75 GHz.

Tabelle 6.3: Linearität des Autokorrelator-Spektrometers bei 4,25 GHz, 4,75 GHz, 5,25 GHz und 5,75 GHz: Vergleich zwischen Spektralanalysator und Autokorrelator-Spektrometer

Eingangsleistung	Ausgangsleistung 4,25 GHz	Ausgangsleistung 4,75 GHz	Ausgangsleistung 5,25 GHz	Ausgangsl. 5,75 GHz
-9 dBm	-38,68 (ACS)	-39,40 (ACS)	-39,27 (ACS)	-39,50 (ACS)
-9 dBm	-38,66 (SA)	-39,27 (SA)	-39,42 (SA)	-39,55 (SA)
-11 dBm	-40,60 (ACS)	-41,16 (ACS)	-41,21 (ACS)	-41,67 (ACS)
-11 dBm	-40,78 (SA)	-41,02 (SA)	-41,27 (SA)	-41,70 (SA)

Frequenzen (4,25 GHz, 4,75 GHz, 5,25 GHz und 5,75 GHz) untersucht, wobei für jede der vier Frequenzen über eine Bandbreite von 20 MHz gemittelt wurde (siehe Abbildung 6.25). Dabei wurde die mit dem Spektralanalysator gemessene Eingangsleistung auf den Nominalwert (-10 dBm) der Omnisys-ZF-Einheit normiert. Damit ergibt sich für eine angenommene Gesamtrauschteperatur $T_{SYS} = 4000$ K ein dynamischer Bereich von -9,8 dBm/GHz bis -10,2 dBm/GHz, in dem die Linearität des Autokorrelator-Spektrometers sichergestellt sein muss. In Tabelle 6.3 sind für Ausgangsleistungen von -9 dBm bzw. -11 dBm die mit Spektralanalysator („SA“) bzw. Spektrometer („ACS“) gemessenen Leistungen dargestellt. Die Übereinstimmung ist bei allen vier Frequenzen besser als 0,2 dB.

6.8 Laboraufbau des 1,8 THz-Empfängers

Für die Inbetriebnahme und Charakterisierung des 1,8 THz-Empfängers wurde ein Laboraufbau realisiert. Wichtigster Unterschied zur späteren Flugversion ist die Verwendung eines Gaslasers als Lokaloszillatoreinheit, der durch ein auf der Kombination Synthesizer-Leistungsverstärker-Vervielfacherkette basiertes System ersetzt werden soll⁴. Das MPI-basierte Seitenbandfilter in diesem Aufbau ebenfalls nicht enthalten. Die Signalstrahlung und vom FIR-Laser generierte Lokaloszillatorstrahlung gelangen durch zwei separate CaF₂-ZnSe-Fenster [87] in den Kryostat. Zwei direkt hinter den Fenstern montierte FIR-Filter [88] verhindern das Eindringen störender Streustrahlung im Wellenlängenbereich außerhalb des FIR. Die Überlagerung von LO- und Signalstrahlung erfolgen durch einen Strahlteiler in Kombination mit dem Diplexer. Hinter dem Diplexer ist das Hot-Electron-Bolometer montiert, dessen integrierte Doppelschlitzantenne als Polarisationsfilter einen zweiten Strahlteiler hinter dem Diplexer überflüssig macht. Die Zuführung der Versorgungsspannung in das HEB erfolgt über ein Bias-T [89], das gleichzeitig für die RF-Auskopplung des ZF-Signals in den kryogenen Verstärker [77] sorgt. Vor den Verstärkereingang ist ein kryogener Isolator [90] zur Unterdrückung von Stehwellen geschaltet. Das verstärkte ZF-Signal wird über eine SMA-Leitung aus dem Dewar geführt und mit der Raumtemperatur-Zwischenfrequenzkette verbunden. Um den thermischen Eintrag der elektrischen Zuleitung und der SMA-Leitung zu minimieren, wurden diese thermisch leitend mit dem Stickstoffschild des Heliumkryostaten verbunden.

Alle optische Elemente sind mit Passstiften versehen und können bei Bedarf von der optischen Bank entfernt werden, ohne dass bei der erneuten Montage der Aufbau optisch erneut justiert werden muss. Für den Einbau des HEB-Mischerelement wurde eine spezielle Justage-Vorrichtung aufgebaut, die eine Justage in der Ebene der optischen Bank mit einer Winkelgenauigkeit von 0.1° ermöglicht.

Um die Standzeit des Kryostaten auf Helium-Temperatur (4,2 K) möglichst hoch zu halten, sind alle elektrischen Zuleitungen und die SMA-Ausgangsleitung des ZF-Signals thermisch leitend mit dem Stickstoff-Schild des Krostaten verbunden. In der vorhandenen Konfiguration können Standzeiten von bis zu 8 Stunden erreicht werden. Nach Beendigung des Abkühlvorgangs kann der Kryostat in den experimentellen Aufbau integriert werden.

⁴Die Entwicklung des LO-Systems durch *Radiometer Physics* ist noch nicht abgeschlossen.

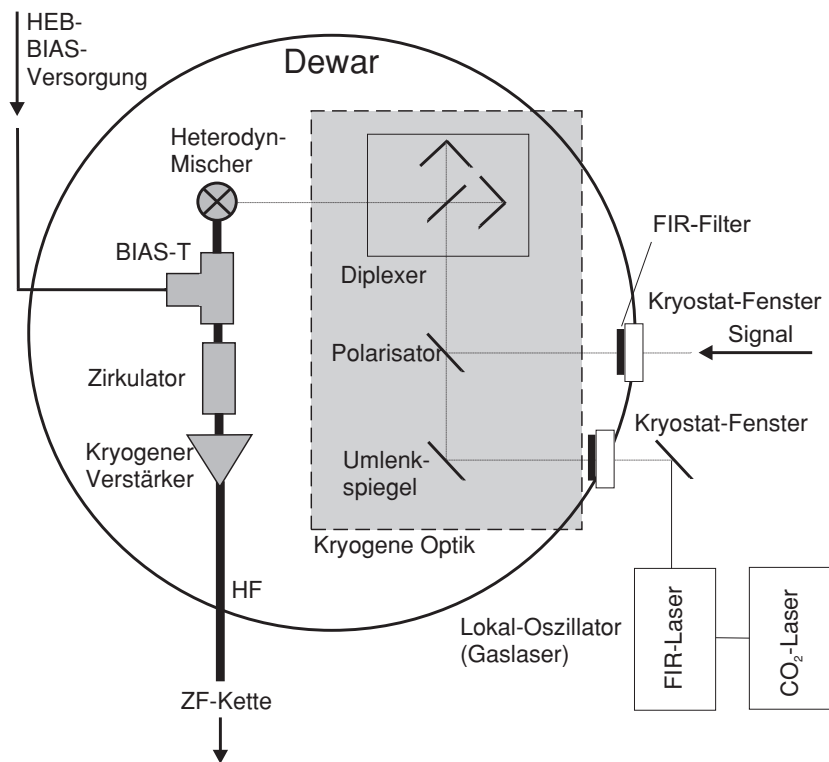


Abbildung 6.26: Schematische Darstellung des Labor-Aufbaus des 1,8 THz-Empfängers.

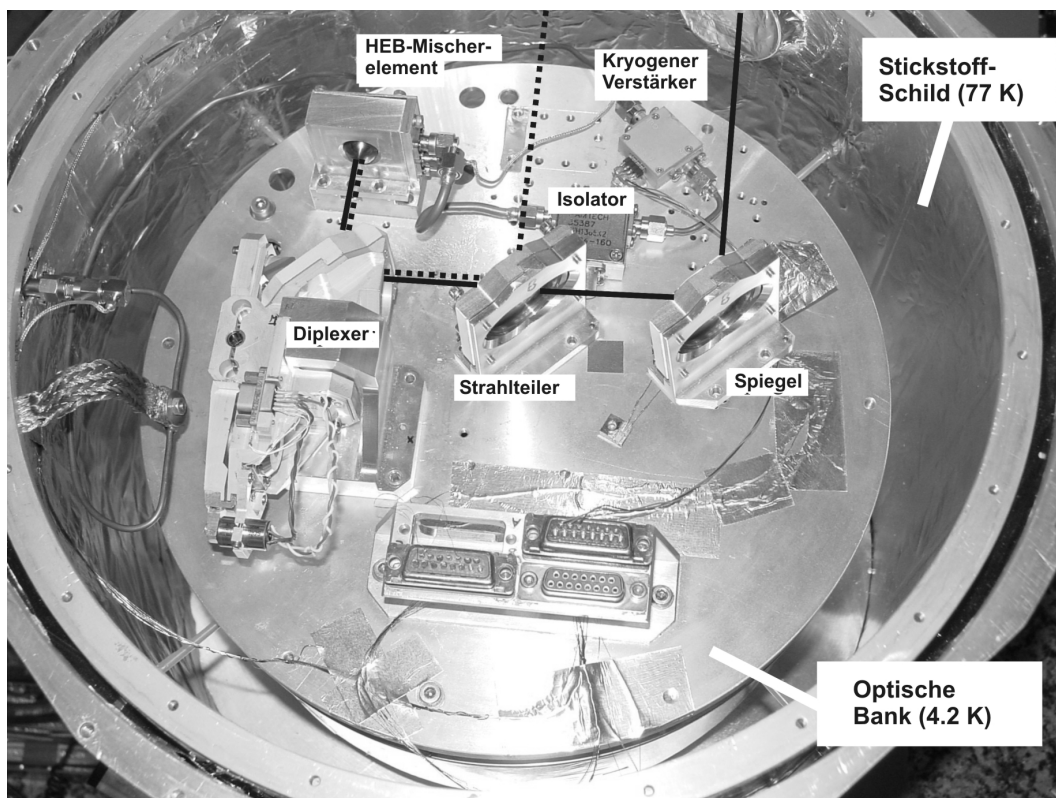


Abbildung 6.27: Laboraufbau der kryogenen Optik.

6.9 Radiometrische Empfindlichkeit des Heterodynempfängers

In Abbildung 6.28 ist ein Messaufbau zur Bestimmung der DSB-Rauschtemperatur schematisch dargestellt.

Der Sichtstrahl des im Kryostaten montierten HEB-Mischers wird durch die kryogene Optik auf einen außerhalb des Kryostaten montierten, durch flüssigen Stickstoff auf 77 K gekühlten Schwarzkörper (Ecosorb) gerichtet. Im Strahlengang zwischen Kryostat und Schwarzkörper befindet sich ein viersegmentiges Chopperrad, das teilweise mit Ecosorb ($T=300$ K) versehen ist, so dass je nach Stellung des Chopperrades abwechselnd die Emissionsstrahlung des 77 K-Schwarzkörpers bzw. die Strahlung des 300 K-Schwarzkörpers in den HEB-Mischer eingekoppelt wird. Damit wird die auf den Heterodynemischer treffende Strahlungsintensität mit der Rotationsfrequenz des Chopperrads moduliert. Die optische Wegstrecke des Kalibrationssignals beträgt dabei außerhalb des Kryostaten ca. 300 mm (Dämpfung des Signals durch Wasserdampfgehalt der Umgebungsluft) und innerhalb des Kryostaten ca. 500 mm (Isolationsvakuum). Das vom Heterodynemischer umgesetzte, modulierte ZF-Signal wird am ZF-Ausgang mittels einer HF-Diode in ein Spannungssignal umgewandelt und sowohl dessen Gleichspannungskomponente (Voltmeter) als auch dessen Wechselspannungskomponente (Lock-In-Verstärker) separat ausgewertet. Beide Messinstrumente werden computerunterstützt ausgelesen und aus den gemessenen Daten mittels der „Y-Faktor“-Methode und Callen-Welton-Korrektur die Systemrauschtemperatur berechnet. Die Strahlführung des Lokaloszillatorsignals kann durch drei justierbare Planspiegel optimiert werden (siehe Abb. 6.29). Zur Stabilisierung der Lokaloszillatorstrahlung wird mittels eines Polarisators ein Teil der FIR-Laserstrahlung ausgekoppelt und einem Pyrodetektor zugeführt. Mit einem zweiten Polarisator kann die Lokaloszillatorstrahlung weiter abgeschwächt werden und somit die in das HEB eingekoppelte Pumpleistung P_{LO} angepasst werden.

Zunächst wurde die Systemrauschtemperatur T_{sys} im ZF-Bereich von 4 GHz bis 6 GHz in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung U_{Bias} bestimmt. Wie erwartet steigt T_{sys} mit zunehmendem U_{Bias} an. Maximale Empfindlichkeit ($T_{sys} \approx 10000$ K) ergibt sich für das getestete HEB bei $U_{Bias} = 0,5$ mV. Für kleinere Werte wird das Zwischenfrequenzsignal instabil. Für $U_{Bias} > 0,5$ mV steigt T_{sys} kontinuierlich an. Um die Systemrauschtemperatur in Abhängigkeit von der Zwischenfrequenz zu bestimmen, wurde in

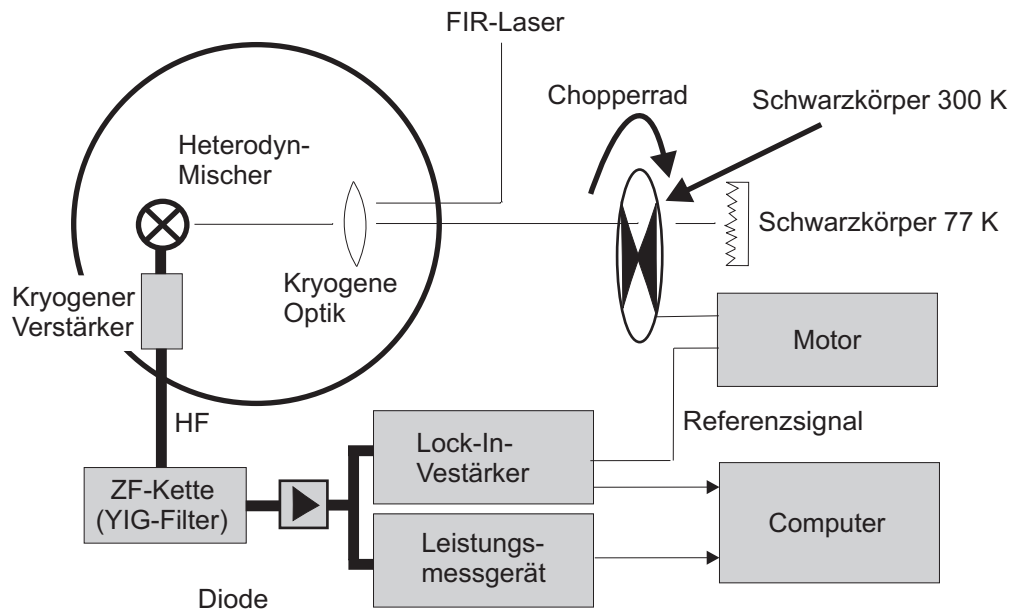


Abbildung 6.28: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Bestimmung der Systemrauschtemperatur.

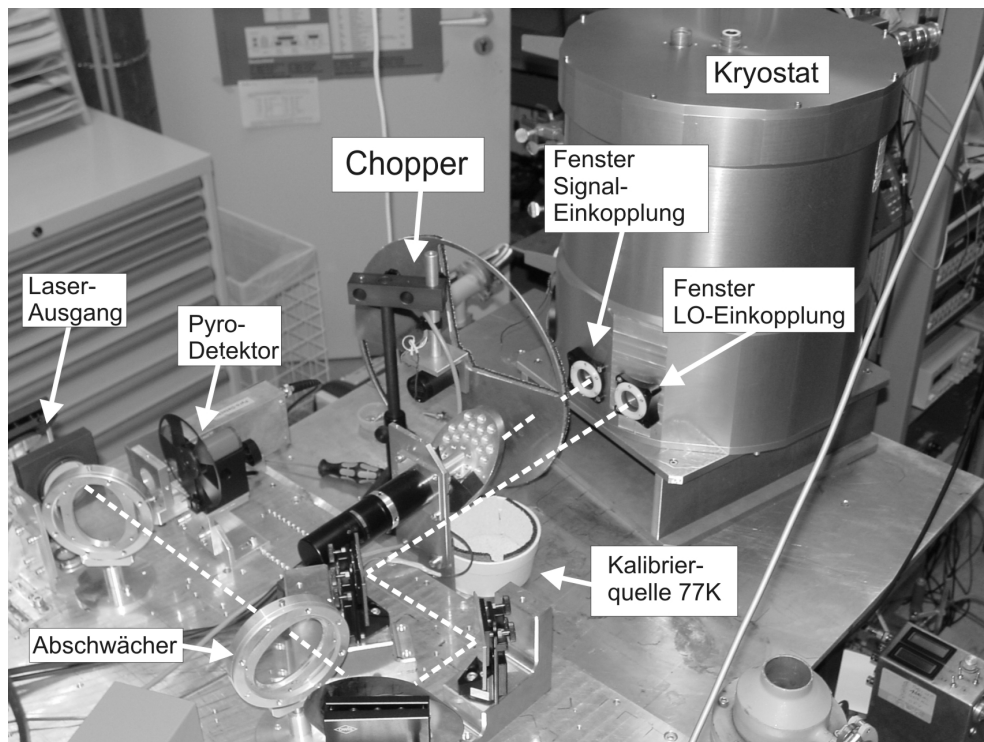


Abbildung 6.29: Laboraufbau zur Bestimmung der Systemrauschtemperatur. CO₂- und FIR-Laser sind unterhalb des Aufbaus montiert.

