

Entwicklung von Hot Electron Bolometer-Mischern für
Terahertz-Heterodynempfänger

von Dipl.-Phys. Heiko Helmut Richter
aus Berlin

von der Fakultät V - Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. H. Linde
Gutachter: Prof. Dr. K. Briß
Gutachter: Prof. Dr. H.-P. Röser

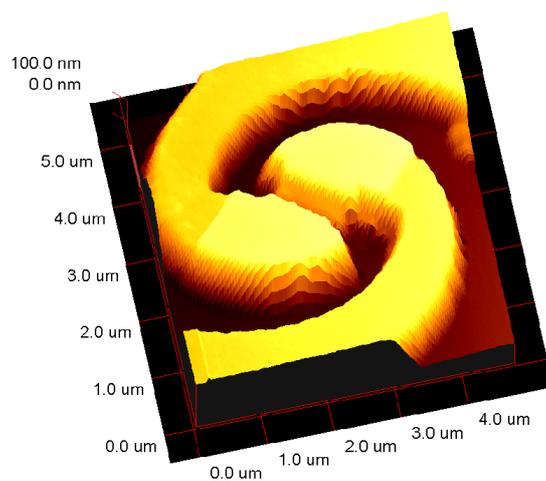
Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 4. April 2005

Berlin 2005
D 83

Technische Universität Berlin
Fakultät für Verkehrs- und Maschinensysteme
Institut für Luft- und Raumfahrt

Heiko Helmut Richter
geboren am 6. Juni 1973 in Schwäbisch Hall

Entwicklung von Hot Electron Bolometer-Mischern für Terahertz-Heterodynempfänger



Hot-Electron-Bolometerbrücke zwischen den Anschlußenden einer planaren
Spiralantenne

Für meine Eltern.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Grundlagen der FIR-Spektroskopie	5
2.1	Spektrallinien	6
2.1.1	Natürliche Linienbreite	6
2.1.2	Druckverbreiterung	7
2.1.3	Dopplerverbreiterung	7
2.1.4	Form der Spektrallinie	7
2.1.5	FIR-Spektren: Beispiele	8
2.2	Detektionstechniken im FIR-Bereich	9
2.2.1	Inkohärente Detektion	9
2.2.2	Kohärente Detektion	9
2.2.3	Konversionseffizienz eines Heterodynempfängers	11
2.2.4	Mischer-Technologien	13
2.3	Radiometrische Empfindlichkeit	14
2.3.1	Die Schwarzkörperstrahlung	14
2.3.2	Rauschtemperatur	14
2.3.3	Die Y-Faktor-Methode	15
2.3.4	Radiometrische Kalibrierung	16
2.3.5	Nachweisgrenze des Empfangssystems	18
3	Das Hot Electron Bolometer (HEB)	21
3.1	Funktionsweise eines Bolometers	21
3.2	Funktionsweise und Vorteile eines HEB	22
3.2.1	Diffusionsgekühlte HEB	24
3.2.2	Phononengekühltes HEB	25
3.3	Theoretische Modelle	26
3.3.1	Standardmodell	26
3.3.2	2T-Modell	27
3.3.3	Hot Spot-Modell	28
3.4	Elektrothermische Rückkopplung	32

4	AFM-Charakterisierung von Niobnitrid-Filmen	33
4.1	Motivation und AFM-Grundlagen	33
4.2	Intrinsische Eigenschaften von NbN	35
4.3	Oberflächenqualität unterschiedlich dicker NbN-Filme	36
4.4	Einfluss des Substrates auf die Qualität der NbN-Filme	43
4.5	Zusammenfassung der AFM-Messungen	46
5	Optische Komponenten und Versuchsaufbau	49
5.1	Optisch gepumpter FIR-Laser	49
5.1.1	Der CO_2 -Laser	50
5.1.2	Der FIR-Laser	53
5.2	Quasi-optische Einkopplung des Heterodynempfängers	54
5.2.1	Gaußsche Strahlenoptik	54
5.2.2	Die Hybridantenne: Linse + Planarantenne	56
5.2.3	Linsengeometrie und Antireflexbeschichtung	58
5.2.4	Die Spiralantenne - eine Breitbandantenne	60
5.2.5	Die Doppelschlitz-Antenne	62
5.3	Versuchsaufbau	64
6	Charakterisierung der HEB	67
6.1	Geometrie	67
6.2	Kennlinie	69
6.3	Radiometrische Empfindlichkeit	72
6.3.1	Einfluss der Brückengeometrie	72
6.3.2	Einfluss der Spiralantennengeometrie	75
6.4	ZF-Bandbreite und Mischergewinn	76
6.4.1	Grundlagen: Konversions- und Rauschbandbreite	76
6.4.2	Materialabhängigkeit	78
6.4.3	Messungen	78
6.5	Erforderliche LO-Leistung	78
6.6	Strahleinkopplung	81
6.7	Koppeffizienz	82
6.8	Dynamischer Bereich	84
6.9	Konversionseffizienz	84
6.10	Stabilitätsmessungen	87
6.10.1	Mathematische Grundlagen	87
6.10.2	Charakterisierung der Messapparatur	89
6.10.3	Messverstärker	90
6.10.4	Gesamtsystem	91
6.11	Spektrale Messungen	93
6.12	Zusammenfassung	95

7	Antennendiagramme und Strahleinkopplung	97
7.1	Theoretische Hybridantennenmodelle	97
7.1.1	Ausgangspunkt und Motivation	97
7.1.2	3d-Modell der Aperturantenne	101
7.1.3	Berechnungen	105
7.2	Spektrale Charakterisierung der Planarantennen	106
7.2.1	Grundlagen	106
7.2.2	Spiralantennen	108
7.2.3	Doppelschlitz-Antennen	109
7.3	Antennendiagramme (Direktdetektion)	110
7.4	Antennendiagramme in Heterodyndetektion	113
7.5	Zusammenfassung	116
8	Zusammenfassung	117
A	Symbole	121
B	Abkürzungen	125
C	Schaltpläne	127
C.1	1,5 GHz-Messverstärker	127
C.2	4-8 GHz-Messverstärker	128
D	Verluste und Rauschbeiträge im Empfänger	129
D.1	Verluste der optischen Komponenten	129
D.2	Rauschbeiträge im Empfänger	130
E	Messprogramme	133
E.1	Beschaltung	133
E.2	Rauschtemperaturmessung	134
E.3	Antennenmessungen	137
F	Theoreme der Heterodyndetektion	143
F.1	Antennentheorem	143
F.2	Mischertheorem und Antennendiagramm des Empfängers . . .	146
F.3	Beitrag einzelner Komponenten zur Gesamtrauschtemperatur .	146
G	Verwendete Detektoren und Geräte	149
G.1	AOS	149
G.2	Golay-Zelle	150
G.3	Thermosäule/Thermoelement	150
G.4	Allan-Bradley-Temperatursensor	150

G.5	YIG-Oszillator	150
G.6	HEMT	151
G.7	Martin-Puplett Diplexer	151
H	Physikalische Effekte	153
H.1	Andreevreflektion	153
H.2	Proximity-Effekt	153
H.3	Photoakustischer Effekt	154
I	Mathematica-Quellcode	155
J	CO₂-Gitterscans	161
K	Fotografien	165
	Literaturverzeichnis	165



SOFIA, das Stratosphären Observatorium für Infrarot Astronomie: Die abgebildete Boeing 747 SP (hier bei einem Testflug) ist die Plattform für ein Teleskop mit 2,5 m Spiegeldurchmesser, das sich an der schwarz markierten Stelle am Heck befinden wird. SOFIA wird regelmässigen Zugang zum ferninfraroten Spektralbereich, ohne den störenden Einfluss der Erdatmosphäre, ermöglichen. Die im Rahmen dieser Arbeit charakterisierten und weiterentwickelten Hot Electron Bolometer sind zentraler Bestandteil eines Heterodynspektrometers, das auf SOFIA zum Einsatz kommen wird, und damit hochauflösende Ferninfrarot-Spektroskopie ermöglicht.

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Der infrarote Spektralbereich umfasst einen mehrere hunderte Male grösseren Teil des elektromagnetischen Spektrums als der für das menschliche Auge sichtbare Bereich. Der ferninfrarote Bereich (FIR) beinhaltet Wellenlängen zwischen $50 \mu\text{m}$ und 1 mm was einem Frequenzbereich zwischen 300 GHz und 6 THz entspricht [1]. In diesem Frequenzbereich liegen fundamentale Absorptions- und Emissionslinien von astrophysikalisch und astrochemisch wichtigen Atomen und Molekülen sowie das Strahlungsmaximum des interstellaren Mediums mit Temperaturen zwischen 20 K und 200 K . (Fern-) Infrarotstrahlung hat die Eigenschaft interstellaren Staub nahezu ungehindert durchdringen zu können und ermöglicht es so, Informationen aus Bereichen des Universums zu erhalten, die im sichtbaren Bereich unzugänglich sind, wie zum Beispiel das Zentrum der Milchstrasse. Auch innerhalb der Erdatmosphäre gibt es in diesem Spektralbereich interessante Anwendungen. Zum Beispiel lässt sich mit Hilfe der Rotationsübergänge des OH-Hydroxyles bei $2,5 \text{ THz}$ und $3,5 \text{ THz}$ die OH-Volumenkonzentration der Stratosphäre bestimmen, die eine zentrale Rolle im katalytischen Kreislauf spielt, der für die Zerstörung des stratosphärischen Ozons verantwortlich ist [2, 3].

Bisher ist der ferninfrarote Spektralbereich ein weitgehend unerschlossener Teil des elektromagnetischen Spektrums. Gründe hierfür sind einerseits die auf Grund ihrer hohen Komplexität noch nicht so weit entwickelte Detekorttechnologie wie dies für andere Spektralbereiche der Fall ist. Andererseits sind Beobachtungen von der Erdoberfläche aus nur in äusserst eingeschränktem Umfang möglich, da nahezu die gesamte Infrarotstrahlung durch Wasserdampf, CO_2 , Ozon und andere Moleküle in den unteren Schichten der Erdatmosphäre absorbiert wird. Innerhalb der nächsten zehn Jahre werden verschiedene ballon-, flugzeug- und satellitengetragene Beobachtungsplattformen für den FIR-Bereich zum Einsatz kommen, die nicht - oder nur in stark eingeschränktem Masse - dem störenden Einfluss der Erdatmosphäre

ausgesetzt sein werden [4]. Diese Observatorien werden eine wesentlich bessere Empfindlichkeit und räumliche Auflösung bieten und daher neue Beobachtungen in diesem noch relativ unerforschten Teil des elektromagnetischen Spektrums ermöglichen.

Mit Hilfe von SOFIA (Stratosphären Observatorium für Infrarot Astronomie) wird ab dem Jahre 2005 der regelmässige Zugang zum gesamten Wellenlängenbereich zwischen $0,3 \mu\text{m}$ und $1,6 \text{ mm}$ möglich, der mit erdgebundenen Teleskopen nicht beobachtet werden kann. Bei SOFIA handelt es sich um ein Teleskop mit $2,5 \text{ m}$ Spiegeldurchmesser, das sich an Bord einer eigens dafür umgebauten Boeing 747 SP befindet. In einer Beobachtungshöhe von 14 km können während des Fluges Messungen nahezu völlig ohne den störenden Einfluss der Erdatmosphäre gemacht werden [5, 6]. SOFIA ist ein Gemeinschaftsprojekt des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt und der NASA.

Der Satellit Herschel wird spektroskopische Untersuchungen in einem Wellenlängenbereich von $60 \mu\text{m}$ bis $670 \mu\text{m}$ vom Weltall aus ermöglichen und ab 2007 im Einsatz sein. Herschel ist einer von vier Eckpfeilern des ESA Raumfahrtprogrammes [7].

TELIS (TeraHertz Limb Sounder) ist ein ballongetragenes Experiment, mit dessen Hilfe Messungen im ferninfraroten Spektralbereich der Erdatmosphäre möglich sein werden.

Damit nicht nur die Existenz von Elementen und Molekülen, sowie deren Häufigkeit bestimmt werden kann, sondern noch zusätzliche physikalische Umgebungsbedingungen wie Temperatur, Dichte und das dynamische Verhalten des beobachteten Objektes, ist bei den schwachen, astronomischen Signalen der Einsatz eines hochauflösenden, empfindlichen Empfangssystem erforderlich.

Bei allen drei genannten Projekten werden Heterodynempfänger für die hochauflösende Spektroskopie im FIR-Bereich zum Einsatz kommen. In einem Heterodynempfänger wird in einem Mischer das schwache Empfangssignal mit einem starken und leicht frequenzverschobenen Lokaloszillatorsignal überlagert. Aufgabe des Mixers ist eine Frequenzumsetzung des hochfrequenten Eingangssignal auf die niederfrequente Differenzfrequenz zwischen Signal- und Lokaloszillators, die durch herkömmliche Elektronik verstärkt und ausgewertet werden kann.

Im Rahmen dieser Dissertation wurden Hot Electron Bolometer- („HEB“-) Mischer charakterisiert und weiterentwickelt, die zentraler Bestandteil der Heterodynempfänger für SOFIA und TELIS sind und Zugang zur hochauflösenden FIR-Spektroskopie ermöglichen werden [8–10]. Bei Hot Electron Bolometern handelt es sich um dünne, supraleitende Mikrobrücken, in der die Signal- und Lokaloszillatorstrahlung mittels einer Kombination aus Linse

und Antenne eingekoppelt wird. In der Mikrobrücke entsteht ein normalleitender Bereich, dessen Grösse mit der Differenzfrequenz beider Signale variiert und eine entsprechend niederfrequente und als Messsignal dienende Widerstandsänderung der Brücke mit der spektralen Zusammensetzung des Eingangssignales hervorruft.

Erstmals werden in dieser Arbeit HEB in einem Frequenzbereich bis 5,2 THz hinsichtlich ihrer radiometrischen Empfindlichkeit (Rauschtemperatur), Zwischenfrequenz-Bandbreite und Antennencharakteristik (Leistung und Polarisation), sowie weiterer für den praktischen Einsatz in einem Heterodynspektrometer relevanten Eigenschaften, charakterisiert und optimiert. Die Kenntnis dieser charakteristischen HEB-Mischereigenschaften wie zum Beispiel Empfindlichkeit, Bedarf an Lokaloszillatorleistung und Strahleinkopplung, sind für eine wesentlich effizientere Nutzung der teuren Beobachtungszeit bei SOFIA, Herschel und TELIS sowie für die wissenschaftliche Datenqualität von sehr grosser Bedeutung.

Nach einem einführenden Kapitel über die Grundlagen der FIR-Spektroskopie folgt eine theoretische Beschreibung der Hot Electron Bolometer.

Obwohl bisher vielversprechende Ergebnisse der HEB-Mischer bezüglich der Optimierung der Rauscheigenschaften erzielt worden sind, gibt es nur wenig Kenntnisse über die dafür erforderlichen Eigenschaften der supraleitenden Filme und den damit verbundenen Herstellungsprozessen. In Kapitel 4 werden daher unterschiedliche NbN-Filme und Substrate mittels Rasterkraftmikroskopie hinsichtlich ihrer Oberflächenbeschaffenheit untersucht.

Für die Charakterisierung der HEB war es erforderlich einen als Lokaloszillator dienenden optisch gepumpten FIR-Laser zu bauen. Der Laser, sowie weitere für die Messungen relevante (quasi-)optische Komponenten, wie zum Beispiel Linsen und Antennen mit denen die Strahlung in die Bolometerbrücke eingekoppelt wurde, werden in Kapitel 5 erläutert, das mit der Beschreibung des Versuchsaufbaus schliesst.