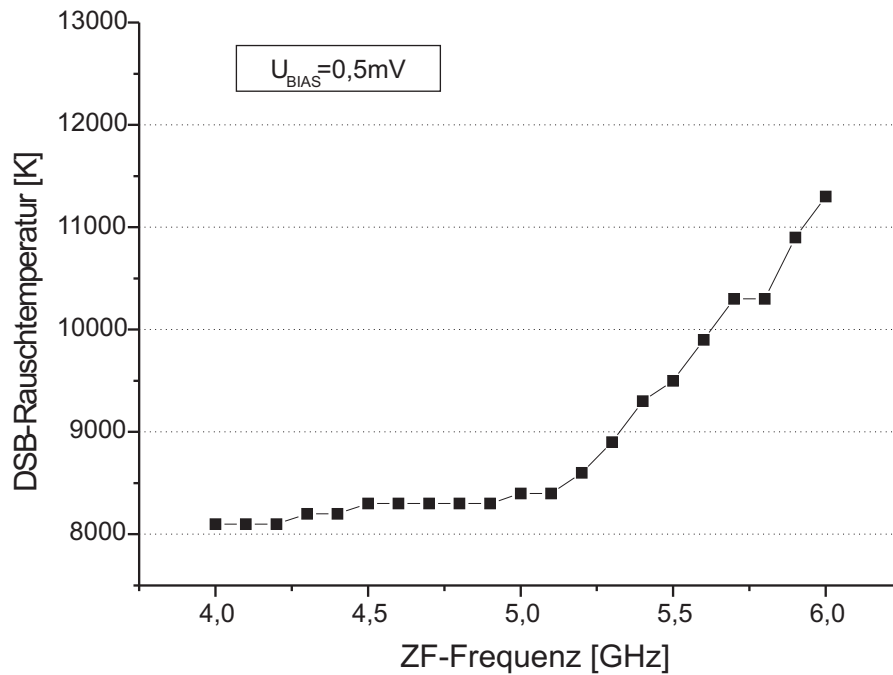


Abbildung 6.30: Gemessene Systemrauschtemperatur mit Callen-Welton-Korrektur in Abhängigkeit von der Zwischenfrequenz f_{ZF} .

die Zwischenfrequenzkette ein YIG⁵-Oszillator [91] geschaltet, der eine schmalbandige Filterung des ZF-Signals ermöglicht. In YIG-Oszillatoren wird ein kugelförmiger YIG-Einkristall dazu verwendet, die Induktivität der Spule im Schwingkreis zu verändern. Durch Anlegen eines äußeren magnetischen Feldes kann die Permeabilität des ferrimagnetischen YIG und somit dessen Induktivität eingestellt werden. Damit lässt sich die Oszillator-Frequenz über eine Bandbreite von einer Dekade bei Frequenzen bis zu 50 GHz variieren. Durch Verwendung des YIG-Filters wurde die Systemrauschtemperatur frequenzabhängig im ZF-Bereich zwischen 4 GHz und 6 GHz in Schritten zu 100 MHz bestimmt (siehe Abbildung 6.9). Die DSB-Rauschtemperatur steigt wie erwartet mit zunehmender ZF-Frequenz von 8200 K ($f_{ZF} = 4$ GHz) auf 11500 K ($f_{ZF} = 6$ GHz) an.

⁵Yttrium-Iron-Garnet

6.10 Rauschbeiträge der Komponenten

Die Gesamt-Systemrauschtemperatur T_{sys} des 1,8 THz-Empfängers setzt sich gem. Gl. 3.10 aus Beiträgen der verschiedenen Komponenten zusammen:

$$T_{sys} = T_{Optik} + \frac{T_{Mischer}}{G_{Optik}} + \frac{T_{ZF}}{G_{Optik} G_{Mischer}} \quad (6.41)$$

Dabei sind T_{Optik} bzw. G_{Optik} Rauschtemperatur bzw. Abschwächungsfaktor der RF-Optik, $T_{Mischer}$ und $G_{Mischer}$ die Rauschtemperatur bzw. Konversionseffizienz des HEB-Mischerelements und T_{ZF} die Rauschtemperatur der Zwischenfrequenzkette.

Die äquivalente Rauschtemperatur T_{Optik} von optischen Komponenten (z.B. Filter, Linsen) mit physikalischer Temperatur T_{phys} und Abschwächungsfaktor G berechnet sich zu

$$T_{Optik} = T_{phys} \frac{1 - G}{G} \quad (6.42)$$

Typische Werte für T_{Optik} und G sind für die verschiedenen im Laboraufbau des 1,8 THz-Empfängers verwendeten optischen Komponenten in Tabelle 6.4 zusammengestellt. Die daraus resultierende Rauschtemperatur der gesamten RF-Optik setzt sich dabei ausschließlich aus Beiträgen von Kryostatfenster und FIR-Filter zusammen und ergibt einen Wert von $T_{Optik} \approx 88$ K, der resultierende Abschwächungsfaktor der gesamten RF-Optik ergibt sich zu $G_{Optik} = -5,1$ dB. Die Verstärkung der gesamten ZF-Kette beträgt $G_{ZF} = +59$ dB, die Rauschtemperatur der ZF-Kette wurde zu $T_{ZF} = 10$ K bestimmt.

Die Konversionseffizienz des Mischerelements $G_{Mischer}$ ist wie folgt definiert: als Verhältnis der vom Mischer in die Zwischenfrequenzkette ausgekoppelten Signal-Leistung P_{out} zur in den Mischer eingekoppelten Signal-Leistung P_{in} :

$$G_{Mischer} = \frac{\Delta P_{out}}{\Delta P_{in} G_{ZF}} = \frac{\Delta P_{out}}{k_B B (T_{hot}^{eff} - T_{cold}^{eff})} \quad (6.43)$$

Dabei ist ΔP_{out} die Differenz der ZF-Ausgangsleistung bei Einkopplung von Schwarzkörperstrahlung von heißer bzw. kalter Kalibrierquelle in den Hetrodynempfänger, ΔP_{in} die Differenzleistung der von heißer bzw. kalter Kalibrierquelle emittierten Schwarzkörperstrahlung und B die Bandbreite des gemessenen Signals. Ferner sind T_{hot}^{eff} und T_{cold}^{eff} die mit Callen-Welton-Korrektur (Gl. 3.11) berechneten effektiven Rauschtemperaturen eines Schwarzkörpers, bei denen Abschwächungsfaktor G_{Optik} und äquivalente Rauschtemperatur T_{Optik} der Optik berücksichtigt sind:

Tabelle 6.4: Abschwächungsfaktoren G , physikalische Temperaturen T_{phys} und daraus resultierende äquivalente Rauschtemperaturen T_{Optik} für die einzelnen Elemente der RF-Optik.

Element	G [dB]	T_{phys} [K]	T_{Optik} [K]
Fenster	-0,5	300	36
Quartz Filter	-1,9	77	45
Diplexer	-0,6	4,5	$< 10^{-6}$
Si-Linse (Abs.)	-0,1	4,5	$< 10^{-6}$
Si-Linse (Refl.)	-1,5	4,5	$< 10^{-6}$
Antenne	-0,5	4,5	$< 10^{-6}$
Summe	-5,1	-	88

$$T_{hot}^{eff} = G_{Optik} T_{hot}^{CW} + (1 - G_{Optik}) T_{Optik} \quad (6.44)$$

$$T_{cold}^{eff} = G_{Optik} T_{cold}^{CW} + (1 - G_{Optik}) T_{Optik} \quad (6.45)$$

$$(6.46)$$

Hier sind T_{hot}^{CW} und T_{cold}^{CW} die Callen-Welton korrigierten Temperaturen der beiden Kalibrierquellen.

Die Bestimmung von $G_{Mischer}$ erfolgte durch Messung der Differenz ΔP_{out} der ZF-Ausgangsleistung ($f_{ZF}=4$ GHz) bei aufeinanderfolgender Einkopplung von kalter bzw. heißer Schwarzkörperstrahlung ($T = 77$ K bzw. 300 K). Es ergibt sich eine Konversionseffizienz $G_{Mischer} = -11,6$ dB. Mit der in Abschnitt 6.9 bestimmten Gesamt-Systemrauschtemperatur von 8200 K lässt sich auch die Rauschtemperatur des Mischerelements $T_{Mischer}$ aus Gl. 6.41 bestimmen. Daraus ergibt sich ein Wert von $T_{Mischer} = 2372$ K. Das Ausgangsrauschen T_{out} des Mischerelement folgt aus der Beziehung:

$$T_{out} = G_{Mischer} T_{Mischer} \quad (6.47)$$

Mit $G_{Mischer} = -11,6$ dB ergibt sich $T_{out} = 166$ K.

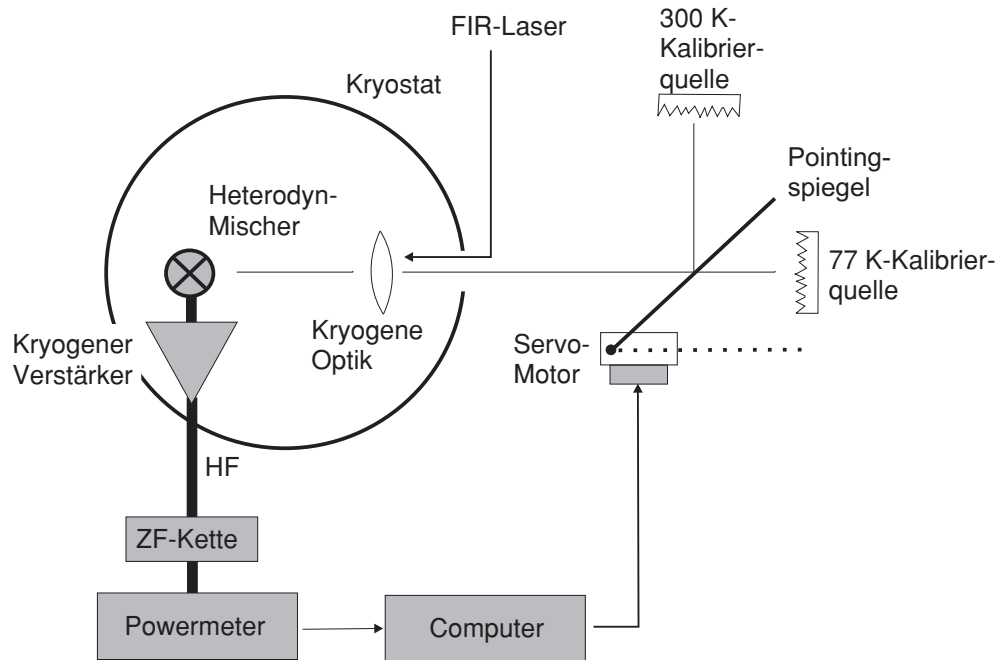


Abbildung 6.31: Messaufbau zur Bestimmung der DSB-Rauschtemperatur des Heterodynempfängers.

6.11 Stabilität des Heterodynempfängers

Zur Messung radiometrisch kalibrierter Spektren wird das FOV des Heterodynempfängers sukzessive auf das atmosphärische Signal und zwei Kalibrierquellen ($T=77\text{ K}$ bzw. 300 K) ausgerichtet (siehe Abbildung 6.31). In der Flugversion von TELIS wird dies durch Ausrichtung des schwenkbaren Teleskops auf die Atmosphäre bzw. eine am Teleskop montierte 300 K -Kalibrierquelle realisiert. Anstelle einer 77 K -Kalibrierquelle wird die kosmische 3 K -Hintergrundstrahlung des Weltraums verwendet, indem das FOV durch Schwenkung des Teleskops auf einen Winkel von 65° relativ zur Horizontalen ausgerichtet wird. Die effektive Zeitdauer für einen Kalibrierzyklus ist bei der Tangentialsondierung durch die effektiven Messzeiten des atmosphärischen Signals bzw. der Kalibrierquellen sowie durch die Totzeit beim Schwenken des Teleskops zur Ausrichtung des FOV bestimmt und beträgt mehrere Sekunden. Um die Stabilität des Heterodynsystems zu testen, wurde der Messaufbau aus Abschnitt 6.9 modifiziert. Die Schwenkung des Teleskops wird durch einen beweglichen Pointingspiegel simuliert, der abwechselnd auf die 77 K - und 300 K -Kalibrierquelle ausgerichtet werden kann. Die Bewegung des

Spiegels erfolgt mittels eines Servomotors [92]. Das Zwischenfrequenz-Ausgangssignal wird in diesem Aufbau mit einem Leistungsmessgerät ausgelesen. Durch Messung der ZF-Ausgangsleistung wird die System-Rauschtemperatur des Heterodynempfängers bestimmt. Die Steuerung des Pointingspiegels und die Messwerterfassung erfolgen computerunterstützt [93]. Vor der Beginn der eigentlichen Stabilitätsmessung wurde mittels des Chopper-Aufbaus die Strahlführung außerhalb des Kryostaten justiert und der optimale Arbeitspunkt des HEB bestimmt. Anschließend wurde erneut die radiometrische Empfindlichkeit des Heterodynempfängers ermittelt. Der HEB-Mischer wurde bei einer Bias-Spannung ($U_{Bias} = 0,5 \text{ mV}$) betrieben. Die gemessene System-Rauschtemperatur ist in guter Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 6.9 bestimmten Wert von $\approx 10000 \text{ K}$. In Abb. 6.32 ist das ZF-Ausgangssignal mehrerer *Hot-Cold*-Kalibrierzyklen dargestellt. Die Modulation des Kalibriersignals ist über alle Kalibrationszyklen hinweg stabil. Entscheidend für die Stabilität innerhalb des HEB-Mischersignals ist eine zeitlich stabile Ausgangsleistung P_{LO} des Lokaloszillatorsignals. Eine Abweichung von der optimalen Kennlinie hat eine Zunahme der System-Rauschtemperatur T_{sys} zur Folge. Eine Erhöhung der Lokaloszillator-Leistung um 10 % führt zu einem Anstieg der System-Rauschtemperatur von 10000 K auf 11000 K, ebenso eine Erniedrigung von P_{opt} um 10 %. Eine weitere Erhöhung bzw. Erniedrigung von P_{LO} führt zu einem starken Anstieg der Rauschtemperatur. Im Extremfall wird das HEB vollständig in den normalleitenden ($P_{LO} \gg P_{opt}$) bzw. supraleitenden Zustand ($P_{LO}=0$) versetzt. In Abb. 6.33 ist gezeigt, wie sich eine Drift der Lokaloszillator-Ausgangsleistung auf das Zwischenfrequenzsignal auswirkt. Dazu wird die in das HEB eingekoppelte LO-Ausgangsleistung optimiert und anschließend die Stabilisierung des FIR-Lasers aktiviert (vgl. Abschnitt 6.2). Bei eingeschalteter Laserstabilisierung ändert sich das mittlere ZF-Ausgangssignal um 0,2 % pro Minute. Nach ca. 270 Sekunden Messzeit erreicht die Stabilisierungseinheit die Grenze des Regelbereichs. Eine manuelle Anpassung des Regelbereichs wird nicht vorgenommen, so dass der FIR-Laser von diesem Zeitpunkt an unstabilisiert arbeitet. Wegen der damit verbundenen Drift der Lokaloszillator-Strahlungsleistung erhöht sich die relative Drift des Zwischenfrequenz-Ausgangssignals auf ca. 0,8 % pro Minute. Ein weiteres Absinken der Lokaloszillator-Ausgangsleistung hat zur Folge, dass das HEB aus dem Hot-Spot-Bereich in den vollständig supraleitenden Bereich übergeht. Eine zeitlich stabiles Lokaloszillatorsignal ist also Voraussetzung für die Verwendung des HEB als Heterodynemischer zur Messung gemittelter kalibrierter Spektren mit einer Messzeit von mehreren Sekunden. Im Falle des Laboraufbaus wurde die LO-Stabilisierung durch Verwendung einer aktiven Amplitudenregelung erreicht, durch die der HEB-Mischer für bis zu einer Stunde mit op-