Anschliessend erfolgt in Kapitel 6 eine ausführliche Charakterisierung der HEB hinsichtlich ihrer radiometrischen Empfindlichkeit, ihrer Zwischenfrequenzbandbreite, ihrer benötigten Lokaloszillatorleistung, ihren Stabilitätseigenschaften sowie weiterer für den Betrieb in einem Heterodympfänger relevanter Kenngrössen. Abschliessend wird in diesem Kapitel die praktische Funktionsfähigkeit eines HEB durch die Beschreibung der erfolgreichen Messung einer Methanolemissionslinie bei 2,5 THz demonstriert.

In Kapitel 7 wird näher auf die Eigenschaften der verwendeten Antennen eingegangen. Zunächst wird dazu ein theoretisches Modell der Empfangscharakteristik der verwendeten Hybridantenne entwickelt. Anschliessend wird das Breitbandfrequenzverhalten der Planarantennen untersucht und bei verschiedenen Frequenzen ausführliche Messungen der Antennendiagramme, bei

denen das HEB sowohl im Bolometerbetrieb als auch im Heterodynmodus eingesetzt wird, durchgeführt.

Die Arbeit schliesst mit einer Zusammenfassung.

Kapitel 2

Grundlagen der FIR-Spektroskopie

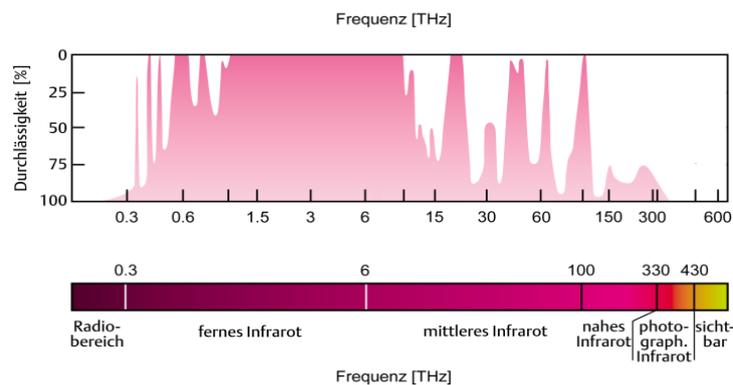


Abbildung 2.1: Durchlässigkeit der Erdatmosphäre bei verschiedenen Frequenzen [6].

Der ferninfrarote Spektralbereich (FIR) ist ein Teilbereich der Infrarotstrahlung und beinhaltet gemäss DIN 5031 die Wellenlängen zwischen $50 \mu\text{m}$ und 1 mm , was einem Frequenzbereich von 6 THz bis $0,3 \text{ THz}$ entspricht. Wie in Abbildung 2.1 ersichtlich ist, absorbiert die Erdatmosphäre in diesem Wellenlängenbereich sehr stark, d.h. es ist nicht möglich fundamentale Absorptions- und Emissionslinien astrophysikalisch und astrochemisch relevanter Atome und Moleküle die in diesem Bereich liegen, mit bodengebundenen Teleskopen zu untersuchen.

Der wissenschaftliche Erstflug des **Stratosphären Observatorium Für Infrarot Astronomie SOFIA** wird im Jahre 2005 stattfinden und regelmässigen Zu-

gang zum FIR-Spektralbereich ermöglichen. Bei einer geplanten Betriebsdauer von 20 Jahren wird bei ungefähr 160 Flügen pro Jahr den Wissenschaftlern eine Beobachtungszeit von 6 bis 7 Stunden je Flug zur Verfügung stehen. Die im Rahmen dieser Arbeit charakterisierten und weiterentwickelten Hot Electron Bolometer sind zentraler Bestandteil eines auf SOFIA eingesetzten Heterodynspektrometers das Zugang zur hochauflösenden FIR-Spektroskopie ermöglichen wird. Aus diesem Grunde wird nachfolgend kurz auf die Entstehung und Form von Spektrallinien eingegangen und an einigen konkreten Beispielen die wissenschaftliche Wichtigkeit der FIR-Spektroskopie aufgezeigt. Abschliessend wird allgemein auf mögliche Detektionstechniken und speziell auf die im Rahmen dieser Dissertation verwendete Heterodyndetektion ausführlich eingegangen.

2.1 Spektrallinien

Die Übergänge zwischen verschiedenen Rotationszuständen von Molekülen führen zu charakteristischen Absorptions- und Emissionslinien, die im (fern-)infraroten Spektralbereich liegen. Die Form dieser Linien werden vorwiegend durch die Druck- und Dopplerverbreiterung bestimmt. Die natürliche Linienbreite ist bei atmosphärischen Linien gegenüber den beiden anderen Effekten vernachlässigbar.

2.1.1 Natürliche Linienbreite

Die natürliche Linienbreite wird durch die mittlere Lebensdauer eines angeregten Zustandes bestimmt, nach der ein angeregtes Molekül spontan unter Lichtemission in einen energetisch tiefergelegenen Zustand übergeht. Für das normierte Intensitätsprofil gilt [11]:

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{\delta\omega_n/2\pi}{(\omega - \omega_0)^2 + (\delta\omega_n/2)^2} \quad \text{mit} \quad \int_0^\infty g(\omega - \omega_0)d\omega = 1. \quad (2.1)$$

ω_0 ist dabei die Kreisfrequenz der Übergangsfrequenz und $\delta\omega_n$ die volle Halbwertsbreite (=“natürliche Linienbreite“). $\delta\omega_n = 1/(2\pi\tau)$ [12], wobei τ die zeitliche Länge des emittierten Wellenzuges ist. Für Atome gilt $\tau \approx 10^{-8}s$ [13], so dass $\delta\omega_n \approx 1,6$ MHz ist. Bei molekularen Übergängen, deren Wellenlängen im infraroten Spektralbereich liegen, ist die natürliche Linienbreite wegen der langen Lebensdauer der Schwingungsniveaus ($\approx 10^{-4}s - 10^{-3}s$) sehr klein. Bei $\tau = 10^{-3}s$ beträgt $\delta\omega_n$ zum Beispiel nur 16 Hz [11].

2.1.2 Druckverbreiterung

Die Druckverbreiterung einer Spektrallinie wird durch Kollisionen unter den Molekülen verursacht - die individuellen Strahlungsakte werden nicht mehr durch Strahlungsdämpfung sondern durch Stösse mit anderen Molekülen abgebrochen. Die daraus resultierende Linienform kann durch ein Lorentzprofil angenähert werden. Für die entsprechende Druckverbreiterung gilt:

$$\delta\omega_p \sim \alpha_p p ,$$

wobei die Konstante α_p in der Grössenordnung 1-25 MHz/mbar liegt [12], d.h. aus dicht beieinanderliegenden Linien können bei hohem Druck Absorptionsbanden werden.

2.1.3 Dopplerverbreiterung

Bei gegebener Temperatur weisen Moleküle eine Geschwindigkeitsverteilung auf, woraus eine Verbreiterung der Spektrallinie - die sogenannte Dopplerverbreiterung - resultiert.

Unter der Voraussetzung einer Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeitsverteilung gehorcht die normalisierte Linienform der Gaußfunktion mit der Halbwertsbreite [11]:

$$\delta\omega_D = \frac{2\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2 \ln 2 k_B T}{m}} \quad (2.2)$$

und dem Intensitätsprofil:

$$I(\omega) = I(\omega_0) \exp \left[\frac{-c(\omega - \omega_0)}{\omega_0 \sqrt{2k_B T/m}} \right]^2, \quad (2.3)$$

wobei k_B die Boltzmannkonstante, T die absolute Temperatur, c die Lichtgeschwindigkeit und m die Molekülmasse ist.

Die Dopplerverbreiterung steigt linear mit der Frequenz ω_0 und ist bei gegebener Temperatur für Moleküle mit kleiner Masse besonders gross. Für das O_3 -Molekül, mit $\omega_0=276$ GHz ist bei $T=-50$ °C die Dopplerverbreiterung $\delta\omega_D = 217$ kHz [14].

2.1.4 Form der Spektrallinie

Die durch Druck- und Dopplerverbreiterung zustandekommende Linienform ist eine Überlagerung der entsprechenden Gauß- und Lorentzfunktionen, die Voigtprofil genannt wird [15]. Das entsprechende Faltungsintegral kann nicht

analytisch gelöst werden, so dass das Voigtprofil numerisch bestimmt werden muss.

Da die Intensität bei einem Gaußprofil für grosse $\omega - \omega_0$ viel schneller als ein Lorentzprofil gegen Null strebt, lässt sich oft aus den extremen Linienflügeln noch Informationen über das Lorentzprofil erhalten.

2.1.5 FIR-Spektren: Beispiele

Beobachtungen im FIR-Spektralbereich ermöglichen ein tieferes Verständnis der Bildung und Evolution von Sternen, von scheibenförmigen Staubsammlungen, Planeten um Protosternen und der Evolution des sehr frühen Universums. In diesem Spektralbereich ist einerseits die Untersuchung von kalten Objekten mit Temperaturen im Bereich von 10 K - 100 K, da deren Emissionsmaxima im FIR liegen, und andererseits hochaufgelöste Spektroskopie von Molekülen, da die wichtigsten Übergänge vieler Moleküle und Atome ausschliesslich im FIR-Bereich liegen, von wissenschaftlicher Bedeutung. Einige Beispiele für astronomisch relevante Fragestellungen sind [16]:

- Der Ursprung des kosmischen Kontinuums stammt hauptsächlich aus der thermischen Emission von Staubkörnern, die UV-, sichtbare und Nah-Infrarot Photonen absorbieren und anschliessend im FIR-Spektralbereich reemittieren. Die spektrale Energieverteilung des Kontinuums liefert Informationen über die Strahlungsemissionsmechanismen und ist ein Mass für die Masse des emittierenden Staubes.
- Feinstrukturemissionslinien zahlreicher Elemente, die für effektive Kühlung neutraler (zum Beispiel C I, O I, Si I) und ionisierter (zum Beispiel C II [17], O III, N III) Gase verantwortlich sind, liegen innerhalb des FIR-Spektralbereiches. Dieser beinhaltet weiterhin für das Verständnis der Evolution und Zusammensetzung des interstellaren Mediums bedeutsame Rotationslinien im Grundzustand von Molekülen, die aus einem schweren Element und einem oder mehreren Wasserstoffatomen (z. B. OH, CH, NH) bestehen. Höhere Rotationslinien von schweren Molekülen (z. B. CO, HCN, CS, CN) liefern Informationen über die physikalischen Bedingungen im Gas.
- Mehrere wichtige Nah- und Mittelinfrarotlinien interessanter Ionen (zum Beispiel Si II, S III, N III) werden bei stark rotverschobenen Quellen in das FIR-Band verschoben.
- Bestimmung der Vertikalverteilung von Molekülen und dem Temperaturprofil in der Planetenatmosphäre durch hochauflösende Spektroskopie.

- Vermutlich besitzen die Atmosphären von Exoplaneten Signaturen im IR/FIR-Bereich, die z. B. auf Wasser hinweisen können.
- Untersuchung der Zusammensetzung der Gaskoma von Kometen durch hochaufgelöste Spektroskopie.

2.2 Detektionstechniken im FIR-Bereich

Die Tatsache, dass der FIR-Spektralbereich zwischen dem Radiowellen- und dem Infrarotbereich liegt, spiegelt sich in der Möglichkeit der Verwendung zweier in den jeweiligen Bereichen üblicherweise verwendeten Detektionstechniken wider - den kohärenten und den direkten Detektionstechniken, die nachfolgend kurz beschrieben werden.

Die meisten Messungen im Rahmen dieser Dissertation erfolgten mittels Heterodyndetektion. Aus diesem Grunde befasst sich der daran anschliessende Abschnitt mit einer kurzen mathematischen Beschreibung des Heterodynprinzipis. Die Ableitung geschieht gemäss [18] und wird dort in ausführlicherer Form abgehandelt.

2.2.1 Inkohärente Detektion

Bei der inkohärenten Detektion liefert der Detektor direkte Antwort auf die Signalphotonen, der nicht interessierende Bereich des beobachteten Spektrums wird dabei blockiert. Üblicherweise geschieht dies durch Verwendung von passiven Filtern, denen durchstimmbare dispersive oder interferometrische Instrumente wie zum Beispiel Gitter-, Fabry-Perot-Interferometer oder Fourier Transform Spektrometer nachgeschaltet sind. Die Detektion erfolgt anschliessend mittels Bolometern oder photoleitenden Detektoren. Die inkohärente Messtechnik bietet eine grosse Bandbreite und ermöglicht den Nachweis aller Polarisationsrichtungen sowie vieler räumlichen Moden gleichzeitig. Die Auflösung $\lambda/\Delta\lambda$ liegt typischerweise im Bereich von $10^2 - 10^4$.

2.2.2 Kohärente Detektion

Eine schematische Darstellung des Heterodynprinzipis ist in Abbildung 2.2 dargestellt: Bei der heterodynen (kohärenten) Detektionsweise wird die Signalstrahlung, die für elektronische Verstärkung/Weiterverarbeitung zu hochfrequent ist, mit monochromatischer Strahlung nahezu gleicher Frequenz (der Strahlung eines Lokaloszillators, LO) in einen Mischer eingekoppelt. Aufgabe

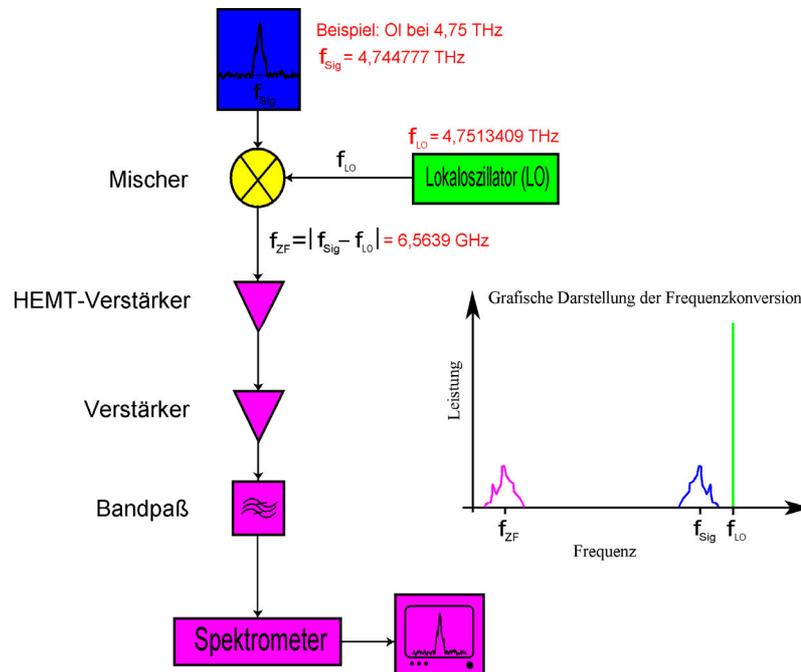


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Heterodynprinzips und grafische Darstellung der Frequenzumsetzung.

des Mixers ist es, ein Signal mit der Differenzfrequenz der beiden Strahlen zu bilden und so die spektrale Information des Eingangssignales (Amplitude und Phasenlage) auf eine niedrigere Zwischenfrequenz ZF zu konvertieren, die sich mit kommerziellen Verstärkern und Filtern verarbeiten lässt. Typischerweise liegt diese Frequenz im Mikrowellenbereich. Mit Hilfe eines Spektrometers (z.B. Akustooptisches Spektrometer AOS) kann dieses Signal anschliessend in seine spektralen Bestandteile zerlegt werden. Der beobachtbare Spektralbereich ist abhängig von der Bandbreite des Detektors (üblicherweise einige GHz) und der vorhandenen LO-Frequenz. Das theoretische Auflösungsvermögen im FIR-Bereich ist $\lambda/\Delta\lambda \gg 10^6$ [19].

Der Unterschied zwischen kohärenter und inkohärenter Detektion ist die Beibehaltung oder die Zerstörung der Phase des detektierten Signales. Auf Grund des quantenmechanischen Unschärfprinzips kann die Heterodyndetektion prinzipiell nicht empfindlicher als die Direktdetektion sein, da eine Fixierung der Phase eine Messungenauigkeit hervorruft, die äquivalent zu einer durch eine Rauschquelle hervorgerufenen Ungenauigkeit ist.

Die Beobachtung astronomisch relevanter Linienemissionen mit SOFIA erfordert einen äusserst empfindlichen Detektor, da die interessierenden Objekte

nur sehr schwach strahlen. Weiterhin ist ein sehr hochauflösendes Spektrometer erforderlich, da die benötigte Geschwindigkeitsauflösung (zum Beispiel bei der Beobachtung kalter Wolken 0,1 km/s [16]) extrem hoch ist. Eine solche Auflösung ist nur mit einem Heterodynspektrometer realisierbar, da entsprechend schmalbandige Filter im FIR-Spektralbereich nicht zur Verfügung stehen. Das Heterodynspektrometer ermöglicht es weiterhin das gesamte beobachtete Frequenzband simultan zu erfassen, wodurch sich die Messzeit wesentlich effizienter ausnutzen lässt und daher auch die Detektion sehr schwacher Signale ermöglicht wird.

2.2.3 Konversionseffizienz eines Heterodynepfängers

Ein Detektor mit der Oberfläche A und der über die Oberfläche konstanten Quanteneffizienz η wird von zwei ebenen Wellen, die senkrecht zur Oberfläche einfallen, bestrahlt. Unter der Annahme, dass die E -Vektoren der Strahlung parallel zueinander und in der Ebene der Detektoroberfläche liegen, gilt:

$$E(t) = E_{LO} \cos \omega_{LO}t + E_S \cos \omega_S t , \quad (2.4)$$

wobei E_{LO} und E_S die elektrischen Felder des Lokaloszillators beziehungsweise des Signalstrahles sind. Für die weiteren Betrachtungen soll gelten, dass die einfallende Strahlungsleistung P im Detektor Elektronen mit einer durchschnittlichen Rate von $r = \eta P/h\nu$ erzeugt. Wegen der Quantennatur der Strahlung resultiert jedes Photoereignis bzw. erzeugte Elektron von dem Verlust eines Photons oder der Energie $h\nu$ des einfallenden Strahlungsfeldes. Bei einer zeitlichen Änderung der einfallenden Strahlung wird sich somit die durchschnittliche Elektronenrate r in gleicher Art und Weise ändern. Der im Detektor erzeugte Strom $i(t)$ ist somit $i(t) = e\eta P(t)/h\nu$.

Mit Hilfe der Impedanz z_0 des freien Raumes lässt sich die auf die Oberfläche einfallende Leistung als $P(t) = E^2(t)A/z_0$ schreiben und der daraus resultierende Detektorstrom ist:

$$\begin{aligned} i(t) &= \frac{e\eta A}{z_0 h\nu} (E_{LO} \cos \omega_{LO}t + E_S \cos \omega_S t)^2 \\ &= \frac{e\eta A}{z_0 h\nu} \left[\frac{1}{2} E_{LO}^2 (1 + \cos 2\omega_{LO}t) + \frac{1}{2} E_S^2 (1 + \cos 2\omega_S t) \right. \\ &\quad \left. + E_{LO} E_S \cos (\omega_S - \omega_{LO})t + E_{LO} E_S \cos (\omega_S + \omega_{LO})t \right] \quad (2.5) \end{aligned}$$

Bei Verwendung von $P_{LO} = \frac{A}{2z_0} E_{LO}^2$ und $P_S = \frac{A}{2z_0} E_S^2$ ergibt sich für die durchschnittlich absorbierte Lokaloszillator- bzw. Signalleistung:

$$P(t) = P_{LO} + P_S + 2\sqrt{P_{LO}P_S} \cos (\omega_S - \omega_{LO})t . \quad (2.6)$$

Dabei wurden die Cosinusterme, die ω_{LO} , ω_S und $(\omega_S + \omega_{LO})$ enthalten, vernachlässigt, da der im nachfolgenden verwendete Hot Electron Bolometer-Detektor nicht in der Lage ist, solch schnellen Variationen zu folgen.

Für die Berechnung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses am Ausgang des Detektors betrachtet man den quadratischen Mittelwert des Stromes bei der Zwischenfrequenz $\omega_{ZF} = (\omega_S - \omega_{LO})$:

$$i_{ZF}^2 = (2\sqrt{i_{LO}i_S})^2/2 = 2i_{LO}i_S . \quad (2.7)$$

Der Faktor 1/2 ergibt sich durch Mittelwertbildung des Cosinustermes. Der Rauschstrom entsteht in der gleicher Art und Weise wie im inkohärenten Fall. Für Schrotrauschen - unter der Annahme, dass $i_{LO} \gg i_{ZF} \gg i_S$, was im allgemeinen der Fall ist - gilt für den mittleren Rauschstrom [18]:

$$i_N^2 = 2ei_{LO}B , \quad (2.8)$$

wobei B die Bandbreite der dem Detektor nachfolgenden elektronischen Beschaltung ist. Mit $i_S = e\eta P_S/h\nu$ ergibt sich schliesslich für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis:

$$\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{i_{ZF}^2}{i_N^2} = \frac{2i_{LO}i_S}{2ei_{LO}B} = \frac{i_S}{eB} = \frac{\eta P_S}{h\nu B} . \quad (2.9)$$

Aus den obigen Ableitungen lassen sich folgende drei wichtigen Eigenschaften der Heterodyndetektion zusammenfassen:

- Die Leistung des ZF-Signales ist proportional zur einfallenden Leistung.
- Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist invers proportional zur Bandbreite.
- Das Ausgangsspektrum ist ein genaues Abbild der einfallenden spektralen Verteilung unter der Annahme, dass die Lokaloszillatorstrahlung monochromatisch ist und eine konstante Phasenlage besitzt.

In obigem Beispiel erzeugt eine Signalfrequenz $\omega_S > \omega_{LO}$ das Zwischenfrequenzsignal $\omega_{ZF} = \omega_S - \omega_{LO}$. Eine gleiche Zwischenfrequenz wird auch erzeugt, wenn $\omega_S = \omega_{LO} - \omega_{ZF}$, d.h. es gibt zwei Frequenzbänder um die Lokaloszillatorfrequenz, die in das gleiche Zwischenfrequenzband abgebildet werden. Der Betrieb, bei dem beide Bänder gleichzeitig abgebildet werden, wird als DSB („double sideband“) Modus bezeichnet. Wird durch entsprechende Massnahmen ein Seitenband unterdrückt, so ergibt sich der SSB („single sideband“) Modus.

2.2.4 Mischer-Technologien

Zur Bildung des Mischproduktes der beiden Strahlungen in der Heterodyn-detektion kann prinzipiell jedes Bauelement mit nichtlinearem Kennlinienverlauf verwendet werden. Um eine bessere Einschätzung der Hot Electron Bolometer-Technik in Bezug zu bisherigen Technologien zu ermöglichen, erfolgt eine kurze Beschreibung der im Mikrowellenbereich üblicherweise verwendeten Mischer [20].

- Schottky-Mischer: Beim Schottky-Mischer wird die nichtlineare Strom-Spannungskennlinie einer Schottky-Diode für das Mischen ausgenutzt. Eine Schottky-Diode besteht aus einem Metall-Halbleiter-Übergang in dessen Grenzschicht sich eine spannungsabhängige Potentialbarriere ausbildet. Elektronen des Halbleiters können diese Barriere einerseits durch thermische Emission und andererseits durch quantenmechanisches Tunneln überwinden. Bei tiefen Temperaturen dominiert der Tunneleffekt, bei genügend hoher Temperatur die thermische Anregung.
- Josephson-Mischer: Bei einem Josephson-Mischer wird die nichtlineare Strom-Spannungs-Kennlinie zweier schwach gekoppelter Supraleiter ausgenutzt. Diese schwache Kopplung kann zum Beispiel durch einen Punktkontakt, eine dünne Isolierschicht oder eine schmale Strombrücke erfolgen. Durch die Kopplung werden die Wellenfunktionen der Elektronen in den beiden Supraleitern miteinander verknüpft. Das Anlegen einer äußeren konstanten Spannung an den Übergang hat einen oszillierenden Strom zwischen den beiden Supraleitern zur Folge. Durch eine zusätzliche äussere Wechselspannung ergeben sich in der Strom-Spannungs-Kennlinie charakteristische Stufen. Legt man zwei äussere Wechselspannungen unterschiedlicher Frequenz an, so entstehen die erwünschten Mischprodukte. Die benötigte LO-Leistung beträgt einige 10 nW, d. h. 10^5 mal weniger als bei einem Schottky-Mischer. Um die Mischverluste gering zu halten, muss der Anteil der normalen Elektronen am Gesamtstrom gering gehalten werden, was durch Abkühlung unterhalb der Sprungtemperatur realisiert werden kann.
- SIS-Mischer: SIS-Mischer bestehen aus einer Supraleiter-Isolator-Supraleiter-Schichtstruktur. Die einzelnen Elektronen sind nur dann in der Lage, die Isolationsschicht zu durchtunneln, wenn von aussen Energie zugeführt wird, die mindestens der Bindungsenergie der Cooperpaare entspricht. Legt man eine äussere Spannung mit ungenügend hoher Potentialdifferenz an, d. h. die durch diese Spannung in ihrer Energie angehobenen Elektronen finden im benachbarten Supraleiter keine

freien Zustände, so fließt kein Strom. Die zusätzlich noch erforderliche Energie kann aber von einem elektromagnetischen Strahlungsfeld - auch von mehreren Photonen - aufgebracht werden.

Zusätzlich kann ein Josephson-Strom fließen, der gegebenenfalls durch ein statisches Magnetfeld oder die Geometrie des Mischerelements unterdrückt werden muss. Die erforderliche Lokaloszillatorleistung, die Sättigung und die Verluste dieses Mischerelementes sind ähnlich wie bei einem Josephson-Mischer.

2.3 Radiometrische Empfindlichkeit

2.3.1 Die Schwarzkörperstrahlung

Der Strahlungsleistung innerhalb einer Bandbreite B um eine Frequenz f ($B \ll f$), die ein schwarzer Körper mit einer physikalischen Temperatur T in einer Einzelmode ausstrahlt ist gemäss dem Planck'schen Strahlungsgesetz [21]

$$P^{Planck} = k_B T B \left[\frac{\frac{hf}{k_B T}}{e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1} \right], \quad (2.10)$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum und k_B die Boltzmann-Konstante sind, eine äquivalente Schwarzkörper-Strahlungstemperatur zuzuordnen.

Eine vollständigere Beschreibung liefert das Dissipations-Fluktuations Theorem (generalisiertes Nyquist Theorem) von Callen&Welton [22]:

$$P^{C\&W} = k_B T B \left[\frac{\frac{hf}{k_B T}}{e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1} \right] + \frac{hfB}{2} = \frac{hfB}{2} \coth \frac{hf}{2k_B T}. \quad (2.11)$$

Dies entspricht der Planckschen Formel mit einem zusätzlichen halben Photon pro Hertz, welches die Quelle für das Nullpunkt-Fluktuations-Rauschen ist. In der Rayleigh-Jeans-Näherung, d. h. wenn $\frac{hf}{k_B T} \ll 1$, ist die Flußdichte proportional zur Strahlungstemperatur.

2.3.2 Rauschtemperatur

Alle Empfänger enthalten Bauteile, die zum Teil selbst ein Rauschspektrum erzeugen. Üblicherweise wird diese Rauschleistung P_R durch die Rauschtemperatur $T_R = P_R/k_B B$, einer Kurznotation für Rauschleistung pro Einheitsbandbreite, angegeben. Die Rauschtemperatur eines Schwarzen Strahler mit

einer physikalischen Temperatur T erhält man aus der Rauschleistung:

$$T^{C\&W} = T \left[\frac{\frac{hf}{k_B T}}{e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1} \right] + \frac{hf}{2k_B} = \frac{hf}{2k_B} \coth \frac{hf}{2k_B T} . \quad (2.12)$$

Diese auf der Formel von Callen&Welton basierende Temperaturabhängigkeit nähert sich in der Rayleigh-Jeans-Näherung der physikalischen Temperatur T des Schwarzen Strahlers an, d.h. $T^{C\&W} \rightarrow T$. Der Term $\frac{h}{2k_B}$ entspricht $34 \frac{K}{THz}$.

2.3.3 Die Y-Faktor-Methode

Mit der Y-Faktor-Methode wird das Eigenrauschen eines Empfangssystemes bestimmt. Das Rauschspektrum eines solchen Systemes entsteht zum Beispiel an ohmschen Anteilen von elektronischen Bauelementen (Nyquist Theorem) oder auch als Schrot- und Halbleiterrauschen in aktiven Bauelementen wie zum Beispiel Transistoren. Reine Induktivitäten und Kapazitäten hingegen erzeugen keinerlei Rauschleistung. Nimmt man an, daß der Empfänger selbst nicht rauscht und schreibt die verursachte Rauschleistung einem ohmschen Widerstand am Empfängereingang zu, so gilt für die Gesamtrauschleistung des Empfangssystemes:

$$P_{sys} = P_R + P_A \quad (2.13)$$

und im Falle der Rayleigh-Jeans-Näherung: $T_{sys} = T_R + T_A = c' P_{sys}$.

Dabei ist T_{sys} die Systemrauschtemperatur, T_A die Rauschtemperatur der von der Antenne detektierten Quelle, T_R die Empfängerrauschtemperatur und c' eine Proportionalitätskonstante. Die Antennentemperatur T_A enthält neben dem zu detektierenden Signal auch noch von der Bodenstrahlung und der Atmosphäre herrührende Rauschtemperaturanteile. Sie ist nicht mit der physikalischen Temperatur der Antenne identisch.

Bei der Y-Faktor-Methode bestimmt man die Gesamtrauschleistung P_{sys} bzw. die Detektorspannung bei verschiedenen, genau bekannten Antennentemperaturen T_A („Hot-Cold-Verfahren“):

$$P_{sys} = k_B T_{sys} \Delta\nu = k_B (T_R + T_A) \Delta\nu = c'' (T_R + T_A) \quad (2.14)$$

Für die Rauschleistungen bei einer hohen Temperatur T_{hot} und einer niedrigen T_{cold} ist die jeweilige Rauschleistung:

$$P_{hot} = (T_{hot} + T_R) c' \quad (2.15)$$

$$P_{cold} = (T_{cold} + T_R) c' \quad (2.16)$$

f [THz]	T_{cold} [K]	T_{hot} [K]
ohne Korrektur	77	293
0,6929	78,19	293,31
1,397	81,80	294,28
1,627	83,49	294,73
2,523	92,25	297,16
3,106	99,67	299,29
4,252	117,54	304,75
5,237	135,66	310,75

Tabelle 2.1: Callen&Welton-Korrekturen der Last-Temperaturen für verschiedene LO-Frequenzen, bei denen Rauschtemperaturmessungen durchgeführt wurden.