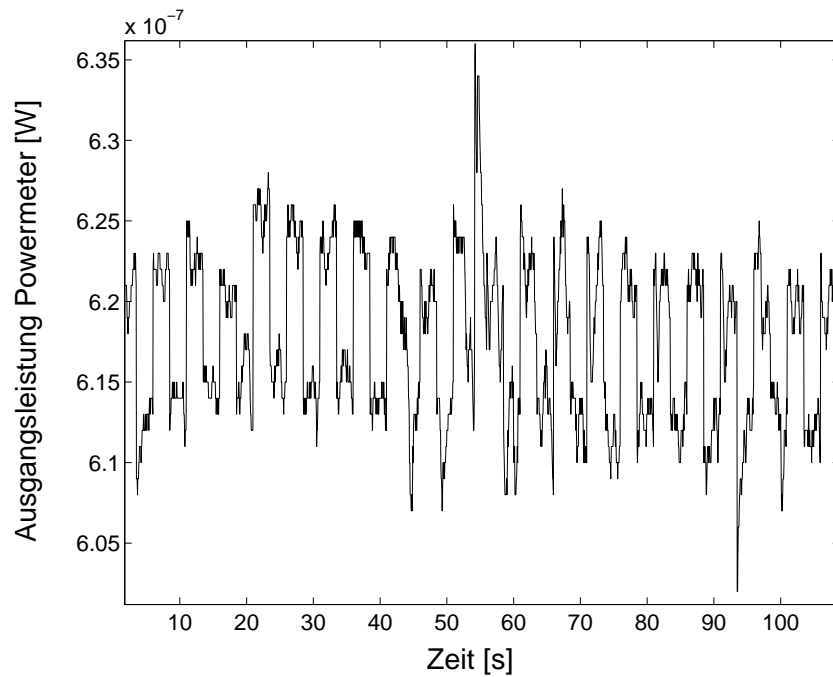


Abbildung 6.32: ZF-Ausgangssignal bei Messung einer gechoppten Hot-Cold-Kalibrierquelle (für die Dauer mehrere Kalibrierzyklen). $U_{Bias} = 0.5 \text{ mV}$, $T_{SYS} = 10000 \text{ K}$.

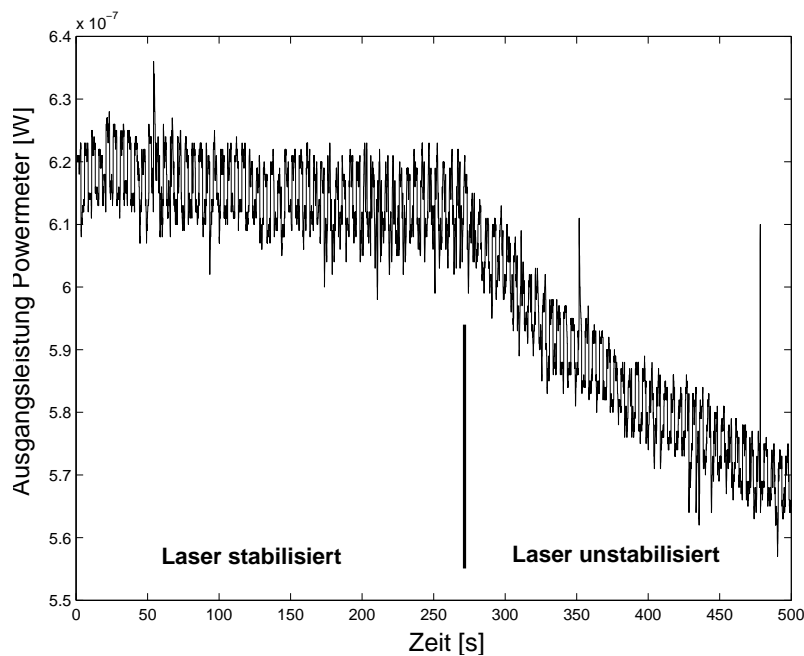


Abbildung 6.33: Auswirkung einer Drift der LO-Ausgangsleistung auf das ZF-Ausgangssignal: Gechopptes ZF-Ausgangssignal bei ein- und ausgeschalteter Laser-Stabilisierung.

timaler Empfindlichkeit betrieben werden konnte. Die für den Ballonbetrieb vorgesehene Lokaloszillatoreinheit wird mit einer Amplituden-Stabilität von 0,02 % arbeiten [94], so dass auch im Flugmodell ein stabiles Lokaloszillatorsignal gewährleistet ist. Die bei eingeschalteter FIR-Laserstabilisierung verbleibende Drift des Zwischenfrequenzsignals ist wahrscheinlich thermisch bedingt. Dies macht für den späteren Ballonbetrieb eine thermische Stabilisierung der gesamten Zwischenfrequenzkette und die Verwendung eines elektronisch steuerbaren Mikrowellen-Abschwächers erforderlich, um das Ausgangssignal der Zwischenfrequenzkette auf dem Nominalwert des Autokorrelator-Eingangspegels zu halten.

6.12 Laborspektroskopische Messungen

Zur Durchführung spektroskopischer Messungen wurde das digitale Autokorrelator-Spektrometer in den Aufbau integriert, was eine spektrale Auswertung des Zwischenfrequenz-Ausgangssignals erlaubt (siehe Abb. 6.34). In den optischen Aufbau wurde eine Gaszelle integriert, die mit Methanolkas befüllt werden kann. Methanol (CH_3OH) weist mehrere Emissionslinien von Rotationsübergängen im Bereich der Lokaloszillatofrequenz des FIR-Gaslasers ($f_{LO}=1627\text{ GHz}$) auf.

Der Zellkörper der Gaszelle besteht aus einem zweischichtigem Bor-Silikatglas⁶, in das zwei Fenster aus LDPE⁷ eingearbeitet sind [6]. Zur Minimierung von störenden Fabry-Perot-Reflexionen sind beide Fenster ca. $0,3^\circ$ verkippt zur optischen Achse eingebaut. Die freie optische Weglänge in der Gaszelle beträgt ca. 500 mm. Spektroskopische Messungen erfordern stabile Druckbedingungen innerhalb der Gaszelle, um systematische Fehler durch Änderungen des Druckverbreiterungsparameters zu vermeiden. Die Druckzunahme aufgrund von Ausgasungsprozessen und Lecks beträgt in der verwendeten Gaszelle weniger als 0,012 mbar in einem Zeitraum von fünf Minuten. Für die Messung von kalibrierten Methanol-Emissionslinien wird das FOV des Heterodyn timers hinter dem Kryostatfenster durch Pointing-Spiegels abwechselnd auf einen Schwarzkörper ($T=77\text{ K}$) hinter der Gaszelle und zwei Kalibrierquellen ($T=77\text{ K}$ bzw. 300 K) ausgerichtet. Vor dem Hintergrund der Schwarzkörperstrahlung von Methanol bei 77 K werden Emissionslinien des Methanolkases ($T=300\text{ K}$) in den Heterodynempfänger eingekoppelt.

Die Aufnahme eines kalibrierten Spektrums bzw. einer Serie von kalibrierten Einzelspektren erfolgt nach dem in Abb. 6.36 dargestellten Schema: Zunächst erfolgt die Aus-

⁶DURAN.

⁷Low Density Polyethylene

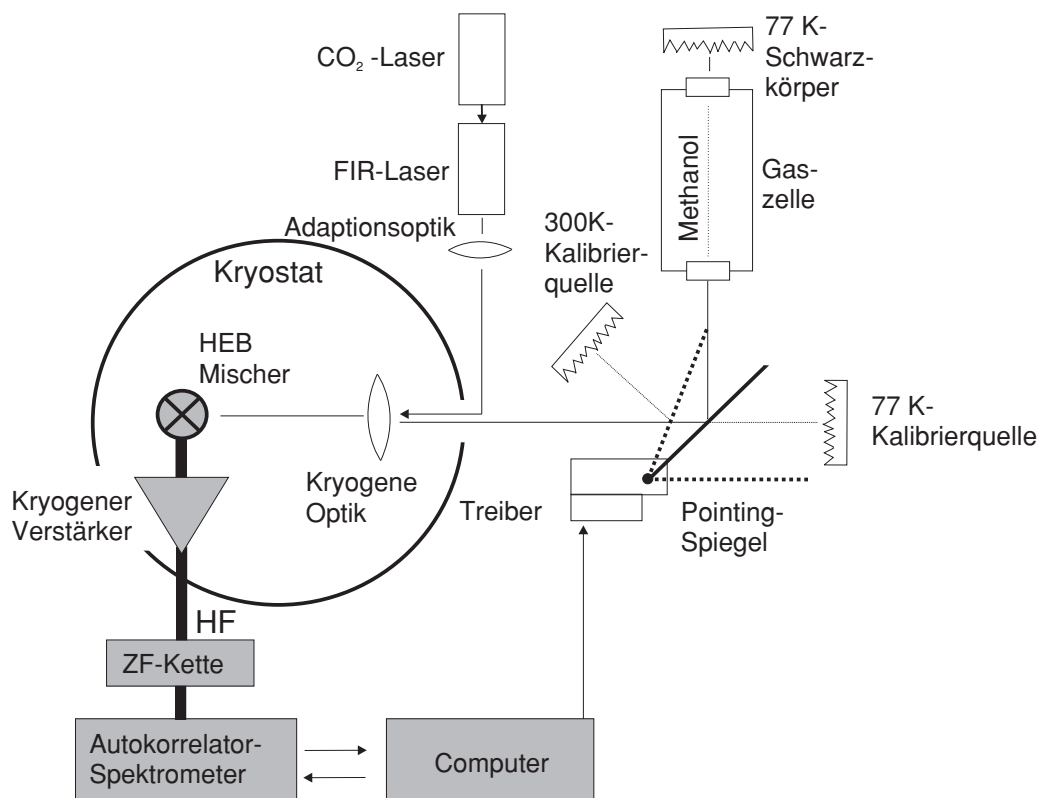


Abbildung 6.34: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Untersuchung von CH₃OH-Emissionslinien mit dem 1,8 THz-Empfänger.

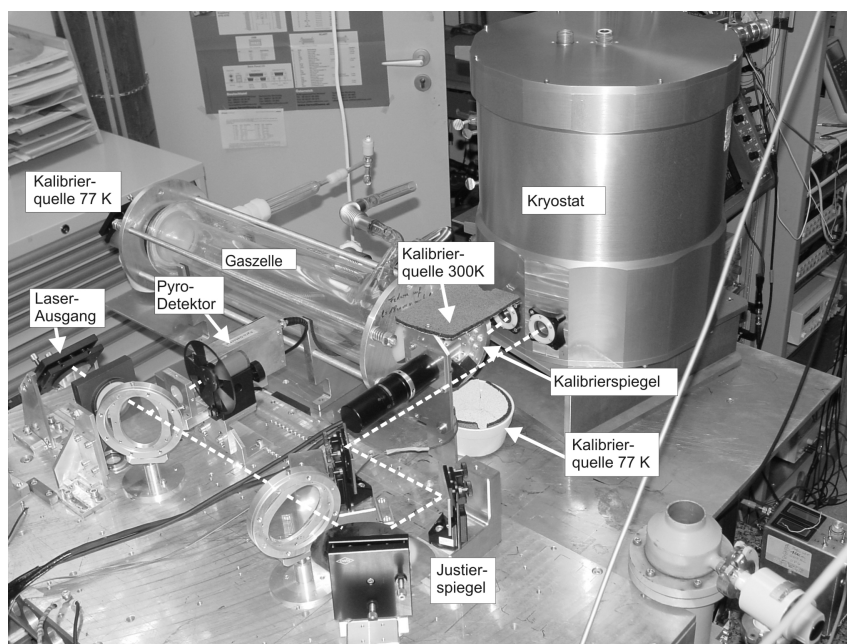


Abbildung 6.35: Laboraufbau des Heterodynempfängers für spektroskopische Messungen. CO₂-Laser, FIR-Laser, Zwischenfrequenzkette sind und das digitale Autokorrelator-Spektrometer unterhalb des Aufbaus montiert.

richtung des Kalibrierspiegels auf die 300 K-Kalibrierquelle. Die Schwarzkörperstrahlung der 300 K-Kalibrierquelle wird im Diplexer mit der Lokaloszillatorstrahlung des FIR-Gaslasers überlagert vom HEB umgesetzt. Das frequenzumgesetzte Signal wird über die Zwischenfrequenzkette in das Autokorrelator-Spektrometer eingekoppelt und digitalisiert. Aus dem digitalisierten Signal werden die Autokorrelationsfunktion $R(\tau)$ und die Integrationszeit t_{int} berechnet. Das Ergebnis der Korrelationsbildung wird an den Messrechner übertragen und dort fouriertransformiert. Diese Prozedur wird nach Ausrichtung des FOV auf die mit Methanol gefüllte Gaszelle und die 77 K-Kalibrierquelle wiederholt. Aus den drei erhaltenen Rohspektren mit Strahlungsdichte S_{300K} , S_{ATM} und S_{77K} werden das kalibrierte Spektrum und das gemittelte Summenspektrum aus allen gemessenen Einzelspektren berechnet. Die Ansteuerung des Messaufbaus und die Datenauswertung erfolgen dabei computerunterstützt [93]. Die in Echtzeit dargestellten Spektren werden ohne Quantisierungskorrektur berechnet. Wegen des erheblichen Rechenaufwands wird die Quantisierungskorrektur im Rahmen der Auswertung aller Spektren durchgeführt nachträglich nach Abschluss einer Messsequenz aussortiert. In diesem Zusammenhang können auch fehlerbehaftete Einzelspektren aussortiert werden. Eine vollständige Quantisierungskorrektur erfordert einen hohen rechentechnischen Aufwand. Aus diesem Grund bietet die Verarbeitungs-Software des Spektrometers die Möglichkeit, die entsprechenden Korrekturwerte aus einer bereits vorhandenen Tabelle („Lookup-Table“) auszulesen und nur bei Bedarf komplett zu berechnen. Dieses Verfahren reduziert die benötigte Rechenzeit um über 90 %.