Setzt man nun $Y = \frac{P_{hot}}{P_{cold}}$ so läßt sich daraus die Empfängerrauschtemperatur bestimmen:

$$T_R = \frac{T_{hot} - YT_{cold}}{Y - 1} . \quad (2.17)$$

Für die Erzeugung einer niedrigen Antennentemperatur wird meist ein in flüssigem Stickstoff gekühltes Absorbermaterial vor der Antenne verwendet, für die hohe Antennentemperatur entsprechend Absorbermaterial auf Raumtemperatur [21]. Im Mikrowellen- und ferninfraroten Spektralbereich ist Eccosorb ein nahezu idealer Schwarzstrahler und wird gewöhnlich als Absorber verwendet.

Bei Frequenzen > 1 THz beginnen sich die Abweichungen der physikalischen Temperatur von der Rauschtemperatur eines Schwarzen Strahlers bemerkbar zu machen. Für eine Korrektur der Ergebnisse müssen die Temperaturen T_{cold} und T_{hot} gemäß Gleichung 2.12 angepaßt werden.

2.3.4 Radiometrische Kalibrierung

Die Antwort des Empfängers auf die Signalstrahlung T_{sig} kann durch zyklische Messung zweier zusätzlicher Referenz-Schwarzkörper (T_{hot} und T_{cold}) vom Untergrund isoliert werden. Eine Auflösung von (2.15), (2.16) und eine entsprechende Gleichung für P_{sig} nach T_{sig} ergibt die Gleichung für die radiometrische Kalibrierung, die im Rayleigh-Jeans-Bereich Gültigkeit hat:

$$T_{sig} = \frac{T_{hot} - T_{cold}}{P_{hot} - P_{cold}}(P_{sig} - P_{cold}) + T_{cold} . \quad (2.18)$$

Mit Hilfe der sogenannten „Response“ des Systemes die definiert ist durch:

$$R = \frac{T_{hot} - T_{cold}}{P_{hot} - P_{cold}} \quad (2.19)$$

und Gleichung (2.17) lässt sich die Kalibrierungsgleichung umschreiben:

$$T_{sig} = RP_{sig} - T_R . \quad (2.20)$$

Mit den Definitionen:

$$x^2 = (T_R + T_{sig})^2 \quad (2.21)$$

$$y^2 = \left(\frac{T_{sig} - T_{hot}}{T_{hot} - T_{cold}} (T_R + T_{cold}) \right)^2 \quad (2.22)$$

$$z^2 = \left(\frac{T_{sig} - T_{cold}}{T_{hot} - T_{cold}} (T_R + T_{hot}) \right)^2 \quad (2.23)$$

gilt für den Messfehler der Signaltemperatur [15]:

$$\Delta T_{sig} = \sqrt{\frac{1}{B} \left(\frac{x^2}{\tau_{sig}} + \frac{xy^2}{\tau_{cold}} + \frac{z^2}{\tau_{hot}} \right)} . \quad (2.24)$$

Die jeweiligen Messzeiten τ verhalten sich gemäss $\tau_{sig}/\tau_{hot}/\tau_{cold} = x/y/z$.

Unter der Voraussetzung, dass die äquivalente Schwarzkörpertemperatur der Signalstrahlung zwischen den beiden Temperaturen der Referenzschwarzkörper liegt und die optimale Messzeit $\tau_{sig} = \tau_{cold} + \tau_{hot}$ verwendet wird, ist die Messungenauigkeit des kalibrierten Spektrums [15]:

$$\Delta T_{sig} = \sqrt{2}(T_{sig} + T_R) \sqrt{\frac{1}{B\tau_{sig}}} . \quad (2.25)$$

Die Kalibrierung erhöht somit die Messungenauigkeit - die unabhängig von der Temperatur der Referenzschwarzkörper ist - gegenüber einer Einzelmessung um den Faktor $\sqrt{2}$ (vgl. Gleichung (2.29)).

Liegt die Signaltemperatur nicht zwischen den beiden Referenztemperaturen, so erhöht sich die Messungenauigkeit und ist für diese beiden Fälle mit einer optimalen Messzeit $\tau = \tau_{sig} + \tau_{cold} + \tau_{hot}$ [23]:

$$\Delta T_{sig} = 2z \sqrt{\frac{1}{B\tau}} \quad T_{cold} < T_{hot} < T_{sig} \quad (2.26)$$

$$\Delta T_{sig} = 2y \sqrt{\frac{1}{B\tau}} \quad T_{sig} < T_{cold} < T_{hot} \quad (2.27)$$

Da das zu messende Signal üblicherweise sehr schwach ist, werden normalerweise mehrere kalibrierte Spektren nacheinander aufgenommen und anschliessend gemittelt. Die Messung wird in der Reihenfolge heisse Quelle - Signal - kalte Quelle - Signal - heisse Quelle - ... ausgeführt um die Gesamt-messzeit gering zu halten und den Einfluss von Systeminstabilitäten wie zum Beispiel Drift zu minimieren. Dies bedeutet, dass die Messungen der Referenzschwarzkörper doppelt verwendet werden, so dass sich für ein optimales Verhältnis der Zeitintervalle im Falle $\tau_{cold} < \tau_{sig} < \tau_{hot}$

$$\tau_{sig}/\tau_{cold}/\tau_{hot} = x/2y/2z \quad (2.28)$$

ergibt.

2.3.5 Nachweisgrenze des Empfangssystems

Die Empfindlichkeit des Bolometers wird durch dessen Eigenrauschen limitiert, das im wesentlichen aus zwei Beiträgen besteht [24]:

1. Johnson-Rauschen: Das Eigenrauschen eines Widerstandes bei gegebener Temperatur. Es erscheint am Ausgang des Bolometers als frequenzunabhängiges (=„weisses“) Rauschen.
2. Thermisches Fluktuationsrauschen: Es entsteht auf Grund der statistischen Schwankung der Bolometertemperatur, die vom Bolometer in eine Widerstandsänderung umgesetzt wird. Es erscheint somit als unerwünschtes Rauschsignal bei der gleichen Zwischenfrequenz wie das eigentlich zu detektierende Signal. Die so erzeugte Rauschleistung ist für grosse Zwischenfrequenzen umgekehrt proportional zum Quadrat der Zwischenfrequenz.

Die theoretisch erreichbare, minimale Ausgangsrauschleistung eines Misch-Empfängersystems ist hf [25]. Dies entspricht einer minimalen Systemrauschtemperatur von hf/k_B bezogen auf ein Seitenband am Empfängereingang. In der Praxis ist die minimal detektierbare Rauschtemperatur ΔT_{min} durch Fluktuationen am Empfängerenausgang limitiert. Dieses Rauschen ist proportional zur Systemrauschtemperatur T_{sys} und kann theoretisch durch grosse Integrationszeiten und Bandbreiten auf jeden beliebigen Wert minimiert werden. Es zeigt sich jedoch, dass es eine optimale Integrationszeit gibt, bei deren Überschreitung der Minimierungseffekt auf das Signal-zu-Rauschverhältnis umgekehrt wird (siehe Kapitel 6.10). Weiterhin ist es nicht möglich, die Bandbreite ohne Verlust spektraler Informationen oder dem zusätzlichen Einkoppeln störender Nebensignale beliebig auszudehnen. Die Empfindlichkeit,

bzw. die minimal detektierbare Temperatur eines Empfängers entspricht der rms-Rauschtemperatur des Empfangssystemes und ist [26]:

$$\Delta T_{min} = \frac{KT_{sys}}{\sqrt{Bt n_{mess}}} = \Delta T_{rms} . \quad (2.29)$$

K ist dabei eine dimensionslose Empfindlichkeitskonstante und n_{mess} die Anzahl der gemittelten Messungen.

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (S/N) ist:

$$\frac{S}{N} = \frac{\Delta T_A}{\Delta T_{min}} . \quad (2.30)$$

Um Strahlung nachweisen zu können muss $\Delta T_A \geq \Delta T_{min}$ sein, d.h. bei Ausrichtung auf die Strahlungsquelle muß die Änderung der Antennentemperatur größer als ΔT_{min} sein.

Kapitel 3

Das Hot Electron Bolometer (HEB)

3.1 Funktionsweise eines Bolometers

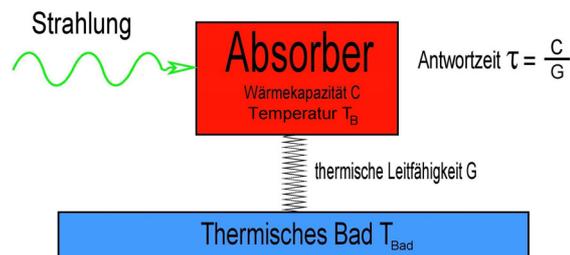


Abbildung 3.1: Funktionsprinzip eines Bolometers: Die einfallende Strahlung erzeugt im Absorber durch thermische Erwärmung eine Widerstandsänderung, die als Messgrösse dient. Die so zugeführte Wärme wird an ein thermisches Bad abgegeben.

Bolometer werden für die Detektion von Millimeterwellen und Infrarotstrahlung benutzt. In ihnen erzeugt die einfallende elektromagnetische Strahlung durch thermische Erwärmung eine Änderung des elektrischen Widerstandes, der als Messgrösse dient. In Abbildung 3.1 ist der prinzipielle Aufbau und das Funktionsprinzip eines Bolometers dargestellt: Ein Bolometer besteht im Wesentlichen aus einer die Strahlung absorbierenden Schicht oder Material. Dieser Absorber hat die thermische Kapazität C und seine Temperatur T_B steigt mit zunehmend absorbierter Leistung. Der Absorber ist thermisch an

ein Wärmebad mit der Temperatur T_{Bad} angekoppelt. Eine einfache linearisierte Leistungsbilanz für ein solches System ist:

$$C \frac{dT_B}{dt} + G(T_B - T_{Bad}) = P(t) . \quad (3.1)$$

Die Lösung dieser Gleichung liefert die thermische Antwort des Bolometers auf die absorbierte Leistung:

$$T_B(j\omega) = \left(\frac{P(j\omega)}{G} + T_{Bad} \right) (1 + j\omega\tau)^{-1} . \quad (3.2)$$

Wobei $\tau = C/G$ die charakteristische Zeit ist, während der sich die Temperatur des Bolometers bei einem Wechsel der eintreffenden Strahlungsleistung ändern kann. Die Bandbreite des Bolometers wird durch diese Zeitkonstante bestimmt. Um die Bandbreite zu erhöhen, ist es notwendig die thermische Antwortzeit τ zu verringern, was durch die Verwendung von Absorbern mit kleinem Volumen erreicht werden kann.

Für den praktischen Einsatz eines Heterodynempfängers im FIR-Bereich ist eine Bandbreite von mehreren GHz notwendig, was einer Zeitkonstanten $\tau \ll 1$ ns entspricht. Aufgrund ihrer langen Antwortzeit im Bereich einiger Millisekunden eignen sich traditionelle Bolometer nicht für solche Anwendungen [27].

3.2 Funktionsweise und Vorteile eines HEB

Bei sehr tiefen Temperaturen entkoppeln die Elektronen nahezu von den Phononen und das Elektronengas kann als eine vom Phononengas getrennte Einheit betrachtet werden [28]. Infolgedessen können sich die Elektronen auch bei Temperaturen, die nicht mit der Kristalltemperatur identisch sind im thermischen Gleichgewicht befinden (\rightarrow „hot electron“). Bei Einstrahlung einer elektromagnetischen Welle absorbiert das Elektronengas die Strahlungsenergie und heizt sich gegenüber dem umgebenden Kristall auf. Bei Supra- und Halbleitern hat die Erhöhung der Elektronentemperatur einen Anstieg des elektrischen Widerstandes zur Folge. Da nur die Elektronen erwärmt werden und deren Wärmekapazität C klein ist, ist die thermischen Reaktionszeit entsprechend kurz.

Eine quantenmechanische Betrachtung des Absorptionsprozesses beginnt zunächst mit dem inelastischen Stoss eines Photons mit einem Elektron. Das angeregte „heisse“ Elektron thermalisiert durch Wechselwirkung mit dem Elektronengas. Auf Grund des Einflusses der Oberfläche der sehr dünnen Schicht kommt es zu einer Erhöhung der Streurrate und somit zu einer Verminderung

der freien Weglänge l der Elektronen (ungefähr 1-10 nm bei NbN), was sich wiederum in einer verkürzten Elektron-Elektron-Wechselwirkungszeit τ_{e-e} ausdrückt [24]. Während einer charakteristischen Zeitspanne τ_{e-p} übertragen die Elektronen ihre Energie an die Phononen, die schliesslich ins Substrat abwandern.

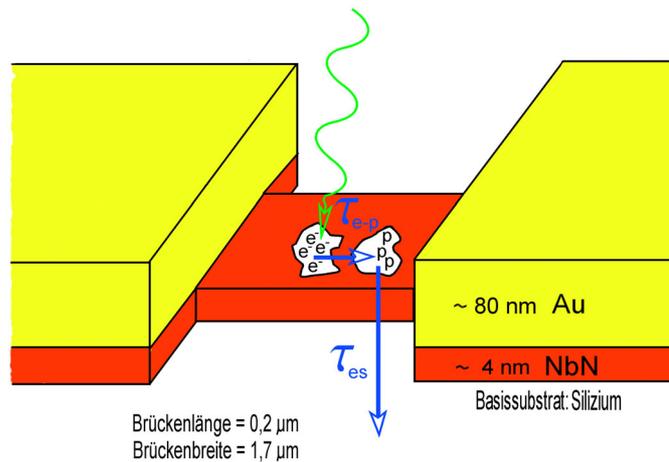


Abbildung 3.2: Schematisch dargestelltes Funktionsprinzip eines phononengekühlten Hot Electron Bolometers: Die Strahlungsenergie wird von den Elektronen e^- in der Brücke absorbiert und während einer charakteristischen Zeitspanne τ_{e-p} an die Phononen p übertragen, die schliesslich innerhalb einer Zeitspanne τ_{es} ins Substrat abwandern.

Hot Electron Bolometer werden als Mischer in Heterodynempfängern eingesetzt, innerhalb derer ihnen eine zentrale Rolle zukommt. Die Anforderungen an den Mischer sind zum einen ein niedriges Eigenrauschen und zum anderen der Bedarf von möglichst wenig LO-Leistung, da es im ferninfraroten Bereich nur sehr wenige, diskrete Laserlinien gibt, die stark genug sind um herkömmliche Mischer mit ausreichend Leistung zu versorgen. Hot Electron Bolometer haben eine theoretische Rauschgrenze nahe dem Quantenrauschlimit, eine hohe Konversionseffizienz, benötigen lediglich eine LO-Leistung im nW-Bereich [29] und sind somit hervorragend als Mischer geeignet [8].

Aufgrund des minimalen Bedarfes an LO-Leistung (ungefähr 1/100 der für Schottky-Dioden benötigten Leistung) besteht die Möglichkeit kompakte und relativ leichte Festkörper-Lokaloszillatoren zu verwenden, was es technisch ermöglicht FIR-Heterodynspektrometer in Ballonexperimenten oder Satelliten einzusetzen.