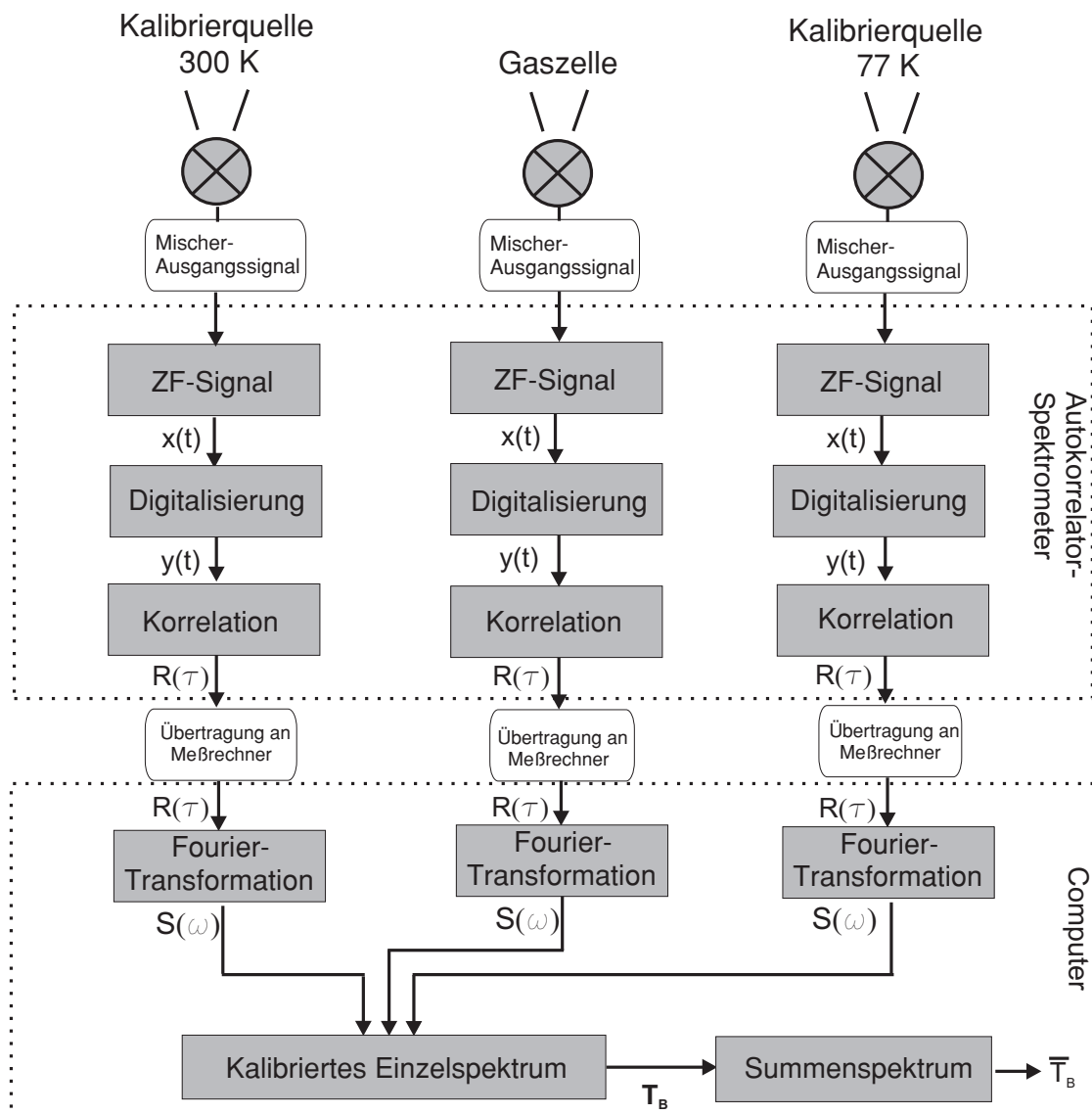
6.12.1 Simulation von Methanol-Spektren

Für die durch die Gaszelle transmittierte und in den Heterodyn timer eingekoppelte Strahlungsleistung $P_D(f)$ gilt:

$$P_D(f) = \left[\left(P_{77K} t_{F1} + (1 - t_{w1}) P_{300K} \right) t_{Methanol}(f) \right. \quad (6.48)$$

$$\left. + (1 - t_{Meth}(f)) P_{300K} \right] t_{F2} + (1 - t_{F2}) P_{300K} \quad (6.49) t_{Diplexer}(f)$$

Dabei ist P_{77K} bzw. P_{300K} die vom kalten bzw. warmen Schwarzkörper emittierte Strahlungsleistung, $t_{Meth}(f)$ die frequenzabhängige Transmission von Methanol, t_{F1} bzw. t_{F2} die Transmission der beiden Gaszellen-Fenster, und $t_{Diplexer}(f)$ die Transmissionscharakteristik des Diplexers. Lage und Bandbreite der beiden Seitenbänder im Spektrum



Nachträgliche Quantisierungskorrektur:



Abbildung 6.36: Meßschema zur Messung radiometrisch kalibrierter Spektren.

sind dabei durch die Frequenz des Lokaloszillators und die Transmissioncharakteristik des Diplexers festgelegt. Für die Basislinie gilt:

$$P_{Basislinie} = \left[(P_{77K} t_{F1} + (1 - t_{F1}) P_{300K}) t_{F2} + (1 - t_{F2}) \right] P_{300K} t_{Diplexer} \quad (6.50)$$

Diese ist also durch die Transmissionen t_{F1} und t_{F2} festgelegt. Wird $P_{Basislinie}$ experimentell bestimmt, können die Gl. 6.49 und 6.50 so umgeformt werden, dass die Transmission der LDPE-Fenster nicht mehr explizit erscheint:

$$P_D(f) = \left[P_{Basislinie} + (P_{300K} - P_{Basislinie}) (1 - t_{Meth}(f)) \right] t_{Diplexer} \quad (6.51)$$

$$= \left[P_{Basislinie} + (P_{300K} - P_{Basislinie}) \right. \quad (6.52)$$

$$\left. \left(1 - e^{-\frac{p_Z}{k_B T_Z} l_Z \sum_{i=1}^5 S_i(300K) g_v(f, f_i, \gamma_D, i, \gamma_L, i)} \right) \right] t_{Diplexer} \quad (6.53)$$

T_Z und p_Z sind Temperatur bzw. Druck, l_Z die optische Weglänge in der Gaszelle, $t_{Methanol}(f)$ ist der frequenzabhängige Transmissionskoeffizient von Methanol, γ_D , γ_L und γ_V sind das Doppler-, Lorentz- und Voigt-Profil, f_i ist die Linienzentrum und S_i die Linienstärke der i -ten Spektrallinie.

Die Umrechnung auf eine kalibrierte Helligkeitstemperatur $T_B(f)$ ergibt:

$$T_B(f) = \frac{(300 K - 77 K)}{(P_{300 K} - P_{77 K})} (P_D(f) - P_{77 K}) + 77 K \quad (6.54)$$

Berücksichtigt man die Korrektur von Callen und Welton (Gl. 3.11), ergibt sich bei Verwendung des FIR-Gaslasers ($f_{LO} = 1627$ GHz) als Lokaloszillator (s. Tab. 6.2):

$$T_B(f) = \frac{(294,73 K - 83,49 K)}{(P_{295 K} - P_{83 K})} (P_D(f) - P_{83 K}) + 83 K \quad (6.55)$$

Da der Heterodyn timer im Doppelseitenband-Betrieb arbeitet, sind in $P_{294,73 K}$, $P_{83,49 K}$ und $P_D(f)$ in obiger Gleichung bereits Beiträge aus oberem und unterem Seitenband enthalten, wobei die Gewichtung durch die Transmission des Diplexers gegeben ist:

$$P_D^{DSB}(f) = P_D^{USB}(f) t_{Diplexer}(f) + P_D^{LSB}(f) t_{Diplexer}(f) \quad (6.56)$$

$$P_{295K}^{DSB}(f) = P_{295K}^{USB}(f) t_{Diplexer}(f) + P_{295K}^{LSB}(f) t_{Diplexer}(f) \quad (6.57)$$

$$P_{77K}^{DSB}(f) = P_{77K}^{USB}(f) t_{Diplexer}(f) + P_{77K}^{LSB}(f) t_{Diplexer}(f) \quad (6.58)$$

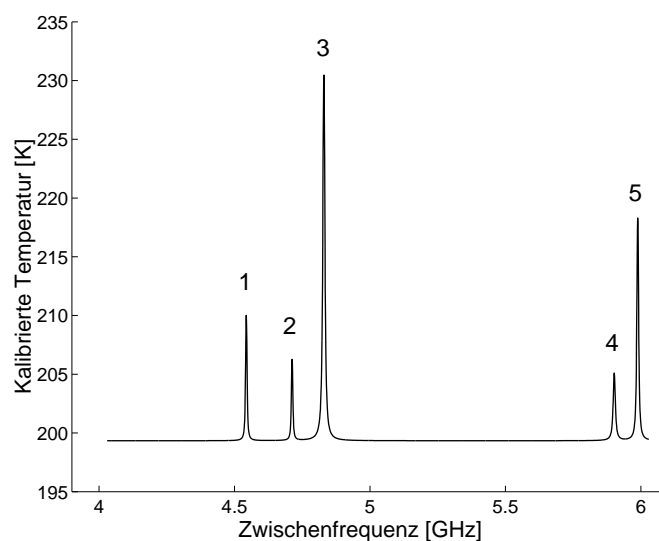


Abbildung 6.37: Simulierte Emissionslinien bei der Heterodyn-Detektion von Methanol-Emissionslinien bei 1,6 THz. Die Nummerierung der Emissionslinien erfolgt gemäß Tab. 6.5.

Tabelle 6.5: Linienzentrum von Methanol-Emissionslinien bei 1627 GHz. Die Transmissions-Koeffizienten wurden experimentell mittels Fourier-Transform-Spektroskopie bestimmt. Die Übergänge der Emissionslinien 3, 4 und 5 können gemäß Ref. [95] Übergängen $R(n,K,J)$ mit den Quantenzahlen n , K und J zugeordnet werden.

Linie	1	2	3	4	5
Linien- [GHz]	1621,80	1621,92	1622,09	1632,56	1633,04
zentrum [cm^{-1}]	54,1074	54,1017	54,0979	54,4540	54,4569
Übergang nach Ref. [95]			$R(0, 4, 17)$ $\leftarrow R(0,5,18)$	$R(0, 0, 33)$ $\leftarrow R(0, 0, 34)$	$R(0, 3, 23)$ $\leftarrow R(0, 4, 23)$
Transmission	0,272	0,791	0,703	0,529	0,709

Für die kalibrierte Temperatur T_B im DSB-Betrieb folgt:

$$T_B^{DSB}(f) = \frac{(294,73 \text{ K} - 83,49 \text{ K})}{(P_{295 \text{ K}}^{DSB} - P_{83 \text{ K}}^{DSB})} (P_D^{DSB}(f) - P_{83 \text{ K}}^{DSB}) + 83 \text{ K} \quad (6.59)$$

Das in Abb. 6.37 gezeigte Spektrum wurde mittels obiger Gleichungen berechnet, wobei der Transmissionskoeffizienten $t_{Methanol}(f)$ mittels Fourier-Transform-Spektroskopie [96] bestimmt wurde. Die Berechnung berücksichtigt beide Seitenbänder und erfolgte für eine LO-Frequenz von 1627 GHz ($f_{ZF}=5$ GHz).

6.12.2 Messung von Methanol-Spektren

Mit dem Heterodynempfänger wurden verschiedene Meßsequenzen durchgeführt. Dazu wurde die Gaszelle evakuiert und mit Methanol ($p=0,4$ mbar) befüllt. Bei der Berechnung des Summenspektrums aus den gemessenen Einzelspektren wurden unbrauchbare Einzelspektren entfernt und für alle Einzelspektren eine Quantisierungskorrektur durchgeführt. In Abb. 6.38 ist ein aus 154 Einzelspektren berechnetes Summenspektrum gezeigt. Zum Vergleich sind auch die mittels FTS-Messung/-Simulation [96] berechneten Spektrallinien dargestellt. In Tab. 6.6 wird der Temperaturkontrast der Simulation/FTS-Messung und der Heterodyn-Messung miteinander verglichen. Die Übereinstimmung ist für die Linien des unteren Seitenbandes bei 1621,80 GHz, 1621,92 GHz und 1622,09 GHz sehr gut, während sich für die Linien des oberen Seitenbandes bei 1632,56 GHz und 1633,04 GHz deutliche Abweichungen ergeben.

Variation des Gasdrucks in der Gaszelle

Im Rahmen der Gaszellenmessungen wurde der Gasdruck in der Gaszelle variiert. Es wurden kalibrierte Spektren bei zwei verschiedenen Gasdrücken (0,4 mbar und 1,0 mbar) gemessen. In Abbildung 6.39 sind die gemessenen Summenspektren am Beispiel der Spektrallinie bei 1622,09 GHz dargestellt: Die gemessene Druckverbreiterung der Linie bei Erhöhung des Gaszellen-Drucks aufgrund ist in guter Übereinstimmung mit dem simulierten Wert.

Variation der Spektrometer-Integrationszeit

Das digitale Autokorrelator-Spektrometer ermöglicht eine Variation der Integrationszeit zwischen 0,5 Sekunden und 3 Sekunden in Schritten zu 0,5 Sekunden eingestellt. Integrationszeiten t_{int} größer als 2 Sekunden erwiesen sich für den praktischen Betrieb

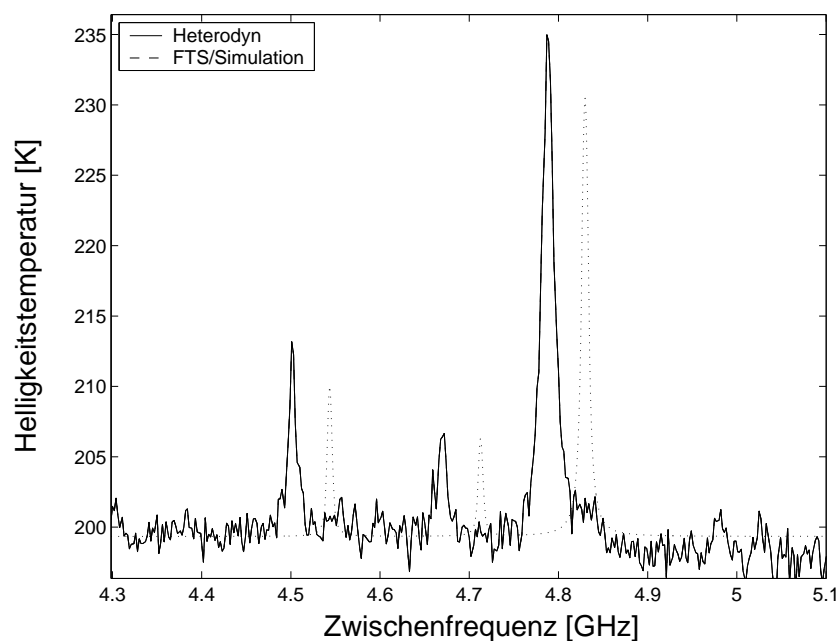


Abbildung 6.38: In Heterodyntechnik gemessene Emissionsspektren von Methanol im ZF-Bereich 4,3 GHz bis 5,1 GHz. Zum Vergleich sind die aus FTS-Transmissionsmessungen berechneten Spektrallinien gezeigt. Zur besseren Unterscheidung wurden die simulierten Spektren auf der Frequenzachse nach rechts verschoben.

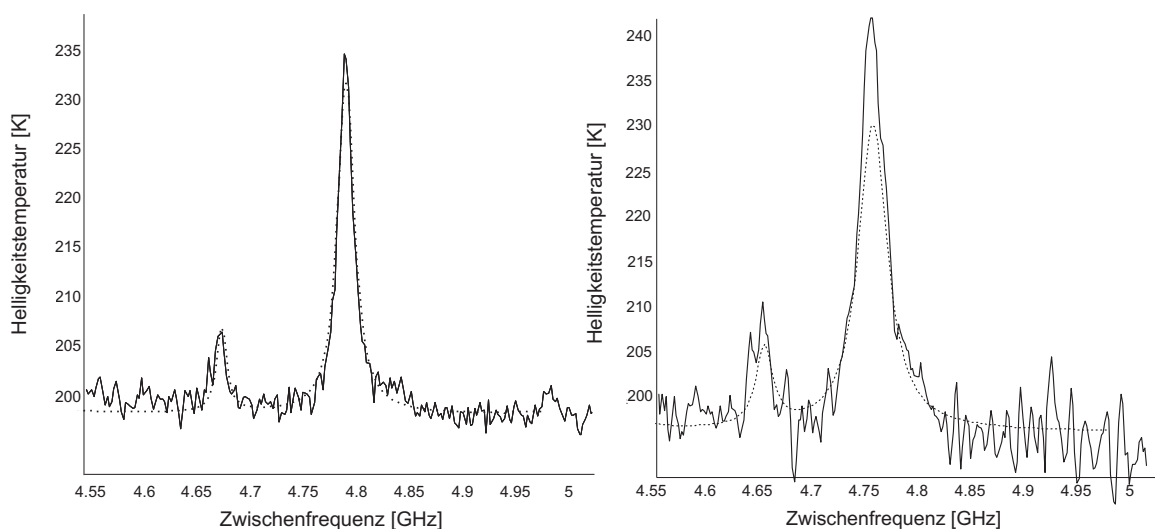


Abbildung 6.39: Methanol-Linie bei verschiedenen Gasdrücken in der Gaszelle. Links: $p_{\text{Gaszelle}} = 0,4$ mbar. Rechts: $p_{\text{Gaszelle}} = 1,0$ mbar.

ungeeignet, da bei sich in den Korrelatorbausteinen drei ($f_{ZF}=5$ GHz bis 5,5 GHz) und vier ($f_{ZF}=5,5$ GHz bis 6 GHz) Fehlfunktionen bemerkbar machten, so dass zahlreiche Einzelspektren nicht verwendet werden konnten. Die Integrationszeit konnten daher in einem Bereich zwischen 0,5 Sekunden und 1,5 Sekunden variiert werden. Ein Summenspektrum ist exemplarisch in Abb. 6.40 dargestellt. In Tab. 6.7 sind für Summenspek-

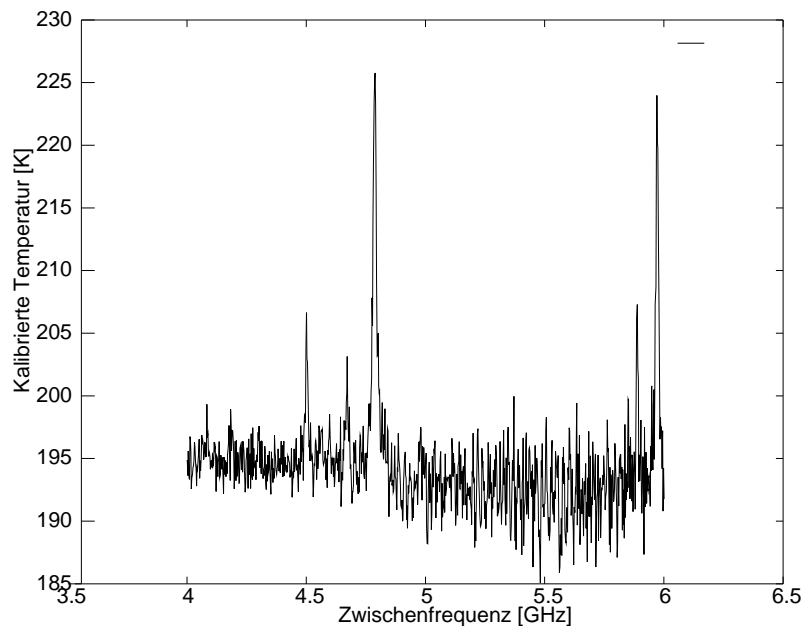


Abbildung 6.40: Methanol-Emissionslinien: Summenspektrum aus 100 Einzelspektren, Integrationszeit $t_{int}=1,5$ s. $f_{LO} = 1626$ GHz, $f_{ZF} = 4$ GHz bis 6 GHz

tren aus 100 Einzelspektren für drei verschiedene Integrationszeiten (0,5 Sekunden, 1 Sekunde und 1,5 Sekunden) der Mittelwert \bar{T} und die Standardabweichung ΔT der kalibrierten Temperatur der Basislinie bei vier verschiedenen Zwischenfrequenzen (4,2 GHz, 5,0 GHz, 5,5 GHz und 5,75 GHz) dargestellt. Wie erwartet nimmt die radiometrische Empfindlichkeit des Heterodynempfängers mit zunehmender Zwischenfrequenz ab und mit zunehmender Integrationszeit zu.

Vergleich der Linienzentren

In Tab. 6.8 werden die Positionen der Linienzentren von FTS- und Heterodyn-Messung verglichen. Zur Bestimmung der absoluten Linienpositionen der Heterodyn-Messungen

Tabelle 6.6: Kalibrierte Temperatur der Basislinie und Temperaturkontrast der Spektrallinien: Vergleich zwischen Heterodyn-Messung und FTS-Messung/Simulation.

ACS t_{int}	T_B Linie 1 4,5 GHz	T_B Linie 2 4,67 GHz	T_B Linie 3 4,79 GHz	T_B Linie 4 5,89 GHz	T_B Linie 5 5,98 GHz	T_B Basis- linie
Sim.(FTS)	13 K	8 K	36 K	8 K	26 K	195 K
0,5 s	14 K	13 K	40 K	23 K	41 K	195 K
1 s	14 K	10 K	34 K	15 K	32 K	193 K
1,5 s	14 K	10 K	35 K	12 K	32 K	195 K

Tabelle 6.7: Mittlere kalibrierte Temperatur \bar{T} und Standardabweichung ΔT in Abhängigkeit von der Zwischenfrequenz f_{ZF} und der Spektrometer-Integrationszeit t_{int} .

Frequenz [GHz]	4,2	5	5,5	5,75
$\bar{T}(t_{int} = 0,5 s)$	203 K	200 K	196 K	202 K
$\Delta T(t_{int} = 0,5 s)$	45 K	41 K	62 K	53 K
$\bar{T}(t_{int} = 1 s)$	195 K	196 K	191 K	194 K
$\Delta T(t_{int} = 1 s)$	30 K	34 K	37 K	38 K
$\bar{T}(t_{int} = 1,5 s)$	196 K	195 K	194 K	193 K
$\Delta T(t_{int} = 1,5 s)$	27 K	30 K	36 K	31 K

Tabelle 6.8: Vergleich der Linienzentren von Heterodyn-Messung und Simulation/FTS-Messung.

	Linie 1 (LSB)	Linie 2 (LSB)	Linie 3 (LSB)	Linie 4 (USB)	Linie 5 (USB)
Heterodyn	1622,0996	1621,928	1621,814	1632,491	1632,576
Sim. (FTS)	1622,10	1621,92	1621,80	1632,47	1632,56

wurden dabei die Zwischenfrequenzen der Linienpositionen bestimmt und gemäß dem Heterodynprinzip in Signalfrequenzen umgerechnet. Die Übereinstimmung der Linienposition ist im Rahmen der Messgenauigkeit (spektrale Auflösung des Heterodyn-Spektrometers: 2 MHz) sehr gut.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Laborversion eines 1,8 THz-Heterodynempfängers für die Messung von stratosphärischen Spurengasen auf einer Ballonplattform aufgebaut. Im Rahmen des Projekts TELIS bildet der 1,8 THz-Heterodynempfänger einen von insgesamt drei Kanälen. Während sich der 1,8 THz-Empfänger auf die Messung von stratosphärischem OH konzentriert, werden die beiden anderen Empfänger im Submillimeter-Bereich bei 500 GHz bzw. 650 GHz arbeiten. Ziel dieser Arbeit war der Aufbau eines Heterodynempfängers unter Verwendung eines Hot-Electron-Bolometer-Mischers (HEB), einer kryogenen Optik einschließlich Diplexer und eines digitalen Autokorrelator-Spektrometers. Bei der Entwicklung des Heterodynempfängers wurde die geplante spätere Integration in das TELIS-Gesamtsystem und der anschließende Einsatz auf einem Stratosphären-Ballon berücksichtigt.

Da das HEB für den Betrieb als Heterodynmischer unter die kritische Temperatur T_c ($\approx 8,5$ K) abgekühlt werden muss, ist die Verwendung eines heliumgekühlten Kryostaten als Teil des Instrument erforderlich. Aus diesem Grund mussten auch eine Reihe von anderen Komponenten für den kryogenen Betrieb ausgelegt werden. Wichtigsten Komponenten neben dem HEMT-Vorverstärker sind für den kryogenen Betrieb ein Martin-Puplett-Interferometer zur Überlagerung von Lokaloszillator- und Signalstrahlung sowie die Lokaloszillatoreinheit selbst. Während der auf Leistungsverstärkern und passiven Vervielfachern basierende Lokaloszillator¹ für diese Arbeit noch nicht zur Verfügung steht², wurde das MPI erfolgreich als Diplexer getestet und eingesetzt. Dazu wurde die optische Justage des kryogenen Diplexers bei Raumtemperatur überprüft und eine Nachjustage durchgeführt. Durch Messung der Transmissionscharakteristik des Diplexers wurde der absolute Gangunterschied des Diplexer kalibriert. Weiterhin wurde der Diplexer in den Helium-Kryostaten des 1,8 THz-Empfängers eingebaut und verschiedene

¹Die Entwicklung erfolgt extern durch die Firma Radiometer Physics und ist voraussichtlich im Herbst 2007 abgeschlossen.

²Zur Charakterisierung der Labor-Version 1,8 THz-Empfängers wurde ein FIR-Gaslasers als Lokaloszillator verwendet.

Charakterisierungs- und Testmessungen durchgeführt. Ebenso wurde eine Zwischenfrequenzkette mit einem im Kryostaten arbeitenden Vorverstärker und weiteren bei Umgebungstemperatur arbeitenden Mikrowellenverstärkern aufgebaut. Zur spektralen Auswertung des Zwischenfrequenzsignals wurde ein digitales Autokorrelator-Spektrometer eingesetzt und für den Einsatz als Endstufe des Heterodyn-Systems angepasst und getestet. Als Vorbereitung für die spätere optische Integration des Empfängers in den TELIS-Gesamtaufbau wurde der gesamte optische Aufbau des 1,8 THz-Kanals sowohl quasioptisch als auch geometrisch-optisch simuliert und verifiziert. Die Simulation zeigt, dass das geplante optische Design geeignet ist, die Emissionsstrahlung der Spurengasen aus der Atmosphäre in den Heterodynempfänger einzukoppeln. Im Anschluss an die Spezifikation und den Test der Einzelkomponenten des Heterodynempfängers wurde das vollständige Heterodyn-Spektrometer in Betrieb genommen und radiometrisch charakterisiert. Dabei konnte gezeigt werden, dass alle getesteten Komponenten wie geplant arbeiten und für den späteren Einsatz als Ballon-Instrument verwendet werden können. Die wichtigsten Ergebnisse des durchgeführten Funktionstests in Zusammenhang mit Charakterisierungsmessungen des Instruments sind:

- Das HEB-Mischer-element kann als Teil des optischen Aufbaus im Helium-Dewar in den supraleitenden Zustand abgekühlt werden und arbeitet bei Einkopplung von Lokaloszillator- und Signalstrahlung als hochempfindliches Heterodynmischer-Element.
- Der kryogene HEMT-Vorverstärker arbeitet bei 4,5 K und verstärkt das Zwischenfrequenz-Ausgangssignal des Heterodynmischers um +32 dB. Die Rauschtemperatur des kryogenen Aufbaus einschließlich BIAS-TEE beträgt ca. 10 K. Die auf den kryogenen Verstärker folgenden kaskadierten Mikrowellenverstärker verstärken das ZF-Signal auf den Eingangspegel des digitalen Autokorrelator-Spektrometers.
- Das Martin-Puplett-Interferometer bei 4,5 K mit hoher Effizienz als Diplexer für die Überlagerung von Lokaloszillator- und Signalstrahlung. Die maximale Transmission des Diplexers beträgt dabei -0,2 dB, die maximale Unterdrückung wurde zu -22 dB bestimmt.
- Die radiometrische Empfindlichkeit des Aufbaus beträgt ca. 10000 K. Die ZF-frequenz-abhängige Rauschtemperatur steigt von 8100 K bei 4 GHz auf 11500 K bei 6 GHz an.

- Mittels laborspektroskopischer Messungen an Methanol-Gas und dem Vergleich der Messdaten mit simulierten Werten konnte die radiometrisch korrekte Funktionsweise des Heterodynempfängers nachgewiesen werden.

Der erfolgreiche Aufbau einer Labor-Version des 1,8 THz-Heterodynempfängers zeigt die Eignung für den späteren Einsatz als ballongetragenes Instrument. Eine bislang noch nicht integrierte Komponente ist der Lokaloszillator-Aufbau auf Synthesizer-Leistungsverstärker-Basis, der den Laboraufbau vervollständigt. Neben dem Lokaloszillator-Aufbau soll ferner das in dieser Arbeit separat getestete Seitenbandfilter in den kryogenen Aufbau integriert werden. Des weiteren ist geplant, die radiometrische Empfindlichkeit des Aufbaus weiter zu verbessern. Durch die Verwendung weiter optimierter Hot-Electron-Bolometer-Mischer wird das Erreichen einer System-Rauschtemperatur von 5000 K (bei einer Zwischenfrequenz von 4 GHz) angestrebt.

A Molekül-Emissionslinien bei 1,8 THz

In Tabelle A.1 sind Moleküle, die Emissionslinien in einem Frequenzbereich von ± 20 GHz um das OH-Rotationstriplet bei 1837,78 GHz aufweisen, zusammengefasst.

Tabelle A.1: Molekül-Emissionslinien bei 1,8 THz

Spezies	Linienzentrum [GHz]	Linienzentrum [cm ⁻¹]
OH	1837,78	61,30
OH		
OH		
HO ₂	1821,83	60,77
O ₂	1870,05	62,38
NO	1853,59	61,83
NO ₂	1854,58	61,86
HCl	1873,4	62,49
H ₂ O	1853,89	61,84
O ₃	1870,05	62,38
CO	1841,36	61,42
HOCl	1772,82	59,14

Durch atmosphärischen Strahlungstransfer [97] können die einer Limb-Sounding-Geometrie zugehörigen Emissionsspektren simuliert werden. In den Abb. A.1 und A.2 sind für die Moleküle aus Tab. A.1 die sich ergebenden Limbspektren für eine Beobachtungshöhe von 40 km und eine Ausrichtung des Detektor-Sichtfeldes auf eine Tangenschicht in 18 km Höhe dargestellt.