Die Rauschtemperaturen der HEB liegen für Frequenzen grösser 1 THz deutlich unterhalb der Werte für Schottky Dioden von 2500 K bei 1 THz und ungefähr 70000 K bei 4,74 THz [30,31], was die Detektion schwacher Signale ermöglicht.

Weitere Vorteile von HEB gegenüber den in der Mikrowellentechnik verwendeten Schottky- und SIS-Mischer sind:

- es sind keine Blindwiderstände zu kompensieren, was eine gute Anpassung der RF-Impedanz ermöglicht.
- es gibt keine instantane Antwort auf die RF-Frequenz und keine höhere harmonische Mischprodukte.
- die obere Frequenzgrenze ist nicht von der Energielücke des Supraleiters - wie beim SIS-Mischer - festgelegt.

Aus historischen Gründen wird zwischen diffusions- und phononengekühlten Hot Electron Bolometern unterschieden. Weder bei der Fabrikation, noch beim Betrieb beider Bolometerarten gibt es - bis auf die Brückengeometrien - fundamentale Unterschiede. Die analytische Beschreibung vereinfacht sich jedoch, wenn das Bolometer für den Betrieb in einem der beiden Extreme Diffusions- oder Phononenkühlung, ausgelegt ist.

3.2.1 Diffusionsgekühlte HEB

Diffusionsgekühlte Hot Electron Bolometer wurden erstmalig 1993 von Prober vorgeschlagen [32]. Bei diesem Kühlungsmechanismus wird die schnelle Diffusion „heisser“ Elektronen der supraleitenden Mikrobrücke in normalleitende metallische Kontakte verwendet, um die Energie abzuführen. Damit die Ausdiffusion gegenüber der Elektron-Phonon-Wechselwirkung dominiert, muss die Mikrobrücke hinreichend klein und die freie Weglänge der Elektronen hinreichend gross sein, was die Verwendung sehr reiner Filme erfordert. Weitverbreitetstes Material für die Realisierung von diffusionsgekühlten HEB ist Nb, wobei auch andere Materialien geeignet sind [33,34]. Die Länge L der Brücke kann durch $L \approx 2\sqrt{D\tau_{e-e}}$ abgeschätzt werden [35], wobei D die Diffusionskonstante und τ_{e-e} die inelastische Elektron-Elektron-Wechselwirkungszeit ist. Bei nicht normalleitenden metallischen Kontakten kann es zum Auftreten von Andreev-Reflexionen [36] und dadurch zu einer Verlangsamung der Antwortzeit kommen.

3.2.2 Phononengekühltes HEB

Phononengekühlte HEB wurden 1990 von Gershenzon et al. vorgeschlagen [24]. Bei Mischern mit einer Länge $L > \sqrt{D\tau_{e-p}}$, wobei τ_{e-p} die Wechselwirkungszeit zwischen Elektronen und Phononen ist, kommt der Effekt der Phononenkühlung zum Tragen: Die durch Strahlung und Gleichstrom eingebrachte Energie wird mittels Kollisionen von Elektronen mit Phononen und anschließendem Abfließen der Nichtgleichgewichtsphononen in das Substrat abgebaut. Zunächst übermittelt dabei ein einfallendes hochfrequentes Photon seine Energie an ein im Film befindliches Elektron das nach einer kurzen Zeit τ_{e-e} diese Energie mit anderen Elektronen teilt. Ein heisses Elektron erzeugt nach der Zeitspanne τ_{e-p} ein Phonon, das dann ballistisch innerhalb der Zeit τ_{es} ins Substrat abwandert. Für den Ablauf dieses Mechanismus müssen zwei Dinge erfüllt sein:

1. $\tau_{e-e} \ll \tau_{e-p}$ damit sich die Elektronen aufheizen können
2. Die charakteristische Zeit für den Austritt der Phononen ins Substrat [37]:

$$\tau_{es} = \frac{4}{\alpha c_{Schall}} d_{Schicht} , \quad (3.3)$$

wobei $d_{Schicht}$ die Schichtdicke des Filmes, c_{Schall} die Schallgeschwindigkeit und α der Transmissionskoeffizient des Phonons für die Film/Substrat Grenzfläche sind, muß wesentlich geringer als die Energieübertragungszeit zwischen Phononen und Elektronen sein. Für diese Zeit gilt $\tau_{p-e} \approx \tau_{e-p} C_p / C_e$ [38], wobei C_p und C_e die Wärmekapazität der Phononen bzw. der Elektronen ist. Dies erfordert es, die Schichtdicke hinreichend dünn zu machen [24, 39].

Phononengekühlte HEB wurden erfolgreich mit supraleitenden Filmen aus NbN und NbTiN realisiert [40, 41] und besitzen niedrigere Rauschtemperaturen als diffusionsgekühlte HEB.

Weiterhin besitzt das phononengekühlte Bolometer zwei weitere Vorteile gegenüber dem diffusionsgekühlten Bolometer [42]:

- Der höhere spezifische Widerstand von NbN - das üblicherweise bei phononengekühlten HEB verwendet wird - verursacht weniger Probleme bei der Anpassung von Ein- und Ausgangsleistung als das üblicherweise bei diffusionsgekühlten HEB verwendete Nb.
- Durch die größere Strukturausdehnung wird die Herstellung der Bolometerbrücken vereinfacht.

3.3 Theoretische Modelle

Um die thermischen Prozesse in der Mikrobrücke zu beschreiben ist es notwendig, die Wechselwirkungen zwischen den Subsystemen Cooper-Paare, Elektronen (aus zerbrochenen Cooper-Paaren), Phononen in der Brücke und Substratphononen zu betrachten. Eine allgemeine Behandlung erfordert die Lösung der kinetischen orts- und zeitabhängigen Verteilungsfunktionen dieser Subsysteme. Nachfolgend werden die gängigsten Modelle beschrieben, die durch verschiedene Vereinfachungen die bestehende Komplexität auf einfachere Gleichungen reduzieren.

3.3.1 Standardmodell

Das Standardmodell geht von der Voraussetzung aus, dass die Wärmekapazität der Elektronen C_e und die thermische Leitfähigkeit G_e zwischen Elektronen und Substrat innerhalb des HEB gleichförmig sind und die Elektronentemperatur in der Brücke überall gleich ist. Gleiche Mengen eingebrachter *DC*- und *RF*-Leistung erzeugen gleiche Änderungen des Widerstandes der Brücke. Aus diesen Gründen wird das Standardmodell auch als „Uniform Heating Model“ bezeichnet. Die Wärmeleitungsgleichung lautet [43]:

$$C_e V \frac{\partial T_e}{\partial t} + P_{e \rightarrow \text{substrat}}(T_e, T_{Bad}) = I_0 U_0 + P(t), \quad (3.4)$$

wobei T_e die Temperatur der Elektronen, T_{Bad} die Temperatur des Substrates, V das Bolometervolumen, U_0 die in der Bolometerbrücke abfallende Spannung und $P(t)$ die absorbierte Strahlungsleistung ist. Erfolgt die Ausdiffusion der Phononen ins Substrat sehr schnell, d. h. gilt $\tau_{es} \ll \tau_{p-e}$, so lässt sich der Leistungsfluss von den Elektronen zum Substrat über die Phononen durch:

$$P_{e \rightarrow \text{substrat}}(T_e, T_{Bad}) = AV(T_e^n - T_{Bad}^n) \quad (3.5)$$

ausdrücken, wobei A und n materialabhängige Konstanten sind [44]. Im Arbeitspunkt (U_0, I_0) ist der *DC*-Widerstand $R_0 = U_0/I_0$. Gemäss Annahme bleibt die Elektronentemperatur und der Widerstand des HEB gleich, solange die gesamte absorbierte Leistung konstant bleibt, da die absorbierten *RF*- und *DC*-Leistungen gleichen Einfluss haben. Als Konsequenz daraus gibt es in diesem Modell nur eine Heizeffizienz:

$$C_0 = C_{DC} = C_{RF} = \frac{\partial R_0}{\partial P}. \quad (3.6)$$

Auf dieser Annahme basierend lässt sich die absorbierte LO-Leistung mit der sogenannten „isothermischen Methode“ abschätzen [45]. Dabei betrachtet

man zunächst einen Arbeitspunkt AP_0 ohne einfallende Strahlungsleistung und anschliessend denjenigen Punkt AP_1 , an dem die Ursprungsgerade durch AP_0 die Kennlinie bei einfallender Strahlung schneidet (siehe Kennlinie, Abbildung 6.2). Für die im HEB absorbierte Leistung P_{ab} gilt dann:

$$P_{ab} = R(I_0^2 - I_1^2) . \quad (3.7)$$

Für die gezeigte Kennlinie ist die so bestimmte absorbierte Leistung 430 nW. Werden zur Auswertung zwei Schnittpunkte der Widerstandsgeraden mit gepumpten Kennlinien verwendet, die durch Einstrahlung von P_{LO} (AP_1) und der abgeschwächten LO-Leistung $\alpha_{abs}P_{LO}$ (AP_2) zu Stande kommen, so ergibt sich:

$$P_{ab} = \frac{U_2 I_2 - U_1 I_1}{1 - \alpha_{abs}} . \quad (3.8)$$

Das Standardmodell ist in der Lage, die Existenz eines optimalen Arbeitspunktes in Bezug auf eingestrahlte LO-Leistung und den Versorgungsstrom, bei dem die Rauschtemperatur minimal wird, vorherzusagen. Für eine quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen Daten sind jedoch eine Reihe von Parametern erforderlich, die normalerweise nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt sind [46].

3.3.2 2T-Modell

Beim sogenannten 2T-Modell wird der Energieaustausch zwischen den Elektron- und Phononsubsystemen, die jeweils im thermischen Gleichgewicht sind, betrachtet. Dabei wird die Annahme gemacht, dass die Thermalisierungszeit innerhalb des jeweiligen Subsystems kleiner ist als die charakteristische Zeit für den Energieaustausch zwischen den Systemen, so dass effektive Temperaturänderungen der Elektronen und Phononen instantan und überall in der Brücke erfolgen. Weiterhin wird die Ausdiffusion von Elektronen vernachlässigt und nur kleine Abweichungen der effektiven Temperaturen von Elektronen und Phononen durch den Versorgungsstrom und die absorbierte Lokaloszillatorstrahlung aus dem thermischen Gleichgewicht betrachtet („Kleinsignalmodell“).

Bei einer Temperatur nahe der Sprungtemperatur T_c kommt es zu einer starken Unterdrückung der Bandlücke des Supraleiters, die Konzentration von Cooperpaaren ist sehr gering. Die ungepaarten Elektronen lassen sich daher mit einer Fermiverteilung beschreiben. Für kleine Abweichungen aus dem thermischen Gleichgewicht besitzt die Wärmekapazität der Elektronen im normalleitenden Zustand nur eine schwache Temperaturabhängigkeit, die vernachlässigt werden kann [47]. Die gemachten Annahmen führen zu den

beiden gekoppelten Gleichungen:

$$\frac{T_e}{dt} = -\frac{T_e - T_p}{\tau_{e-p}} + \frac{1}{C_e} P(t), \quad \frac{T_p}{dt} = \frac{C_e T_e - T_p}{C_p T_{e-p}} - \frac{T_p - T_0}{\tau_{es}}. \quad (3.9)$$

Aus dem Energiefluss im Gleichgewicht lässt sich $\tau_{e-p} = \tau_{p-e} (C_e/C_p)$ ableiten, die die beiden Wechselwirkungszeiten zwischen Elektronen und Phononen miteinander verknüpft.

Aus dem 2T-Modell können keine Optimalwerte für den Versorgungsstrom und die eingestrahlte LO-Leistung abgeleitet werden - diese Werte müssen experimentell bestimmt oder abgeschätzt werden.

3.3.3 Hot Spot-Modell

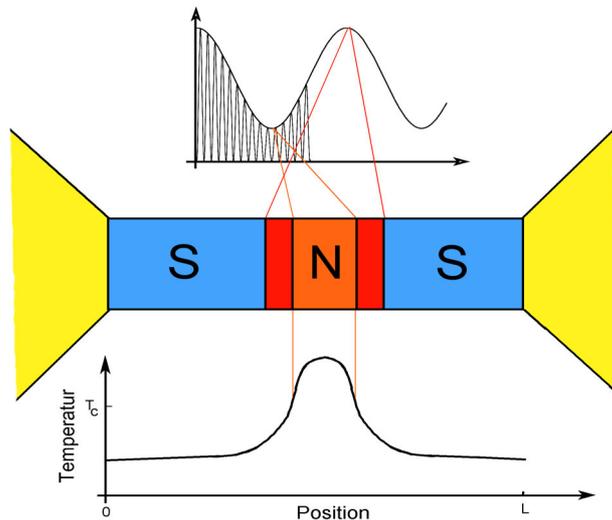


Abbildung 3.3: Widerstandsmodulation der Bolometerbrücke durch Variation der Grösse des „Hot Spot“ durch Modulation der dissipierten Energie mit der Zwischenfrequenz.

Eine bessere Beschreibung der Eigenschaften des Bolometers als in den zuvor beschriebenen Modellen ergibt sich durch Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung, die von einem nicht konstanten Verlauf der Elektronentemperatur in der Brücke ausgeht. Es wird angenommen, dass die LO-Leistung gleichmässig über das Bolometer absorbiert wird, wohingegen die DC-Dissipation des Versorgungsstromes nur in einem kleinen, normalleitenden Bereich - dem sogenannten „Hot Spot“ - stattfindet (\rightarrow „Hot Spot Modell“, „Nonuniform Model“). Eine Modulation der dissipierten Energie mit

der Zwischenfrequenz moduliert die Grösse dieses „Hot Spots“ und als Konsequenz daraus den Widerstand der Bolometerbrücke.

Nachfolgend ein kurzer Abriss der mathematischen Beschreibung eines HEB im Rahmen des Hot Spot-Modelles - eine ausführliche Beschreibung findet sich bei Khosropanah [48]: Für den Fall des Vorhandenseins eines Temperaturgefälles innerhalb der Bolometerbrücke lautet die eindimensionale Wärmeleichung für die Elektronen:

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda_e \frac{dT_e}{dx} \right) + P = C_e \frac{dT_e}{dt} . \quad (3.10)$$

wobei λ_e die thermische Leitfähigkeit und C_e die Wärmekapazität der Elektronen sind. P ist die dem Bolometer von aussen zugeführte (bzw. nach aussen abgeführte) Leistung und T_e die Temperatur der Elektronen.

Unter der Voraussetzung, dass λ_e über die gesamte Brückenlänge konstant ist und der Brücke keine Leistung von aussen zu- oder abgeführt wird ($P=0$), lässt sich die thermische Leitfähigkeit abschätzen. Es gilt dann:

$$\lambda_e \left(\frac{dT_e^2}{dx^2} \right) = C_e \frac{dT_e}{dt} . \quad (3.11)$$

Diese Gleichung hat eine Lösung der Form $T_e(x, t) = e^{-\frac{x}{l_e}} e^{-\frac{t}{\tau_e}}$ mit der Relaxationszeit τ_e der Elektronen und der „thermal healing length“ l_e und liefert die Beziehung:

$$\frac{\lambda_e}{l_e^2} = \frac{C_e}{\tau_e} . \quad (3.12)$$

Mit [49]:

$$l_e = \sqrt{\frac{\lambda_e \tau_e}{C_e}} = \sqrt{D \tau_e} , \quad (3.13)$$

wobei D die Diffusionskonstante der Elektronen ist, lässt sich die thermische Leitfähigkeit $\lambda_e = C_e D$ bei bekannter Diffusionskonstante und thermischer Wärmekapazität der Elektronen abschätzen.