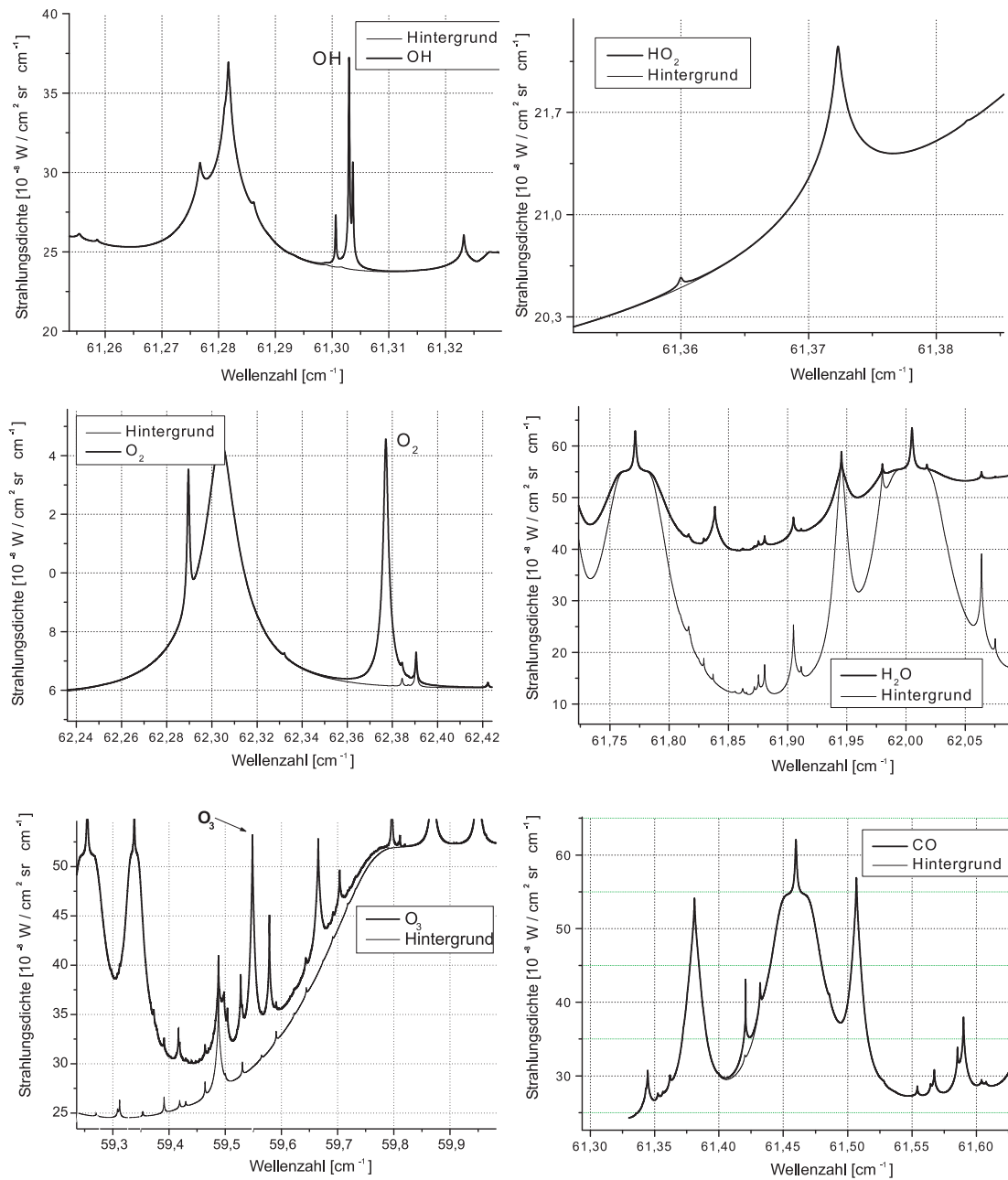


Abbildung A.1: Emissionslinien bei 1,8 THz: OH, HO₂, O₂, H₂O, CO

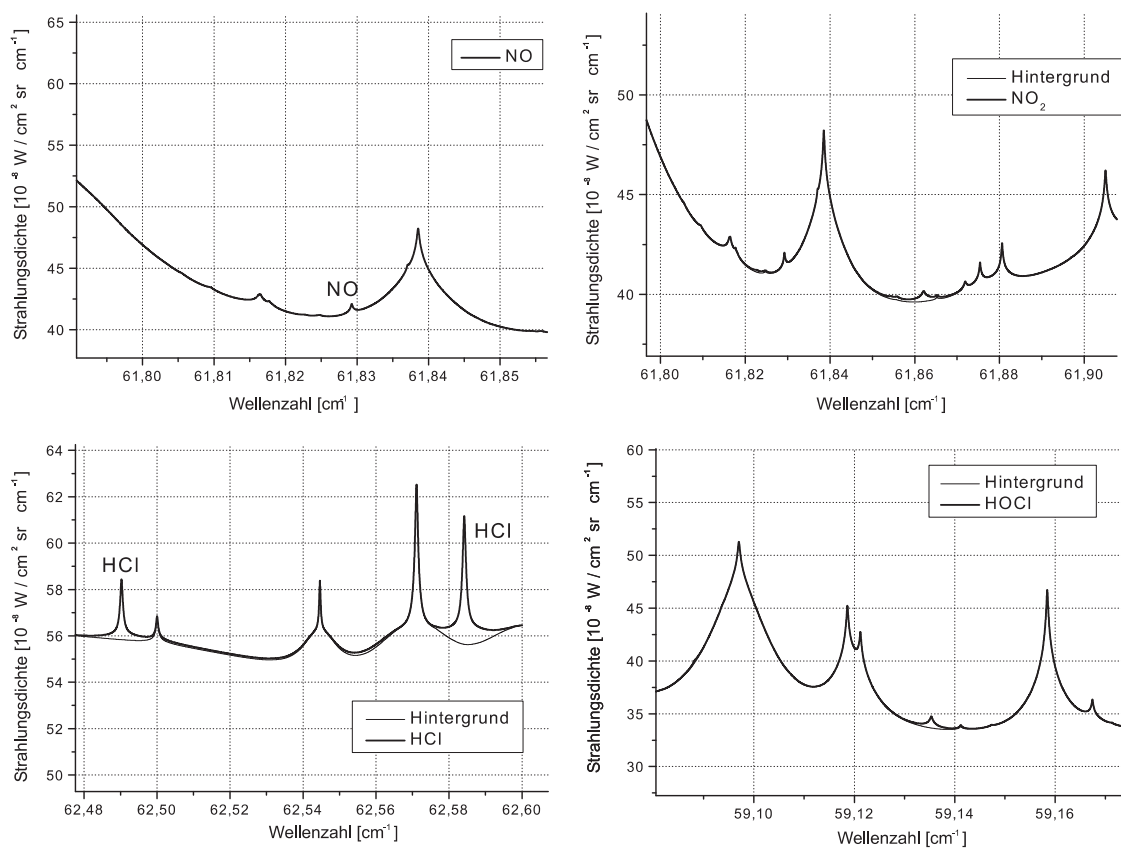


Abbildung A.2: Emissionslinien bei 1,8 THz: NO, NO₂, HCl, HOCl

B Aufbau der TELIS-Transferoptik

In Tab. B.1 sind alle optischen Elemente der TELIS-Transferoptik zusammengefasst. Der Aufbau der Transferoptik für den 500 GHz-Kanal (RAL) und den 650 GHz-Kanal (SRON) von TELIS wird in den Abschnitten B.1 bzw. B.2 erläutert.

Tabelle B.1: Übersicht über die optischen Elemente der TELIS-Transferoptik.

Element	Position x[mm]	Position y[mm]	Pos. z[mm]	Reflexions- Winkel[°]	Spiegel- größe[mm]	Spiegel- form
Common A	0	0	-200	90	40	rund
Polarisator	0	-226,62	-200	90	40	rund
Common B	0	-266,62	-200	90	50 x 40	ell.
Dichroic	0	-266,62	-56,62	26,02	20	rund
DLR A	0	-266,62	3,38	90	25	rund
DLR B	40	-266,62	3,38	90	40	rund
DLR C	40	-266,62	-70	90	40	rund
RAL A	0	-226,62	-25	90	70 x 50	ell.
RAL B	-354	-266,62	-25	90	70 x 50	ell.
SRON A	-70	-266,62	-200	26,02	40	rund
SRON B	-70	-266,62	-100	90	65 x 45	ell.
SRON C	-150	-266,62	-100	90	65 x 45	ell.
SRON D	-150	-266,62	70	90	65 x 45	e
SRON E	-354	-266,62	70	90	65 x 45	ell.

B.1 Transferoptik für den 500 GHz-Empfänger (RAL)

Ausgangspunkt der Transferoptik für den RAL-Kanal ist eine Strahltaille von 4,5 mm am Fokuspunkt des Teleskops (siehe Abb. B.1 und Abb. B.2). Wie auch beim 1,8 THz-Kanal wird mittels des Parabolspiegels „Common_A“ die Strahltaille auf 1,6 mm transformiert. Die Separation der Signalstrahlung für den 500 GHz-Kanal erfolgt durch einen Polarisator, an dem die Strahlung für die beiden Submm-Kanäle reflektiert wird. Die Strahlung für den 1,8 THz-Kanal wird am Polarisator transmittiert. Mittels eines Parabolspiegels („RAL_A“) wird ein nahezu paralleler Strahl erzeugt und von einem weiteren Parabolspiegel („RAL_B“) zu einer Strahltaille hinter dem Dewar-Fenster fokussiert. Von dort erfolgt die weitere Einkopplung in den SIS-Mischer.

B.2 Transferoptik für den 650 GHz-Empfänger (SRON)

Ausgangspunkt der Transferoptik ist eine Strahltaille von 3,5 mm am Fokuspunkt des Teleskops (siehe Abb. B.3 und Abb. B.4). Mittels zweier Parabolspiegel wird divergierende Signalstrahlung zunächst parallel ausgerichtet („Common_A“) und anschließend wieder refokussiert („Common_B“). An der Position der Strahltaille (Fokus) befindet sich ein dichroisches Filter, das die einfallende Strahlung reflektiert (650 GHz-Kanal) bzw. transmittiert (1,8 THz-Kanal). Mittels dreier abbildender Spiegel („SRON_A“, „SRON_B“, „SRON_C“) wird die Strahlung in die kryogene Optik eingekoppelt. Die Anordnung der abbildenden Spiegel ist dabei so gewählt, dass im geometrisch optischen Sinne hinter dem Spiegel „SRON_A“ ein Bild der Pupille erzeugt wird. Dies ermöglicht, dass Strahlung über einen Frequenzbereich von ca. 50 GHz in den SIR-Empfänger eingekoppelt werden kann, ohne dass sich die Position der Strahltaille ändert.

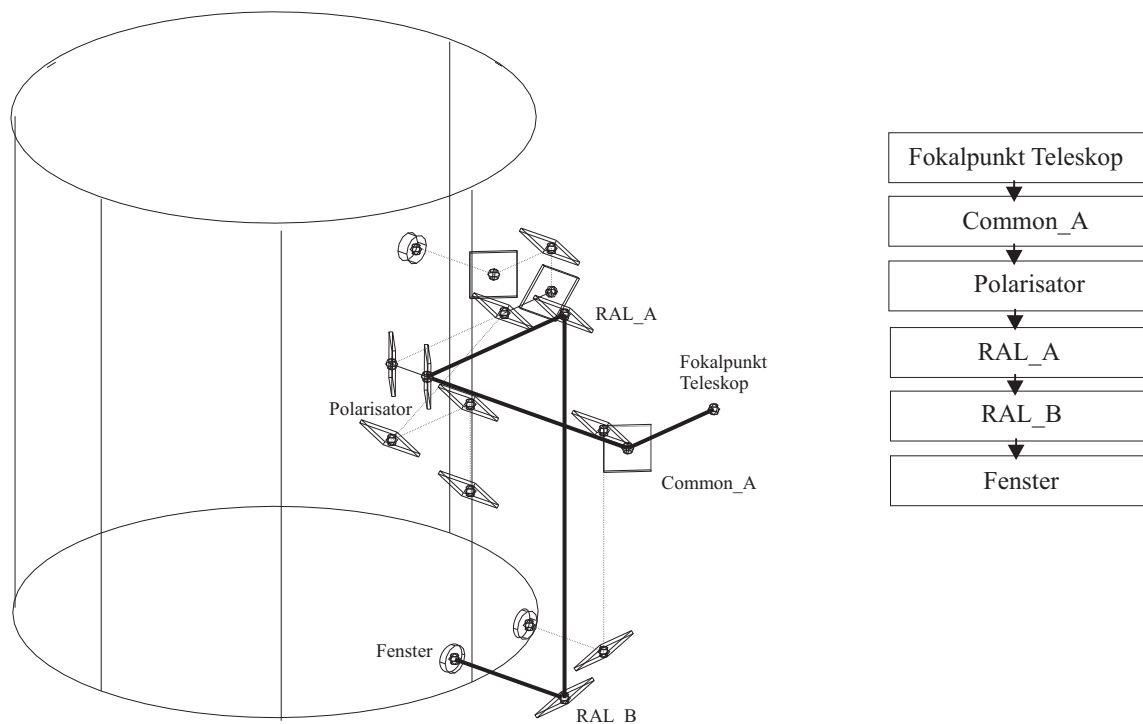


Abbildung B.1: 500 GHz-Empfänger: Strahlführung durch die Transferoptik.

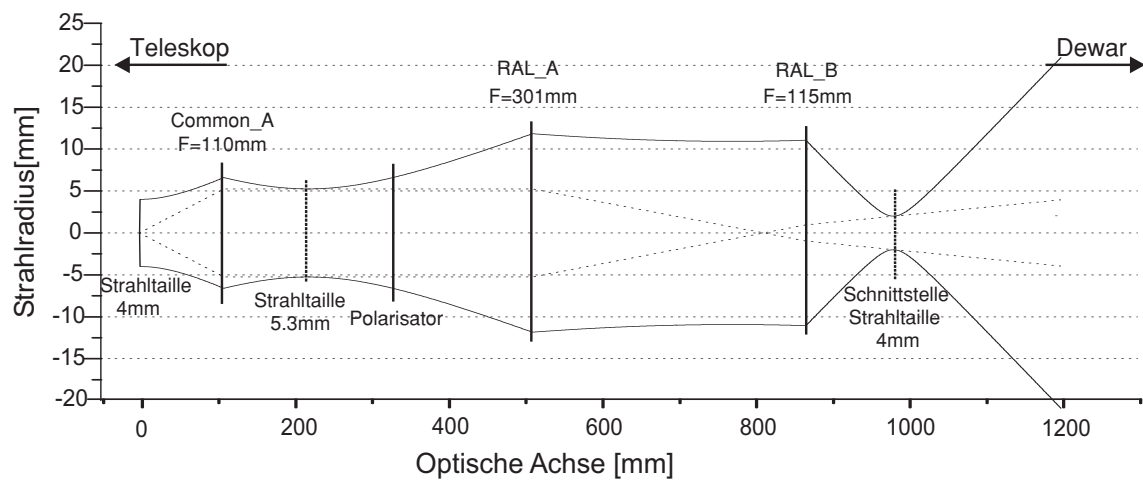


Abbildung B.2: 500 GHz-Empfänger: Quasioptische Strahlausbreitung in der Transferoptik (paraxiale Darstellung).

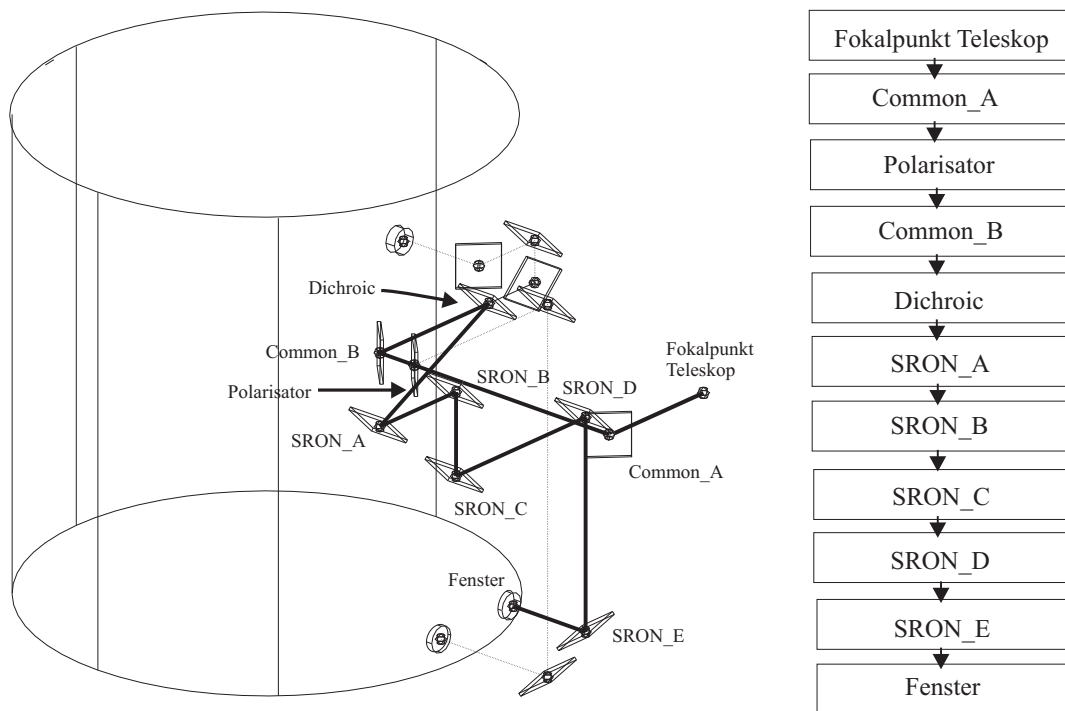


Abbildung B.3: 650 GHz-Empfänger: Strahlführung durch die Transferoptik.

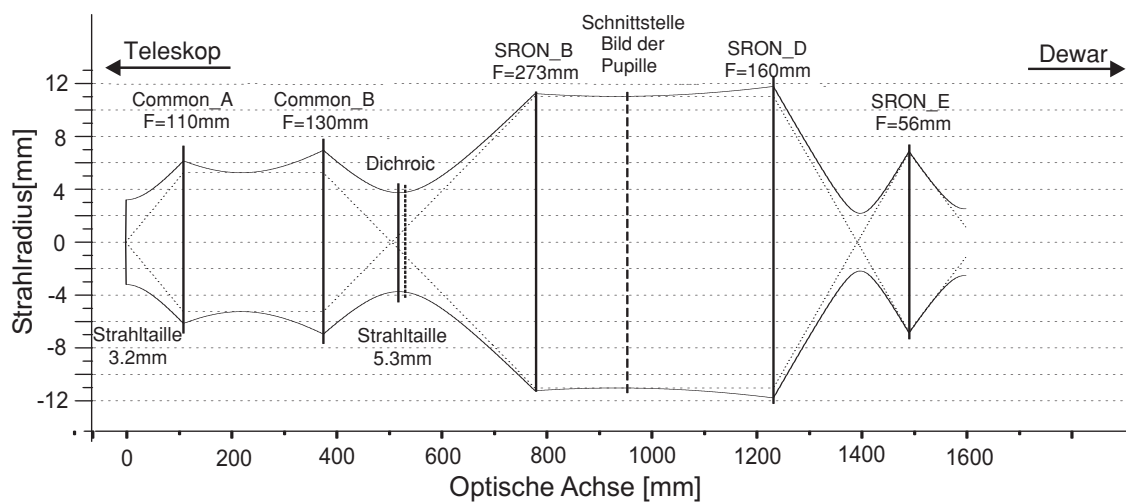


Abbildung B.4: 650 GHz-Empfänger: Quasioptische Strahlausbreitung in der Transferoptik (paraxiale Darstellung).

C Aktuelle Atmosphärenmissionen auf Ballonplattformen

Im Folgenden sind die wichtigsten aktuellen ballongestützten Fernerkundungssysteme zusammengestellt.

Heterodynspektrometer BOH

BOH ist ein ballongetragenes Heterodynspektrometer zur Detektion des Rotationsübergangs von OH bei 2,5 THz. Als Mischer-Element arbeiten Dioden-Mischer, die von einem Methanol-Gaslaser als Lokalszillatoreinheit gepumpt werden. Die spektrale Auswertung des ZF-Signals erfolgt durch eine aus 25 Kanälen bestehende Filterbank. Zur Erhöhung der Messgenauigkeit können beide Polarisationsrichtungen des OH-Übergangs empfangen werden. Der aktuelle Aufbau von BOH wurde für einen 2,5 THz-Empfänger auf dem Satelliten-Instrument MLS¹ (NASA-Satellit AURA) übernommen [98]. BOH wurde 2004 zusammen mit FIRS-2 (s.u.) für eine OH-Validierungskampagne von MLS-Daten eingesetzt [8]. BOH wurde am Jet Propulsion Laboratory der NASA entwickelt.

Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometer MarkIV

MkIV ist ein Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometer (FTIR) zur Messung von Spurengasen durch solare Okkultation [99]. Der messbare Spektralbereich liegt zwischen 650 cm^{-1} und 5650 cm^{-1} bei einer Auflösung von $0,01\text{ cm}^{-1}$. In diesem Bereich können über 30 verschiedene Spurengase detektiert werden. MkIV hat seit seinem Aufbau 1984 an über 17 Ballonkampagnen (z.B. SOLVE², SOLVE2, BOS³) teilgenommen und kam

¹Microwave Limb Sounder

²Stratospheric Aerosol and Gas Experiment (SAGE III) Ozone Loss and Validation Experiment; Validierungskampagne zum Satelliten-Instrument SAGE III

³Validierungskampagne zu den Satelliten-Instrumenten HIRDLS und TES auf Aura

auch auf dem Forschungsflugzeug DC-8 der NASA zum Einsatz. MarkIV wurde ebenfalls am Jet Propulsion Laboratory aufgebaut.

Abbildendes Fourier-Transform-Spektrometer FIRST

FIRST⁴ ist ein in der Entwicklung befindliches Instrument zur Messung von Spektren im FIR (100 cm^{-1} bis 1000 cm^{-1}) in Nadir-Konfiguration [100]. FIRST soll gleichzeitig als Technologie-Demonstrator für ein späteres Satelliten-Instrument dienen. FIRST ist ein abbildendes Fourier-Transform-Spektrometer, wobei in der Ballonversion nur 10 von 100 geplanten Detektorelementen zum Einsatz kommen. In Nadir-Beobachtungsgeometrie soll insbesondere die Wasserdampf-Konzentration in der Troposphäre untersucht werden. FIRST wird am NASA Langley Research Center in Zusammenarbeit mit der Utah State University entwickelt.

Fourier-Transform-Spektrometer FIRS-2

FIRS-2 ist ein Fourier-Transform-Spektrometer, das im mittleren Infrarot (MIR) und im Fernen Infrarot arbeitet und sowohl auf Flugzeugen als auch auf Stratosphären-Ballons eingesetzt werden kann [101]. Der FIR-Kanal umfaßt den Wellenzahl-Bereich von 80 cm^{-1} bis 340 cm^{-1} , so dass Emissionslinien von H_2O , O_2 , O_3 , NO_2 , HF , HBr , HCl , HOCl , HO_2 , OH , H_2O_2 und O . Der MIR-Kanal (350 bis 700 cm^{-1}) deckt Spektrallinien von CO_2 , N_2O und HNO_3 ab. Das Instrument besteht neben dem FT-Spektrometer aus Teleskop, Scan-Plattform, Infrarotdetektoren sowie Elektronik- und Telemetrieinheit. Mit FIRS-2 wurden insgesamt zwölf erfolgreiche Ballon-Kampagnen durchgeführt. Zur Zeit werden Überlegungen durchgeführt, FIRS-2 auch auf SOFIA [2] einzusetzen, um verschiedene Moleküle (insbesondere Wasserdampf mit seinen Isotopen) in der unteren Stratosphäre und der oberen Troposphäre zu analysieren [102]. FIRS-2 wird vom Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics betrieben.

Fourier-Transform-Spektrometer LPMA / Gitterspektrometer DOAS

Vom französischen Laboratoire de Physique Moléculaire et Applications und von der Universität Heidelberg werden ein Fourier-Transform-Spektrometer (LPMA⁵) und ein Gitterspektrometer (DOAS⁶) auf einer gemeinsamen Ballongondel betrieben.

⁴Far InfraRed Spectroscopy of the Troposphere

⁵Limb Profile Monitor of the Atmosphere.

⁶Differential Optical Absorption Spectroscopy.

LPMA/DOAS wird zur Detektion von stratosphärischen Spurengasen im ultravioletten, sichtbaren und infraroten Spektralbereich verwendet. Zu den Ziel-Spezies der beiden Instrumente gehören primär O_3 , O_4 , BrO, IO, OIO, NO, NO_2 , HNO_3 , und ClONO₂. Weiterhin kann die Extinktion von Aerosolen sowie der actinische Fluss (JNO_2) bei großen solaren Zenith-Winkeln bestimmt werden. In einer Reihe von Messkampagnen wurden auch Validierungsmessungen für Satelliten-Instrumente (z.B. ODIN, GOME, SCIAMACHY/ENVISAT) durchgeführt. LPMA [103] ist ein Fourier-Transform-Spektrometer, das im mittleren Infraroten (MIR) und im nahen Infraroten (NIR) arbeitet. DOAS [104] ist ein zweifaches Gitterspektrometer, das in einer thermisch stabilisierten Umgebung bei 273 K arbeitet. Das Gerät arbeitet im Wellenlängenbereich von 316 nm bis 418 nm (UV) und von 399,9 nm bis 653 nm (sichtbar). Die Detektion der durch ein holographisches Gitter spektral zerlegten Strahlung erfolgt über ein Array von 1024 Dioden. Die Zuführung der vom Gerät empfangenen atmosphärischen Strahlung erfolgt über eine Glasfaser-Optik. DOAS erlaubt die Messung von Spurengasen in solarer Okkultation, d.h. die Erdatmosphäre verdeckt die von der Sonne kommende Strahlung und beim Aufsteigen des Ballons. Seit dem ersten Start 1996 wurden mit der gemeinsamen Gondel über zwölf Meßkampagnen in erster Linie von Kiruna (Schweden) und Gap (Frankreich) aus durchgeführt.

Fourier-Transform-Spektrometer REFIR-PAD

REFIR⁷-PAD ist ein ballongetragener Prototyp für die REFIR-Mission, ein in Planung befindliches satellitengetragenes Instrument. Der ballongetragene Prototyp soll im FIR im Spektralbereich 100 cm^{-1} bis 1000 cm^{-1} bei einer Auflösung von $0,1\text{ cm}^{-1}$ arbeiten. Das Instrument misst Spurengase in Nadir-Geometrie. Ziel des REFIR-Instruments ist die Messung der von der oberen Atmosphäre ausgehenden FIR-Strahlung, um die ursächlichen Treiber für diesen Strahlungsfluss (Temperaturstruktur, Wasserdampf, Wolken) in der Troposphäre analysieren zu können.

Fourier-Transform Spektrometer LPMA/IASI

IASI⁸ ist ein satellitengetragenes Instrument, das auf dem ESA-Erdbeobachtungssatelliten METOP zum Einsatz kommen soll. Vom französischen Laboratoire de Physique Moleculaire et Applications (LPMA) wurde parallel dazu ein ballongetragenes Instrument (IASI

⁷Radiation Explorer in the Far Infrared

⁸Infrared Atmospheric Sounding Interferometer

Balloon) entwickelt [105], das in Nadir-Geometrie arbeitet. Wissenschaftliches Ziel ist das bessere Verständnis von auf anthropogenen Aktivitäten bzw. natürlichen Ursachen beruhenden Änderungen der Spurengaskonzentration in der Troposphäre und den damit verbundenen Auswirkungen auf das Klima. IASI arbeitet im Spektralbereich von 650 cm^{-1} bis 3000 cm^{-1} bei einer Auflösung von $0,1\text{ cm}^{-1}$ und soll Emissionspektren von verschiedenen atmosphärischen Spurengasen detektieren.

Literaturverzeichnis

- [1] H.-P. RÖSER: *Heterodyne spectroscopy for submillimeter and far-infrared wavelengths from 100 μ m to 500 μ m*. Infrared. Phys., 32:385–407, 1991.
- [2] HERAUSGEBER: R. TITZ, H.-P. RÖSER: *SOFIA, Astronomie und Technologie im 21. Jahrhundert*. Wissenschaft und Technik Verlag Berlin, 1998.
- [3] G. PILBRATT: *The ESA FIRST cornerstone mission*. Seiten 142–151, 2000.
- [4] TH. DE GRAAUW: *THz astronomy from space*. New directions in Terahertz technology, NATO ASI Series E: Applied Sciences(325):237–244, 1997.
- [5] M. KROCKA: *Optimierung und Erweiterung eines flugzeuggetragenen FIR Heterodyn-Spektrometers im Hinblick auf Emissions- und Absorptionsmessung*. Dissertation, TU Berlin, 2002.
- [6] C. ENGLERT: *Observation of OH in the middle atmosphere with an improved and characterized 2.5THz heterodyne spectrometer, Dissertation*. Shaker Verlag, 1999.
- [7] R. TITZ, M. BIRK, D. HAUSAMANN, R. NITSCHKE, F. SCHREIER, J. URBAN, H. KÜLLMANN und H.-P. RÖSER: *Observation of stratospheric OH at 2.5 THz with an airborne heterodyne system*. Infrared Phys. Technol., 36:883–890, 1994.
- [8] H. PICKETT: *Validation of Aura MLS HO_x Measurements with Remote-Sensing Balloon Instruments*. Geophys. Res. Lett., in press, 2005.
- [9] D. WEISENSTEIN, M. KO, J. RODRIGUEZ, und N. SZE: *Effects on stratospheric ozone from high-speed civil transport: sensitivity to stratospheric aerosol loading*. J. Geophys. Res., 98:23133–23140, 1993.

- [10] K. JUCKS, D. JOHNSON, K. CHANCE, W. TRAUB, R. SALAWITCH und R. STACHNIK: *Ozone production and loss rate measurements in the middle stratosphere*. J. Geophys. Res., 22:1869–1971, 1995.
- [11] *PIRAMHYD retrieval study: OH profiling by far infrared limb sounding*. Technischer Bericht, ESA, Estec, 1997.
- [12] D. LARY, M. CHIPPERFIELD, R. TOUMI und T. LENTON: *Heterogeneous atmospheric bromine chemistry*. J. Geophys. Res., 101:1489–1504, 1996.
- [13] R. TOUMI und S. BEKKI: *The importance of reactions between OH and ClO for stratospheric ozone*. J. Geophys. Res., 20:2447–2450, 1993.
- [14] S. CHANDRA, C. H. JACKMAN, A. R. DOUGLASS, E. R. FLEMING und D. B. CONSIDINE: *Chlorine catalyzed destruction of ozone: implications for ozone variability in the upper stratosphere*. Geophys. Res. Lett., 20:351–354, 1993.
- [15] D. JOHNSON, W. TRAUB, K. CHANCE und W. JUCKS: *Estimating the abundance of ClO from simultaneous remote sensing measurements of HO₂, OH and HOCl*. Geophys. Res. Lett., 22:1869–1971, 1995.
- [16] M. CHIPPERFIELD, M. SANTEE, L. FROIDEVAUX, G. MANNEY, W. READ, J. WATERS, A. ROCHE und J. RUSSEL III: *Analysis of UARS data in the southern polar vortex using a chemical transport model*. J. Geophys. Res., 101:18861–18881, 1996.
- [17] M. L. SANTEE, L. FROIDEVAUX, G. L. MANNEY, W. G. READ, J. W. WATERS, M. P. CHIPPERFIELD, A. E. ROCHE, J. B. KUMER, J. L. MERGENTHALER und J. M. RUSSEL III: *Chlorine deactivation in the lower stratospheric polar regions during late winter: results from UARS*. Geophys. Res. Lett., 101:18835–18859, 1996.
- [18] D. HAUSAMANN: *Needs for an improved understanding of stratospheric chemistry: example OH and the ClO:HCl ratio*. Proc. Int. Congress on Environment/Climate, Rome, 1996.
- [19] H. MICHELSEN, R. SALAWITCH, M. GUNSON, C. AELLIG, N. KÄMPFER, M. ABBAS, M. ABRAMS, T. BROWN, A. CHANG, A. GOLDMAN F. IRION,

- M. NEWCHRUCH, C. RINSLAND, G. STILLER und R. ZANDER: *Stratospheric Chlorine partitioning: Constraints from shuttle-borne measurements of HCl, ClNO₃ and ClO*. Geophys. Res. Lett., 23:2361–2364, 1996.
- [20] R. ZANDER, E. MAHIEU, M. GUNSON, M. ABRAMS, A. CHANG, M. ABAS, C. AELLIG, A. ENGEL, A. GOLDMAN, F. IRION, N. KÄMPFER, H. MICHELSEN, M. NEWCHRUCH, C. RINSLAND, R. SALAWITCH, G. STILLER und G. TOON: *The 1994 northern midlatitude budget of stratospheric chlorine derived from ATMOS/ATLAS-3 observations*. Geophys. Res. Lett., 23:2357–2360, 1996.
- [21] C. RODGERS: *Inverse methods for Atmospheric Sounding: Theory and Practise*. 2000.
- [22] B.SCHIMPF: *Analyse von FIR-Spektren zur Bestimmung der OH-Konzentration der mittleren Erdatmosphäre*. Doktorarbeit, Universitt Bremen, 1999.
- [23] H.-W. HÜBERS, H.-P. RÖSER und A. BETZ: *Submillimeter and far-infrared observing platforms for astronomy*. Spectroscopy from Space, NATO ASI Series, 2001.
- [24] A. HARRIS: *Coherent and incoherent detection*. ESA, From Ground-Based to Space-Borne Sub-mm Astronomy, Seiten 165–169, 1990.
- [25] J. LESURF: *Milimetre-wave optics, devices and systems*. Adam Hilger, Bristol and New York (USA), 1990.
- [26] A. KERR, M. FELDMANN und S.-K. PAN: *Receiver noise temperature, the quantum noise limit and the role of the zero-point fluctuations*. International Symposium on Space Terahertz Technology, Cambridge(USA), Seiten 101–111, 1997.
- [27] H. CALLEN und U. WELTON: *Irreversibility and generalized noise*. Phys. Rev., 83(1):24–40, 1951.
- [28] K. BUTTON: *Reviews of Infrared and Milimeter Waves*. Plenum Press, 1983.
- [29] M. GERSHENZON, G. GOLT'SMAN, I. GOGIDZE, Y. GUSEV, A. ELANTEV, B. KARASIK und A. SEMENOV: *Milimeter and submillimeter range mixer based on electron heating of superconductive films in the resistive state*. Superconductivity, 3(10):1582–1597, 1990.