Um den Temperaturverlauf innerhalb der Bolometerbrücke zu berechnen, ist es notwendig die Wärmeleitungsgleichung sowohl für die Elektronen als auch für die Phononen zu lösen. Allgemein lauten diese Gleichungen für ein kleines Brückenelement:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_e(T_e) \frac{\partial}{\partial x} T_e \right] + P_{Heiz}(x, T_e, T_p, P_{LO}, P_S, P_{DC}) \\ + P_{p \rightarrow e}(x, T_e, T_p) = C_e(T_e) \frac{\partial}{\partial t} T_e + P_{e \rightarrow p}(x, T_e, T_p) \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_e(T_p) \frac{\partial}{\partial x} T_p \right] + P_{e \rightarrow p}(x, T_e, T_p) = C_p(T_p) \frac{\partial}{\partial t} T_p \\ + P_{p \rightarrow e}(x, T_e, T_p) + P_{p \rightarrow \text{Substrat}}(x, T_p, T_{\text{Substrat}}), \end{aligned} \quad (3.15)$$

wobei T_p die Phonontemperatur, $P_{e \rightarrow p}$ der Leistungsübertrag von den Elektronen zu den Phononen, $P_{p \rightarrow e}$ der Leistungsübertrag von den Phononen zu den Elektronen, $P_{p \rightarrow \text{Substrat}}$ der Leistungsübertrag der Phononen ins Substrat, C_p die Wärmekapazität der Phononen, λ_p die Wärmeleitfähigkeit der Phononen und P_{Heiz} die Heizleistung ist. Sämtliche in den Gleichungen vorkommenden Parameter sind auf die Einheitslänge eines Brückenelementes bezogen.

Die Lösung der beiden Gleichungen ist sehr kompliziert. Eine häufig verwendete Annahme für eine Vereinfachung ist die Vernachlässigung der thermischen Leitfähigkeit der Phononen. Berücksichtigt man weiterhin, dass im thermischen Gleichgewicht („steady state“) sich die Elektronentemperatur nicht mit der Zeit ändert (die Annahme einer gleichen effektiven Temperatur überall in der Brücke impliziert eine Elektron-Elektron-Wechselwirkungszeit von Null), so reduzieren sich die beiden Gleichungen zu:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_e(T_e) \frac{\partial}{\partial x} T_e \right] + P_{\text{Heiz}}(x, T_e, T_p, P_{LO}, P_S, P_{DC}) \\ + P_{P \rightarrow e}(x, T_e, T_p) - P_{e \rightarrow p}(x, T_e, T_p) = 0 \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$P_{e \rightarrow p}(x, T_e, T_p) - P_{p \rightarrow e}(x, T_e, T_p) = P_{p \rightarrow \text{Substrat}}(x, T_p, T_{\text{Substrat}}). \quad (3.17)$$

Für $T_e \leq T_c$ ist im allgemeinen $\lambda_e \sim T_e^3$ und für $T_e \geq T_c$ ist $\lambda_e \sim T_e$ wobei T_c die kritische Temperatur des supraleitenden Materiales ist [50]. P_{Heiz} besteht aus Beiträgen des Versorgungsstromes I_0 und der durchschnittlich absorbierten RF-Leistung, die wiederum aus LO- und Signalleistung besteht:

$$P_{\text{Heiz}} = \frac{P_{LO} + P_S}{L} + \frac{I_0^2 \rho(T_e)}{S}. \quad (3.18)$$

L ist hierbei die Brückenlänge und S deren Querschnittsfläche. $\rho(T_e)$ ist der lokale spezifische Widerstand der von der Elektronentemperatur $T_e(x)$ abhängt. Die Signalleistung P_S ist wesentlich kleiner als die LO-Leistung P_{LO} und kann daher vernachlässigt werden. Aus der Beschreibung des Standardmodelles ist bekannt, dass:

$$P_{e \rightarrow p} - P_{p \rightarrow e} = A_e S (T_e^n - T_p^n) = \sigma_e (T_e^n - T_p^n), \quad (3.19)$$

wobei σ_e die sogenannte Elektron-Phonon-Koppeffizienz ist. Der experimentell zu bestimmende Parameter n hängt von der Wahl des verwendeten

supraleitenden Materiales ab und ist für NbN 3,6. Bei einer entsprechenden Beschreibung von $P_{p \rightarrow Substrat}$ für Phononen mit σ_p als Phonon-Substrat-Koppeleffizienz ist $n = 4$ [51]. Daraus folgt:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_e(T_e) \frac{\partial}{\partial x} T_e \right] - \sigma_e(T_e^{3,6} - T_p^{3,6}) + \frac{P_{LO}}{2L} + \frac{I_0^2 \rho(T_e)}{S} = 0 \quad (3.20)$$

$$\sigma_e(T_e^{3,6} - T_p^{3,6}) = \sigma_p(T_p^4 - T_{Substrat}^4) . \quad (3.21)$$

Bei gefundenem Temperaturprofil der Elektronen kann der Widerstand und daraus die Strom-Spannungskennlinie des Hot Electron Bolometers unter der Voraussetzung einer eindeutigen Abhängigkeit der Elektronentemperatur vom Widerstand abgeleitet werden.

Ein erster Ansatz zur Lösung dieser Gleichung ist eine Linearisierung um die Sprungtemperatur T_c : Der Term $\sigma_e(T_e^n - T_p^n)$ wird durch $\sigma_{eff}(T_e - T_{Bad})$ ersetzt, d.h. der Einfluss der dynamischen Phononenkühlung wird vernachlässigt. Eine weitere Vereinfachung ergibt sich durch Verwendung einer konstanten thermischen Leitfähigkeit der Elektronen bei der Sprungtemperatur, also $\lambda_e(T_e) \rightarrow \lambda_e(T_c)$. Unter der Annahme, dass der Widerstand sich als Funktion der Temperatur bei T_c wie eine Stufenfunktion verhält, ergibt sich folgende Wärmeleitungsgleichung [52]:

$$\lambda_e(T_c) \frac{\partial^2}{\partial x^2} T_e - \sigma_{eff}(T_e - T_{Bad}) + \frac{P_{LO}}{L} + \frac{P_{DC}}{H} [u(x + H/2) - u(x - H/2)] = 0 \quad (3.22)$$

$u(x)$ ist dabei eine Einheitsstufenfunktion und H die Länge des „Hot Spot“, d.h. die Länge der Brücke in der die Elektronentemperatur T_c übersteigt. Der Ursprung der x-Achse befindet sich in der Mitte der Brücke. Die Gleichung lässt sich mit der Randbedingung $T_e(-L/2) = T_e(+L/2) = T_{Bad}$ analytisch lösen, woraus sich durch Bestimmung der Länge des „Hot Spot“ die Strom-Spannungs-Kennlinie berechnen lässt.

Die offensichtliche Schwäche dieser Vereinfachungen ist die Vernachlässigung der nichtlinearen Beiträge, die die Phononenkühlung nicht stark genug gewichtet und sich in unrealistischen Ergebnissen für grosse Versorgungsspannungen und grosse LO-Leistungen widerspiegelt. Eine Berechnung, die auch diese nichtlinearen Beiträge berücksichtigt, findet sich in [53].

Obige Modelle liefern keinerlei Aussagen bevor es zur Ausbildung eines „Hot Spots“ kommt, da bei wenig absorbiertener LO-Leistung die Elektronentemperatur nicht die kritische Temperatur erreicht und somit der Widerstand der Brücke null ist. Tatsächlich ist der Widerstand bei T_c eine „ausgewaschene“ Stufenfunktion. In [48] wird für diesen Verlauf eine Fermi-Funktion verwendet, was es ermöglicht, den Widerstand auch dann zu berechnen, wenn das Temperaturprofil der Elektronen nicht T_c übersteigt.

3.4 Elektrothermische Rückkopplung

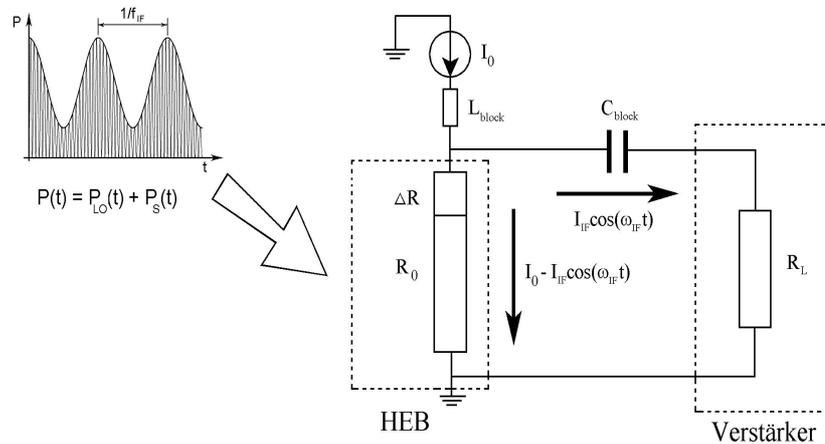


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Hot Electron Bolometer-Schaltkreises.

In Abbildung 3.4 ist das elektronische Ersatzschaltbild eines an einen ZF-Verstärker angeschlossenen Hot-Electron-Bolometers dargestellt: Aus der absorbierten RF-Leistung resultiert eine Widerstandsänderung mit der Zwischenfrequenz. Die gezeichnete Anordnung der Spule L_{block} und des Kondensators C_{block} dient zur Trennung des Gleichspannungsanteiles der Versorgungsspannung von dem ZF-Antwortsignal des Bolometers und wird durch ein T-förmiges Bauelement („Bias-T“) realisiert.

Bei konstantem Versorgungsstrom moduliert die durch Strahlungsabsorption hervorgerufene Widerstandsänderung den Spannungsabfall am Bolometer, was zu einer Stromänderung durch den Lastwiderstand führt. Ist der supraleitende Übergang steil genug ist, kann die abnehmende DC-Leistung nahezu die eintreffende Strahlungsleistung kompensieren und die Temperatur der Brücke bleibt ungefähr konstant [54].

Dieser als „electrothermal feedback“ bezeichnete Effekt reduziert die effektive thermische Leitfähigkeit G des Bolometers und somit dessen thermische Zeitkonstante, was eine Reduzierung der Zwischenfrequenzbandbreite zur Folge hat (siehe Kapitel 6.4).

Kapitel 4

AFM-Charakterisierung von Niobnitrid-Filmen

4.1 Motivation und AFM-Grundlagen

Die im Rahmen dieser Arbeit hinsichtlich ihrer radiometrischen Empfindlichkeit charakterisierten phononengekühlten Hot-Electron-Bolometer bestehen aus einer sehr dünnen ($\approx 3,5 \text{ nm}$), supraleitenden NbN-Schicht auf Si-Substrat. Die Qualität der NbN-Schichten hängt stark von den Abscheidungsbedingungen während des Aufdampfprozesses (zum Beispiel Gaszusammensetzung, Gasdruck, Systemgeometrie [55]) und der Wahl des Substratmaterials ab [56]. Obwohl in den letzten Jahren die Rauscheigenschaften der HEB-Mischer stetig verbessert wurden [8, 57, 58], gibt es nur wenig Kenntnisse über die dafür erforderlichen Eigenschaften der supraleitenden NbN-Filme und den damit verbundenen Herstellungsprozessen. Aus diesem Grunde wurden zur besseren Beurteilung der verwendeten Proben verschieden dicke NbN-Schichten auf Si-Substrat, sowie die Oberfläche des Si-Substrates selbst mit Hilfe von Rasterkraftmikroskopie („Atomic Force Microscopy“, AFM) untersucht.

Durch Verwendung einer MgO-Substratschicht anstelle des Si-Substrates ist es möglich, die ZF-Bandbreite des HEB zu erhöhen [59]. Um den Einfluss des MgO-Substrates auf die Oberflächenqualität des NbN-Filmes zu untersuchen wurde daher in einer weiteren Messreihe ein Si-Substrat, ein MgO-Substrat sowie eine 200 nm dicke, auf Silizium aufgebrachte MgO-Schicht, mit Hilfe von AFM charakterisiert.

Bei der Rasterkraftmikroskopie [61–64] bewegt sich eine Sonde zeilenweise über die zu untersuchende Oberfläche und detektiert auftretende Probe-Sonde-Wechselwirkungen. Als Sonde wird eine Spitze verwendet, die sich an

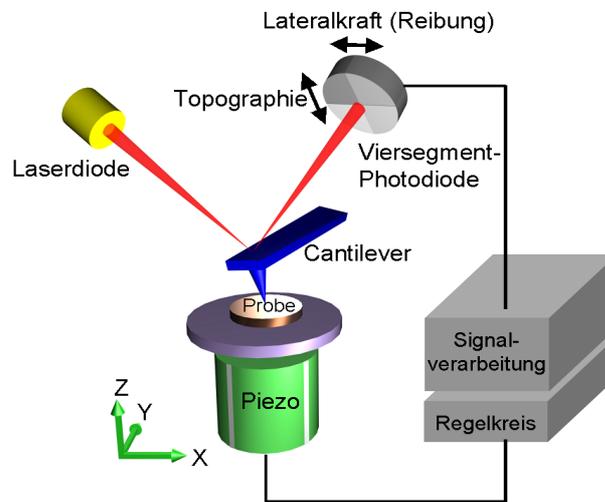


Abbildung 4.1: Darstellung des Funktionsprinzips eines kombinierten Normal-Lateralkraftmikroskopes nach [60].

einem dünnen, einseitig eingespannten Balken („Cantilever“) befindet. Durch die Wechselwirkung zwischen Spitze und Oberfläche kommt es zu einer Verbiegung des Balkens, die als Detektionssignal dient und zur Darstellung der Oberflächentopographie verwendet wird. Die Verbiegung wird mittels eines Laserstrahles, der auf die Rückseite des Cantilevers fokussiert wird und von dort in eine Viersegment-Photodiode reflektiert, nachgewiesen. Aus der Verbiegung des Cantilevers resultiert eine Ablenkung des Laserstrahles, die in jeweils gegenüberliegenden Segmenten der Photodiode Photoströme erzeugt. Diese werden einem Differenzverstärker zugeführt, dessen Ausgangssignal für kleine Auslenkungen in der Nähe des Nullpunktes der Verbiegung, bzw. Torsion des Cantilevers proportional ist.

Mittels AFM ist es möglich ohne aufwändige Probenpräparation, Vakuum, oder der Beschränkung auf elektrisch leitfähige Materialien schnell und zerstörungsfrei dreidimensional die Topographie einer Probe zu erfassen.

Für die Durchführung der AFM-Messungen wurde freundlicherweise von der Arbeitsgruppe Schimmel, Institut für Angewandte Physik, TU Karlsruhe, ein Messplatz zur Verfügung gestellt.

4.2 Intrinsische Eigenschaften von NbN

Nibonitrit (NbN) besitzt in der kubisch flächenzentrierten Kristallstruktur (Gitterkonstante = 4,41 Ångstrom) supraleitende Eigenschaften. Typische Werte der supraleitenden Sprungtemperaturen für Bulkmaterial liegen bei ca. 17 K. Da es sich bei NbN, im Gegensatz zu Nb, um ein polymorphes Material handelt, ist die Kristallstruktur, die massgeblich die supraleitenden Eigenschaften bestimmt, von den Depositionsparametern bei der Herstellung und vom Substrat auf das es aufgebracht wird, abhängig [65].

Die thermischen Eigenschaften einer supraleitenden Schicht werden durch Wechselwirkungen der Elektronen untereinander, Wechselwirkungen der Elektronen mit den Phononen sowie dem Einfluss des Substrates bestimmt. Die von einem Elektron absorbierte Energie eines Photons wird innerhalb einer charakteristischen Zeit τ_{e-e} auf andere Elektronen verteilt. Diese Zeit kann für dünne supraleitende Schichten gemäss [66]

$$\tau_{e-e} \approx \frac{1}{10^8 R \theta_e} \quad (4.1)$$

abgeschätzt werden. R ist dabei der Schichtwiderstand und θ_e die Elektronentemperatur. Typischerweise liegt τ_{e-e} im Bereich einiger Pikosekunden. Die Elektron-Phonon-Wechselwirkungszeit τ_{e-p} lässt sich durch

$$\tau_{e-p} = \frac{500}{\theta_e^{1,6}} [ps], \quad \theta_e \text{ in } [K] \quad (4.2)$$

bestimmen [40]. Bei einer Elektronentemperatur von 10 K ist τ_{e-p} somit ~ 13 ps. Die Zeit τ_{es} , innerhalb derer die Wärme durch Abwanderung der heissen Phononen in das Substrat abgegeben wird, kann durch Gleichung 3.3 berechnet werden. τ_{es} beträgt ungefähr 13 ps pro 1 nm Schichtdicke [67] - bei 4 nm dicken Filmen liegt τ_{es} zwischen 25-50 ps.

Anhand der angegebenen typischen Zahlenwerte für die einzelnen Wechselwirkungszeiten lässt sich erkennen, dass eine Thermalisierung innerhalb des Elektronensystems erfolgen kann, bevor die Energie auf die Phononen übertragen wird. Des weiteren ist ersichtlich, dass die Wärmeabfuhr der Phononen in das Substrat relativ langsam erfolgt und eine rückwärtige Wechselwirkung der Phononen mit den Elektronen durchaus wahrscheinlich ist. Die Schichtdicke $d_{Schicht}$ sollte aus diesem Grunde möglichst klein gewählt werden, was zur Folge hat, dass dadurch die kritische Temperatur T_c minimiert wird. Dies ist von Nachteil, da wegen $\tau_{e-p} \sim 1/T_c^{1,6}$ der Übertrag der Energie von den Elektronen auf die Phononen verlangsamt wird.

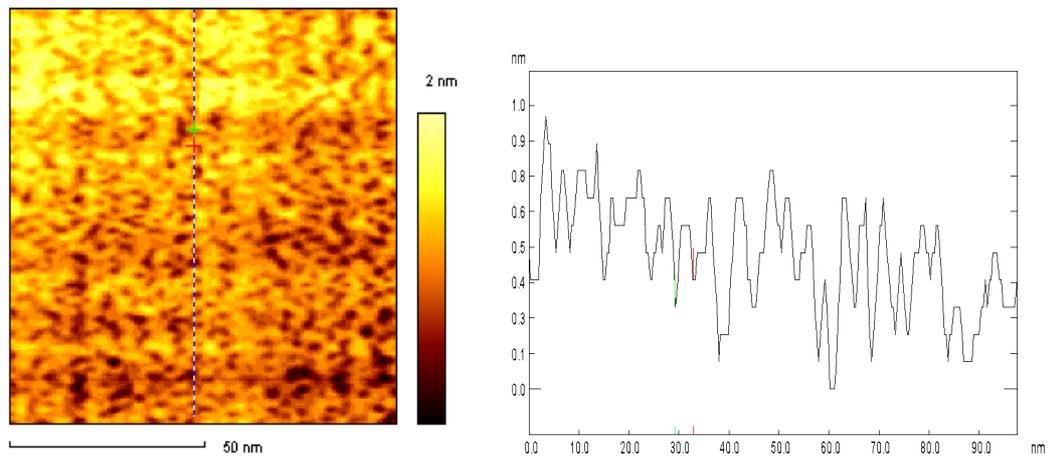


Abbildung 4.2: AFM-Aufnahme der 35-40 Å dicken NbN-Probe sowie dazugehöriges Querschnittsprofil. Die jeweils roten und grünen Markierungen demonstrieren das für die Auswertung herangezogene Kriterium zur Bestimmung der Strukturgrößen. Die hier ausgemessene Struktur hat eine Länge von 36,3 Å.

4.3 Oberflächenqualität unterschiedlich dicker NbN-Filme

Um die Qualität der NbN-Filme zu beurteilen wurden drei unterschiedlich dicke NbN-Schichten, sowie das Si-Substrat selbst hinsichtlich ihrer Oberflächenstruktur untersucht. Die AFM-Aufnahmen verschiedener Gebiete der Probenoberflächen zeigten eine ähnliche Topologie, so dass davon ausgegangen werden kann, dass die Probenoberflächen auf einer grossen Skala „homogen“ waren. In Abbildung 4.2 ist die Oberfläche der 35-40 Å dicken Probe in einem Bereich von ca. 100 nm x 100 nm sowie ein dazugehöriges vertikales Querschnittsprofil zu sehen. Die Lage des Querschnittsprofiles ist im linken Bild als vertikale Linie zu sehen. Die Oberfläche dieses NbN-Filmes weist kornartige Strukturen auf, wie sie auch für die anderen Proben typisch waren. Um diese Topographie qualitativ zu erfassen, wurden für jede Probe jeweils 10 Querschnittsprofile - wie in Abbildung 4.2 dargestellt - von 50 nm x 50 nm grossen Bildauschnitten in vertikaler und horizontaler, nachfolgend als x- und y-Richtung bezeichnet, ausgemessen. Als Strukturgrösse wurde der Abstand zweier Vertiefungen, wie sie im obigen Querschnittsprofil mit der grünen beziehungsweise roten Linie markiert sind, definiert. Aus den jeweiligen AFM-Aufnahmen wurden zusätzlich zwei weitere, die Struktur

Probe	Strukturgröße x-Richtung [Å]	Strukturgröße y-Richtung [Å]	Quad. Mitten- rauhwert [Å]	max. Rauhtiefe [Å]
Substrat	20	24	3,1	23,9
35-40 Å	46	34	2,1	14,3
100 Å, L910	58	34	4,6	31,6
400 Å	42	26	78	555,4

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der die Oberfläche charakterisierenden Kenngrößen der untersuchten NbN-Filme und des Si-Substrates.

beschreibende Kenngrößen ermittelt:

1. Quadratischer Mittenrauhwert: Beschreibt die Standardabweichung der Höhenwerte und besitzt statistische Relevanz, d.h. er beschreibt die Verteilung der Höhenwerte um ihren Mittelwert. Der quadratische Mittenrauhwert ist aufgrund seiner mittelnden Eigenschaft unempfindlich gegenüber einzelnen Extremstellen (zum Beispiel durch Störungen bei den Messungen oder Verunreinigungen) bei den Messdaten und wird häufig als Rauheit bzw. „Roughness“ bezeichnet. Die Oberflächenrauheit des Substrates stellt die technologische Grenze für das Aufwachsen nur weniger Nanometer dünner, zusammenhängender Filme dar.
2. Maximale Rauhtiefe: Die zu untersuchende Fläche wird in fünf parallele Bahnen aufgeteilt. In jedem dieser Abschnitte wird die Höhendifferenz zwischen dem höchsten und dem tiefsten Messpunkt ermittelt. Die grösste dieser fünf Höhendifferenzen entspricht der maximalen Rauhtiefe. Sie entspricht der grössten im untersuchten Bereich gefundenen Unebenheit.

In Abbildung 4.3 sind die dreidimensionale Ansichten von 50 nm x 50 nm grossen Bereichen aller vier untersuchten Proben zu sehen. Dabei handelt es sich zum einen um ein Si-Substrat (blau dargestellt) und drei auf einem Si-Substrat aufgewachsene NbN-Filme mit Schichtdicken von 35-40 Å, 100 Å und 400 Å.

Bei Betrachtung der vier Oberflächen fällt auf, dass die Strukturen der Si-Probe kleiner als die der NbN-Filme sind, deren Oberflächen ausserdem nicht so rundliche, sondern längliche, kornartige Strukturen aufweisen. Dies lässt sich auch sehr gut mit den zuvor beschriebenen und in Tabelle 4.1 zusammengestellten Oberflächenkenngrößen belegen: Der Unterschied zwischen den Strukturgrößen in x- und y-Richtung der jeweiligen NbN-Probe beträgt zwischen 35 und 70 Prozent, während sich die entsprechenden Strukturgrößen

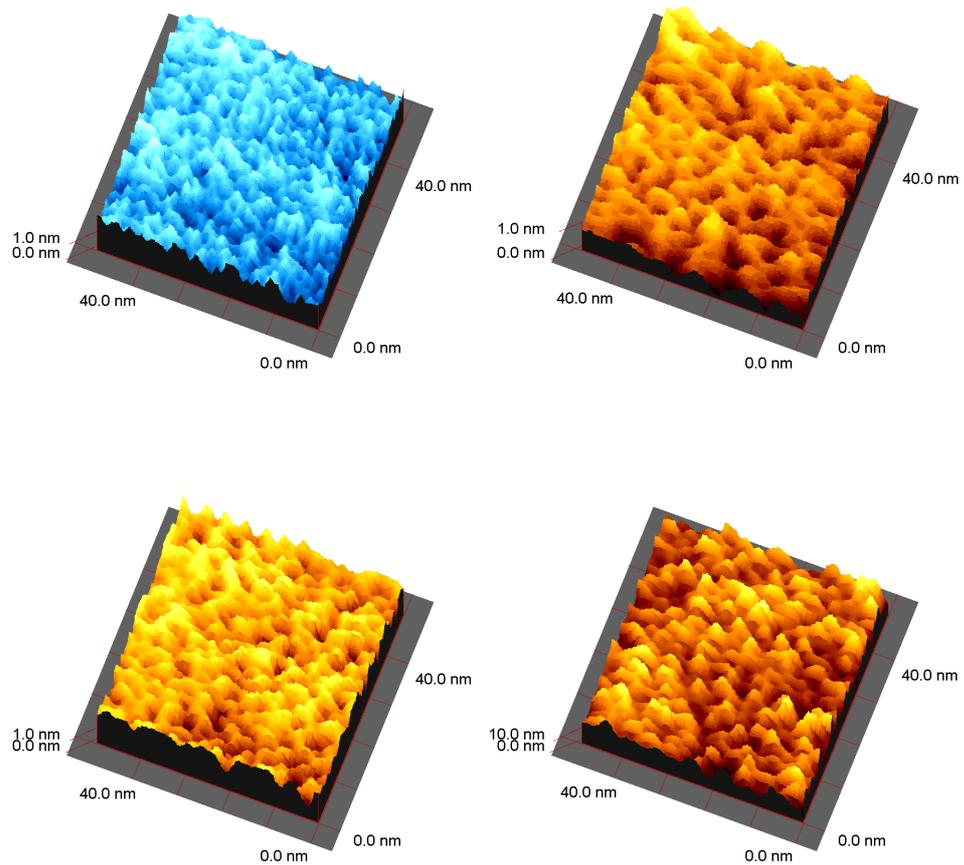


Abbildung 4.3: Dreidimensionale Darstellung der Oberflächenstrukturen der untersuchten Proben. In der oberen Reihe ist links das Si-Substrat und rechts die NbN-Probe mit einer Dicke von 35-40 Å abgebildet. Unten links ist die 100 Å NbN-Probe und rechts daneben die 400 Å NbN-Probe zu sehen. Die Höhenskala beträgt 1 nm, mit Ausnahme der 400 Å NbN-Probe mit einer Höhenskala von 10 nm.

der Si-Oberfläche lediglich um ca. 20 % unterscheiden. Dieser Sachverhalt wird auch bei einer grafischen Darstellung wie in Abbildung 4.4 gut sichtbar, bei der die Strukturgrößen grafisch über die Schichtdicke aufgetragen sind. Die länglichsten Strukturen treten bei der 100 Å dicken Probe auf.

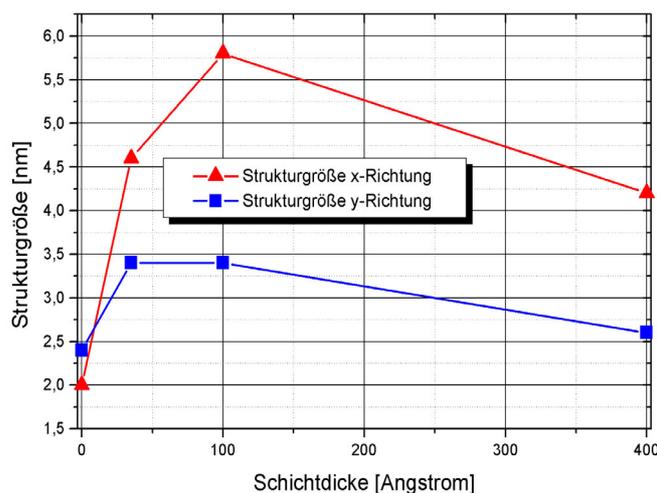


Abbildung 4.4: Strukturgrößen der untersuchten Proben mit unterschiedlicher Schichtdicke. Die Werte für die Si-Oberfläche sind bei der Schichtdicke „Null“ eingezeichnet. Die Strukturen der Si-Oberfläche sind eher rundlicher, während die NbN-Filme längliche Strukturen besitzen.

Die weiteren Kenngrößen aus Tabelle 4.1 sind in Diagramm 4.5 über den entsprechenden Proben aufgetragen. Zur besseren Einordnung der Größe der Kennwerte wurden zusätzlich die vier unterschiedlichen Filmdicken durch horizontale Linien eingezeichnet.

Die 35-40 Ångstrom dicke NbN-Probe, die eine typische Schichtdicke der HEB-Brücke repräsentiert, zeigt sehr flache Oberflächenstrukturen - diese Probe hat die kleinste maximale Rauhtiefe und den kleinsten quadratischen Mittenrauhwert bei gleichzeitig kleiner Strukturgröße. Im Vergleich dazu weist das Si-Substrat, dessen Oberfläche optisch poliert ist, wie bereits festgestellt, kleinere, rundlichere, aber auch tiefere Strukturen auf. Bei den beiden 100 Å und 400 Å dicken Proben verschlechtern sich die Rauheitswerte deutlich. Die flächenmässig grössten und länglichsten Strukturen wurden bei der 100 Å-Probe gemessen. Beim 400 Å dicken NbN-Film nimmt die Strukturgröße ab und erreicht den Minimalwert aller Proben von 26 Å. Die

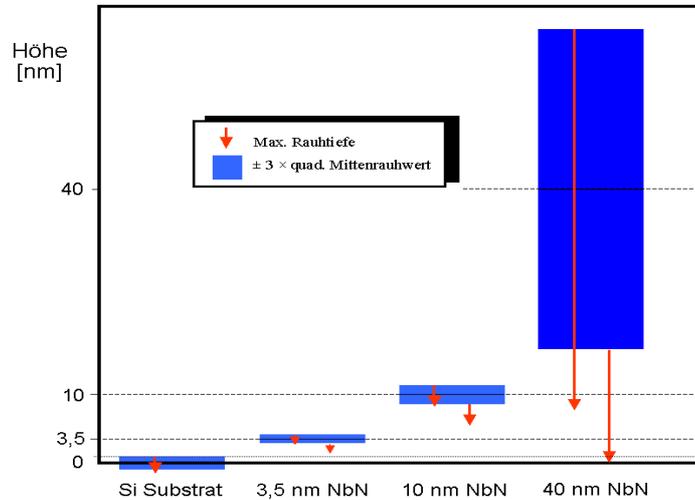


Abbildung 4.5: Zusammenstellung der Rauheitskenngrößen der untersuchten Proben. Die Kenngrößen des Substrates sind von ihrer Schichtdicke aus aufgetragen. Die eingezeichneten Pfeile, die die max. Rauhtiefe repräsentieren, zeigen sehr gut, dass es bei den für die HEB-Herstellung relevanten 3,5 nm dicken NbN-Filmen auf Si-Substrat durchaus Diskontinuitäten geben kann.