- [30] U. MAIR, M. KROCKA, G. WAGNER, M. BIRK, H.-W. HUEBERS, H. RICHTER, A. SEMENOV, P. YAGOUBOV, R. HOOGHEVEN, T. DE GRAAUW, H. VAN DE STADT, A. SELIG, B. ELLISON, D. MATHESON, B. ALDERMAN, M. HARMAN, B. KERRIDGE, R. SIDDANS und J. REBURN: *TELIS - development of a new balloon borne TH/submm heterodyne limb sounder*. Proc. 12th International Symposium on Space Terahertz Technology, Boston, U.S.A., 2001.
- [31] F. FRIEDL-VALLON, G. MAUCHERT, M. SEEFELDNER, O. TRIESCHMANN, A. KLEINERT, A. LENGEL, C. KEIM, H. OELHAF und H. FISCHER: *Design and Charakterization of the balloon-borne Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding (MIPAS-B2)*. Appl. Optics, 43(16):3335–3355, 2004.
- [32] BOARD, SWEDISH NATIONAL SPACE: *The Odin Satellite's Sharp Eyes in Space*. Broschüre, 2001.
- [33] M. ENDEMANN, P. GARE, J. LANGEN, H. NETT und C. J. READINGS: *MIPAS - An Envisat Instrument for Atmospheric Chemistry and Climate Research*. ESA Bulletin, 101, February 2000.
- [34] H. OELHAF, T. v. CLARMANN, H. FISCHER, F. FRIEDL-VALLON, C. FRITZSCHE, A. LINDEN, C. PIESCH, M. SEEFELDNER und W. VÖLKER: *Stratospheric ClONO₂ and HNO₃ profiles inside the arctic Vortex from MIPAS-B limb emission spectra obtained during EASOE*. Geophys. Res. Lett., 21:1427–1430, 1994.
- [35] G. WETZEL, T. v. CLARMANN, H. OELHAF und H. FISCHER: *Vertical profiles of N₂O₅ along with CH₄, N₂O, and H₂O in the late Arctic winter retrieved from MIPAS-B infrared limb emission measurements*. J. Geophys. Res., 100:23173–23181, 1995.
- [36] M. STOWASSER, H. OELHAF, R. RUHNKE, M. CHIPPERFIELD, G. WETZEL, F. FRIEDL-VALLON, W. KOUKER, A. LENGEL, G. MAUCHER, H. NORDMEYER TH. REDDMANN und H. FISCHER: *A characterisation of the 1999 Arctic winter, by observation and modelling: NO_y partitioning and dynamics*. J. Geophys. Res., 107(D19):4376–4386, 2002.
- [37] M. STOWASSER, H. OELHAF, R. RUHNKE, A. KLEINERT, G. WETZEL, F. FRIEDL-VALLON, A. LENGEL, W. KOUKER, G. MAUCHER, H. NORDMEYER,

- O. TRIESCHMANN, T. v. CLARMANN und H. FISCHER: *The Variation of short-lived NO_y species around sunrise at mid-latitudes as measured by MIPAS-B and calculated by KASIMA*. Geophys. Res. Lett., 30(10.1029/2002GL016727):1432–1436, 2003.
- [38] A. WAIBEL, T. PETER, K. CARSLAW, H. OELHAF, G. WETZEL, P. CRUTZEN, U. PÖSCHEL, A. TSIAS, E. REIMER und H. FISCHER: *Arctic Ozone Loss due to Denitrification*. Science, 283:2064–2069, 1999.
- [39] M. HÖPFNER, H. OELHAF, G. WETZEL, F. FRIEDL-VALLON, A. KLEINERT, A. LENGEL, G. MAUCHER, H. NORDMEYER, N. GLATTHOR, G. STILLER, T. v. CLARMANN, H. FISCHER, C. KRÖGER und T. DESHLER: *Evidence of scattering of tropospheric radiation by PSCs in mid-IR limb emission spectra: MIPAS-B observations and KOPRA simulations*. Geophys. Res. Lett., 29(10.1029/2001GL014443):1278–1281, 2002.
- [40] H. OELHAF, F. FRIEDL-VALLON, A. KLEINERT, A. LENGEL, G. MAUCHER und H. NORDMEYER: *Short flight report of MIPAS-B flight 15*. Technischer Bericht, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Forschungszentrum Karlsruhe, 2005.
- [41] A. BARYCHEV: *Superconductor-Isolator-Superconductor THz Mixer Integrated with a Superconducting Flux-Flow Oscillator*. Doktorarbeit, Technische Universität Delft, 2005.
- [42] P. YAGOUBOV, W.-J. VREELING, H. VAN DER STADT, R. HOOGVEEN, O. KORYUKIN, V. KOSHELETS, O. PYLYPENKO und A. MURK: *500-650 GHz spectrometer development for TELIS*. Proceedings of the 16th International Symposium on Space Terahertz Technology, Goeteborg, Sweden, to be published, 2005.
- [43] P. GOLDSMITH: *Quasioptical Systems. Gaussian Beam Quasioptical Propagation and Applications*. IEEE Press/Chapman and Hall Publishers, Series on Microwave Technology and RF, 1998.
- [44] J. MURPHY: *Distortion of a simple Gaussian beam on reflection from off-axis ellipsoidal mirrors*. Int. J. Infrared Millimeter Waves, 8:1165–1187, 1987.
- [45] T. CHU: *An imaging beam waveguide feed*. IEEE Trans. Antennas Propag., AP-31, 1083.

- [46] M. GANS und R. SEMPLAK: *Some far-field studies of an offset-launcher*. Bell Syst. Tech. J., 54(7):1319–1340, 1975.
- [47] M. GANS: *Cross-polarization in reflector-type beam waveguides and antennas*. Bell Syst. Tech. J., 55:289–316, 1976.
- [48] H. VAN DE STADT: *TELIS Telescope Design*. Technischer Bericht, SRON, 2002.
- [49] M. WITTKAMP: *Positionssteuerung des Teleskops eines ballongetragenen Mehrkanalempfängers*. Diplomarbeit, Fachhochschule Fulda, 2003.
- [50] TICRA ENGINEERING CONSULTANTS: *GRASP8 General Reflector and Antenna Farm Analysis Software*, 2003.
- [51] A. MURK, P. A. YAGOUBOV, U. MAIR, M. BIRK, G. WAGNER, H. VAN DE STADT, R. HOOGEVEN und N. KÄMPFER: *Antenna Simulations for the THz and submm limb sounder TELIS*. 2005.
- [52] M. VAN DER VORST: *PILRAP Programm for Integrated Lens and Antenna Reflector Properties*, 2003.
- [53] ZEMAX DEVELOPMENT CORPORATION: *ZEMAX EE Optical Design Program*, 2003.
- [54] J. GAO, J. HOVENIER, Z. YANG, J. BASELMANS, A. BARYSHEV, M. HAJENIUS, T. KLAPWIJK, A. ADAM, T. KLAASSEN, B. WILLIAMS, S. KUMAR und Q. HU: *Terahertz heterodyne receiver on a quantum cascade laser and a superconducting bolometer*. Appl. Phys. Lett., 86(244104), 2005.
- [55] B. WILLIAMS, S. KUMAR, H. CALLEBAUT und Q. HU: *Terahertz quantum-cascade laser operating up to 137 K*. Appl. Phys. Lett., 83(25):5142–5144, 2003.
- [56] S. KUMAR, B. S. WILLIAMS, S. KOHEN und Q. HU: *Continuous-wave operation terahertz quantum-cascade lasers above liquid-nitrogen temperature*. Appl. Phys. Lett., 84(14):2494–2496, 2004.
- [57] RADIOMETER PHYSICS GMBH. Birkenmaarstrasse 10, 53340 Meckenheim, Germany.
- [58] C. PATEL: *Continuous-wave laser action on vibrational-rotational transitions of CO₂*. Phys. Rev., 5A:1187–1193, 1964.

- [59] C. PATEL: *CW laser action in N_2O ($N_2 - N_2O$ system)*. Appl. Phys. Lett., 6(1):12–13, 1965.
- [60] N. DOUGLAS: *Milimetre and Submilimetre Wavelength Lasers*. Springer-Verlag, 1989.
- [61] I. MEHDI, E. SCHLECHT, A. ARZUMANYAN, J. BRUSTON, P. SIEGEL, R. SMITH, J. PEARSON, S. MARTIN und D. PORTERFIELD: *Development of millimeter- and submillimeter-wave local oscillator circuits for a space telescope*. Proc. SPIE, 3795:329–337, 1999.
- [62] I. MEHDI, E. SCHLECHT, G. CHATTOPADHYAY und P. SIEGEL: *Terahertz local oscillator sources: performance and capabilities*. Proc. SPIE, 4855(435), 2003.
- [63] D. H. MARTIN und E. PUPLETT: *Polarised interferometric spectrometry for the millimetre and submillimetre spectrum*. Infrared Physics, 10:105–109, 1970.
- [64] G. PLOEGER: *Design description of the diplexer roof mirror translator (DRT)*. Technischer Bericht, SRON, 2001.
- [65] R. KINGSTON: *Detection of Optical and Infrared Radiation*. Springer Verlag, 1978.
- [66] P. RICHARDS: *Bolometers for infrared and milimeter waves*. J. Appl. Phys., 76(1), 1994.
- [67] H.-W. HÜBERS, A. SEMENOV, J. SCHUBERT, G. GOL'TSMAN, B. VORONOV, E. GERSHENZON, A. KRABBE und H.-P. RÖSER: *NbN hot electron bolometer as THz mixer for SOFIA*. Proc. of SPIE, 2000.
- [68] P. A. YAGOUBOV, M. KROUG, H. MERKEL, E. KOLLBERG, H.-W. HÜBERS, J. SCHUBERT, G. SCHWAAB, G. GOL'TSMANN und E. GERSHENZON: *NbN hot electron bolometric mixers at frequencies between 0.7 and 3.1 THz*. 10th International Symposium on Space Terahertz Technology, Charlottesville, Seiten 238–246, 1999.
- [69] KAPLAN, S. B.: *Acoustic matching of superconducting films to a periodic optical irradiation*. Phys. Rev. B, 37:343–365, 1979.

- [70] GOUSEV, Y., G. N. GOL'TSMANN, A. D. SEMENOV und E. M. GERSHENZON: *Broadband ultrafast superconducting NbN detector for electromagnetic radiation*. J. Appl. Phys., 75(3695-3697), 1994.
- [71] TONG, C.E., J. STERN, K. MEGERIAN, H. LEDUC, T. K. SRIDHARAN, H. GIBSON und R. BLUNDELL: *NbN hot electron bolometer mixers*. 12th International Symposium on Space Terahertz Technology, San Diego, (253-261), 2001.
- [72] H.-W. HÜBERS, J. SCHUBERT, A. KRABBE, M. BIRK, G. WAGNER, A. SEMENOV, G. GOLT'TSMANN, B. VORONOV und E. GERSHENZON: *Parylene anti-reflection coating of a quasi-optical hot-electron-bolometric mixer at terahertz frequencies*. Infrared Physics and Technology, 42:41-47, 2001.
- [73] A. SEMENOV: *unveröffentlicht*.
- [74] A. SEMENOV, H. RICHTER, B. GÜNTHER, H.-W. HUEBERS und J. KARAMAR-KOVIC: *Terahertz Performance of Integrated Double Slot Antennas*. Proceedings of the 16th International Symposium on Space Terahertz Technology, 2005.
- [75] D. FILIPOVIC, S. GEARHART, G. REBEIZ: *Millimetre-Wave and Terahertz Integrated Circuit Antennas*. Proc. IEEE, 90(11):1748-1770, 1992.
- [76] P. YAGOUBOV und P. PYLYPENKO: *TELIS room temperature amplifiers performance*. SRON Technical note, 2004.
- [77] N. WADEFALK: *Cryogenic HEMT Low Noise Amplifier CITCRYO4-12A, Datasheet*. California Institute of Technology, 2003.
- [78] B. COOPER: *Correlators with 2-bit Quantization*. Australian Journal of Physics, (23), 1970.
- [79] J. HAGEN und D. FARLEY: *Digital-Correlation Techniques in Radio Science*. Radio Science, 8, 1973.
- [80] A. EMRICH: *Spectrometers and Receiver Systems for Ground, Balloon and Satellite Based (Sub)millimetre Radio Astronomy*. Technischer Bericht, Chalmers University of Technology, 1992.
- [81] M. BIRK und G. WAGNER: *TELIS Autocorrelator requirements*. DLR Technical documentation, 2003.

-
- [82] K. ROHLFS und T. L. WILSON: *Tools of Radio Astronomy*. Springer Verlag, 1996.
- [83] A. EMRICH: *TELIS Backend command*. Technischer Bericht, Omnisys Instruments, 2004.
- [84] A. EMRICH: *TELIS-Labview controller, Users manual*. Technischer Bericht, Omnisys Instruments, 2004.
- [85] A. EMRICH: *MATLAB post processing interface, Users manual*. Technischer Bericht, Omnisys Instruments, 2004.
- [86] A. EMRICH: *Final Report ABT-TELIS*. 1 1, Omnisys Instruments, 1, 2004.
- [87] MOLTECH GMBH, Rudower Chaussee 29-31 (OWZ), 12489 Berlin: *CaF₂-ZnSe-Fenster*.
- [88] INFRAREDLABS, INC., U.S.A.: *C103 Quartz - AR - Garnet FIR-Filter*.
- [89] ANRITSU GMBH, Grafenberger Allee 54-56, 40237 Düsseldorf: *Anritsu cryogenic BIAS-TEE K250*, 2002.
- [90] PAMTECH GMBH: *Pamtech 65387 Cryogenic Isolator*.
- [91] MICRO LAMBDA WIRELESS, INC., 46515 Landing Parkway Fremont, CA 94538: *MLFD Series Dual-Two YIG Bandpass Filters, 2-8 GHz*.
- [92] HARMONIC DRIVE GMBH: *Harmonic Drive Servomotor*.
- [93] N. SUTTIWONG: *Control and Measurement Setup*. Diplomarbeit, Fachhochschule Karlsruhe, 2004.
- [94] M. BIRK und G. WAGNER: *THz LO requirements for TELIS*. DLR Technical documentation, 2002.
- [95] G. MORUZZI, F. STRUMIA, P. CARNESECCHI, B. CARLI und M. CARLOTTI: *High resolution spectrum of CH₃OH between 8 and 100 cm⁻¹*. *Infrared Phys.*, 29(1):47-86, 1989.
- [96] G. WAGNER und M. BIRK: *FIR-FT-Methanolmessungen, unveröffentlicht*.

-
- [97] H. SMITH, D. DUBE, M. GARDNER, S. CLOUGH, F. KNEIZYS und L. ROTHMAN: *FASCODE - Fast Atmospheric Signature Code (Spectral Transmittance and Radiance)*. Technical Report AFGL-TR-78-0081, Geophysica Laboratory, 1978.
- [98] H. PICKETT: *Microwave Limb Sounder THZ Module on Aura*. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, in press, 2005.
- [99] G. TOON: *The JPL MkIV interferometer*. Opt. Photon. News, 2:19–21, 1991.
- [100] G. BINGHAM, H. LATVAJOSKI, S. WELLARD, D. GARLICK, M. MLYNCZAK, D. JOHNSON, W. TRAUB und K. JUCKS: *Far-infrared spectroscopy of the troposphere (FIRST): sensor calibration performance*. Proc. 31st International Symposium on Remote Sensing of Environment, St.Petersburg, Russia, 2005.
- [101] D. JOHNSON, K. JUCKS, W. TRAUB und K. CHANCE: *Smithsonian stratospheric far-infrared spectrometer and data reduction system*. J. Geophys. Res., 100:3091–3106, 1995.
- [102] K. JUCKS: *FIRS-2 Remote Sensing from SOFIA*. Proc.SOFIA Upper Deck Science Opportunities Workshop, NASA Ames Research Center, Moffett Field, 2004.
- [103] C. CAMY-PERET: *The LPMA balloon-borne FTIR spectrometer for remote sensing of atmospheric constituents*. ESA SP, 370:323–328, 1995.
- [104] F. FERLEMANN, N. BAUER, H. HARDER, H. OSTERKAMP, D. PERNER, U. PLATT, M. SCHNEIDER, P. VRADELIS und K. PFEILSTICKER: *A new DOAS-instrument for stratospheric balloon-borne trace gas studies*. Proc.5th European Symposium on Polar Stratospheric Ozone, Schliersee, Air. Poll. Report 66, 1997.
- [105] Y. TE, P. CAMY-PEYRET, S. PAYAN, G. PERRON und G. AUBERTING: *Balloon-borne calibrated spectroradiometer for atmospheric nadir sounding*. Appl. Optics, 41(30):6431–6441, 2002.

Lebenslauf Ulrich Mair

geboren am 25. Oktober 1973 in Augsburg

Eltern: Christian Mair
Ursula Mair, geb. Hammer

1980-1984 Löweneck-Grundschule, Augsburg
1984-1993 Humanistisches Gymnasium bei St.Stephan, Augsburg
1993 Allgemeine Hochschulreife (Abitur)
1994 Grundwehrdienst
1994-2000 Studium der Physik an der Universität Augsburg,
Abschluss mit Diplom
2000-2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Walter-Schottky-Institut
der Technischen Universität München
2001-2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Methodik
der Fernerkundung, Abteilung Experimentelle Verfahren,
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.