Oberflächenzerklüftung, d. h. die Oberflächenunebenheit und auch das Vorhandensein tiefer Löcher, nimmt dabei jedoch zu, was durch eine Rauheit von 78 \AA und eine maximale Rauhtiefe von 555 \AA belegt wird.

Für ein Verständnis der Änderung der Strukturgrößen bei verschiedenen Filmdicken, wie sie in vorliegendem Fall beobachtet wurden, ist es hilfreich, sich den Wachstumsvorgang der NbN-Filme genauer anzuschauen. Die Bildung und der Wachstumsprozess eines dünnen Filmes lässt sich gemäss Pashley et. al. in vier Stadien unterteilen [68, 69]:

1. Nukleation und Inselstadium: Bei dem Beschuss eines Substrates mit zu kondensierenden Teilchen macht sich die Kondensation durch ein schlagartiges Auftreten von Körnern ungefähr gleicher Grösse bemerkbar. Das Wachstum dieser Körner ist dreidimensional, aber das Wachstum parallel zum Substrat ist grösser als senkrecht zur Oberfläche. Ursache hierfür ist vermutlich, dass das Wachstum grösstenteils durch die Oberflächendiffusion der Teilchen auf dem Substrat und nicht durch das direkte Auftreffen von Teilchen aus der Gasphase bedingt ist.
2. Das Koaleszenzstadium: In diesem Stadium kommt es zu einer Ver-

schmelzung zweier benachbarter Nukleide. Dieser Vorgang wird durch eine Abnahme der Grundfläche der Nukleide (d. h. aus zwei kreisförmigen Flächen wird eine länglichere) und einem Anstieg der Höhe der Körner auf dem Substrat charakterisiert, was eine Reduktion der Oberflächenenergie bewirkt.

3. Das Kanal- und Lochstadium: Mit zunehmendem Wachstum der Inseln gibt es für sie eine abnehmende Tendenz sich nach abgeschlossener Koaleszenz vollständig abzurunden. Die Inseln werden länglich und bilden eine kontinuierliche Netzwerkstruktur in der das abgeschiedene Material durch lange, irreguläre und schmale Kanäle getrennt ist. Mit fortschreitender Abscheidung bilden sich neue Körner in diesen Kanälen, die mit zunehmendem Wachstum die Seiten der Kanäle berühren und der entstehenden Filmstruktur einverleibt werden. Gleichzeitig verbinden sich die Kanäle an manchen Stellen und werden schnell in flüssigkeitsähnlicher Weise gefüllt. Durch diesen Effekt werden die meisten Kanäle eliminiert und der Film bekommt eine gleichmässiger Oberfläche. Viele noch bestehende kleine, schmale Löcher werden durch entsprechende Zweitnukleation innerhalb dieser Löcher mit anschliessender Inselbildung und Koaleszenz mit den Lochwänden gefüllt. Dieses flüssigkeitsähnliche Verhalten besteht, bis eine vollständige Filmschicht vorhanden ist.

4. Die Bildung eines kontinuierlichen Filmes durch Schliessung der Löcher.

Betrachtet man die untersuchten Proben unter dem Gesichtspunkt dieser Klassifikation, so liegt die Vermutung nahe, dass sich der 35-40 Å dicke NbN-Film zu Beginn des Koaleszenzstadiums kurz nach Beendigung des Inselstadiums befindet: Das Substrat ist gleichmässig mit NbN bedeckt und die Höhenverteilung der Strukturen ist geringer als beim Si-Substrat, was sich in einem kleineren quadratischen Mittenrauhwert ausdrückt. Durch den aufgewachsenen NbN-Film scheint die Si-Oberfläche bezüglich ihrer Oberflächentopographie ausgeglichener. Ursache hierfür kann sein, dass die Aufwachs-geschwindigkeit im Inselstadium parallel zur Substratoberfläche grösser ist als senkrecht dazu. Durch die zunächst stattfindende vollständig Bedeckung der Si-Oberfläche mit NbN ist es durchaus möglich, dass vorhandene kleine Löcher und Unregelmässigkeiten im Si-Substrat ausgeglichen werden. Für diese Vermutung spricht auch die Tatsache, dass die maximale Rauhtiefe des 35-40 Å NbN-Filmes kleiner als die maximale Rauhtiefe des Si-Substrates ist. Beim Anwachsen der NbN-Schichtdicke auf 100 Å kommt es zu einem Anstieg des quadratischen Mittenrauhwertes, d. h. zu einem Anstieg der Höhe der NbN-Strukturen, und zu einer Ausbildung von länglicheren Strukturen.

Dieses Verhalten lässt sich dem Koaleszenzstadium zuordnen, wobei jedoch keine kontinuierliche Netzwerkstruktur zu beobachten ist. Mit Zunahme auf 400 Å Schichtdicke weist die Oberfläche grössere Unebenheiten bei gleichzeitig kleineren Strukturgrössen auf. Dieses Verhalten ist nicht einfach in obige Klassifikation einzuordnen. Es könnte jedoch sein, dass sich in diesem Stadium bereits neue Körner in den Zwischenräumen der Kanäle bilden, sich an deren Wänden anlagern und so die Strukturen wieder rundlicher und kleiner erscheinen lassen. Dies würde dem Kanal- und Lochstadium entsprechen, was den Schluss nahelegen würde, dass sich die vorhandenen tiefen Löcher der 400 Å NbN-Probe bei weiter zunehmender Schichtdicke schliessen würden, bis schliesslich das Stadium des kontinuierlichen Filmes erreicht wird.

Wichtig für die Schlussfolgerungen bezüglich der Auswirkungen der Oberflächentopographie des NbN-Filmes auf die Eigenschaften des HEB ist der auf das Si-Substrat aufgebraute 35-50 Ångstrom dicke NbN-Film. Die Filmdicke und das Substrat dieser Probe sind identisch mit den Gegebenheiten der im Rahmen dieser Arbeit hinsichtlich ihrer radiometrischen Empfindlichkeit charakterisierten HEB. Durch die Oberflächenbeschaffenheit des Substrates und des darauf aufgebrauchten 35-40 Ångstrom dicken NbN-Filmes ist es durchaus möglich, dass an manchen Stellen der NbN-Film nicht vollständig geschlossen ist wodurch eine Beeinträchtigung der (supra-)leitenden Eigenschaften des Filmes (z. B. elektrischer Widerstand, kritische Stromdichte) auftreten kann. Die Beschaffenheit der Film-Substrat-Grenzfläche spielt ausserdem beim Kühlmechanismus der phononengekühlten HEB durch Beeinflussung der Phononentransmission von der Brücke in das Substrat eine massgebliche Rolle. Die auftretenden Diskontinuitäten könnten die Bildung des „Hot-Spots“ bei Einstrahlung von RF -Leistung beeinflussen und somit erklären, warum im gleichen Herstellungsprozess hergestellte NbN-Bolometer unterschiedliche radiometrische Empfindlichkeiten aufweisen.

4.4 Einfluss des Substrates auf die Qualität der NbN-Filme

Die Qualität der dünnen NbN-Filme ist nicht nur von den Abscheidungsparametern wie z.B. dem Partialdruck der Sputtergase, und der Sputterleistung, sondern auch von den Eigenschaften des verwendeten Substrates abhängig. Bei der Wahl des Substrates sind vier wichtige Punkte zu berücksichtigen. Das Substrat sollte

1. das kristalline Wachstum der NbN-Schicht unterstützen. Eine gute kristalline Anpassung ist für Substrate zu erwarten, deren Gitterkonstante in der Nähe der fcc-Gitterkonstanten von NbN liegt. Das polykristalline Wachstum ermöglicht die Herstellung dünnerer Schichten mit niedrigem spezifischem Widerstand und hoher kritischer supraleitenden Sprungtemperatur [65].
2. eine gute akustische Anpassung („phonon matching“) an die NbN-Schicht bieten. Die ZF-Bandbreite von phononengekühlten HEB-Mischern wird hauptsächlich durch die Materialparameter des supraleitenden Filmes und dem Substrat bestimmt. Die Wärmeleitfähigkeit des Substratmaterials ist proportional zur Geschwindigkeit der Phononen im Substrat. Theoretische Betrachtungen zur Phononentransmission in Abhängigkeit von verschiedenen Substratmaterialien befinden sich in [65].
3. hochfrequenztauglich sein, d.h. geringe Absorptionsverluste im THz-Frequenzbereich aufweisen.

Ein Material, dass sich dafür als geeignet herausgestellt hat, ist MgO [59]. Um MgO hinsichtlich der Oberflächenqualität im Vergleich zu Si-Substraten beurteilen zu können, wurden drei Proben untersucht: Reines Si-Substrat, reines MgO-Substrat sowie die Oberfläche einer 200 nm dicken auf Silizium aufgetragenen MgO-Schicht. Die dreidimensionale Darstellung der Oberflächentopographien ist in Abbildung 4.6 dargestellt und die schon zuvor verwendeten Kenngrößen der Oberfläche in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Bei den dort angegebenen Strukturgrößen handelt es sich nicht, wie bei der vorangegangenen AFM-Untersuchung, um eine statistisch ermittelte, sondern lediglich um eine grobe, direkt aus dem Messbild abgeleitete Größenangabe. Die Angabe der maximale Rauhtiefe ist nur bedingt aussagekräftig, da die einzelnen Messungen zum Teil grösseren, kurzzeitigen Störungen unterlagen, die entsprechend stark in diese Kenngrösse eingehen.

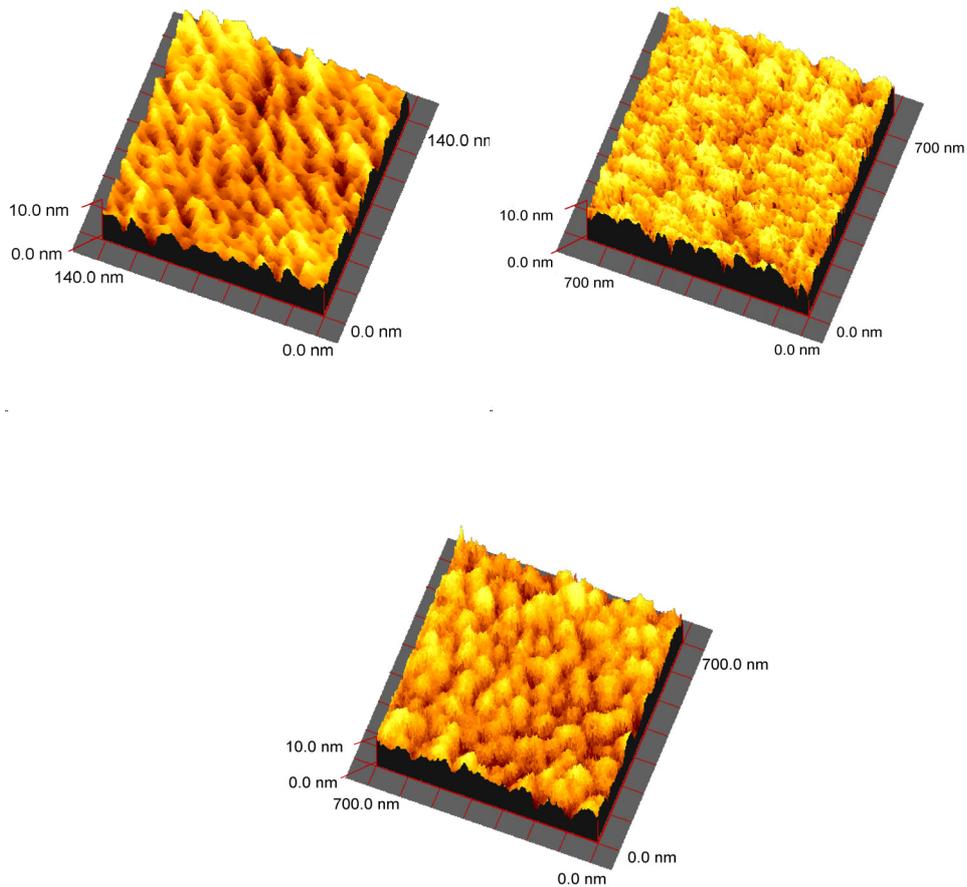


Abbildung 4.6: In der oberen Reihe ist die Oberfläche des optisch polierten Si-Substrates und rechts daneben die Oberfläche des MgO-Substrates abgebildet. In der unteren Reihe ist die Oberflächentopographie einer 200 nm dicken MgO-Schicht auf einem Si-Substrat abgebildet. Die abgebildete laterale Ausdehnung der MgO-Proben ist über viermal grösser als der dargestellte Bereich der Si-Probe.

Probe	Strukturgrösse [Å]	Quad. Mittenrauhwert [Å]	max. Rauhtiefe [Å]
Si-Substrat	100	14	97
MgO-Substrat	710	13	101
200 nm MgO auf Si	570	11	85

Tabelle 4.2: Zusammenstellung der Kenngrössen der untersuchten Substrate.

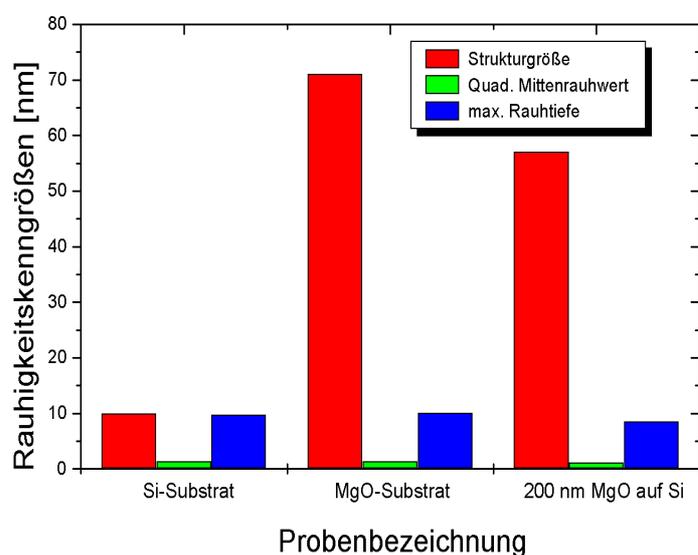


Abbildung 4.7: Zusammenstellung der Rauheitskenngrössen der untersuchten Substratproben. Die Strukturgrössen des Siliziumsubstrates sind gegenüber der im vorangegangenen Kapitel untersuchten Probe deutlich vergrössert.

Es fällt auf, dass sowohl die laterale, als auch die vertikale Strukturgrösse des Siliziumsubstrates gegenüber der ersten Messung deutlich (ungefähr fünf-fach) vergrössert sind. Die MgO-Oberflächen weisen bei ungefähr gleicher Höhenkorugation wie das Siliziumsubstrat eine grössere Flächenausdehnung auf. Das auf Silizium aufgebrachte MgO hat eine körnigere Struktur als das reine MgO-Substrat, d.h. die Strukturen erschienen rundlicher und nicht so zerklüftet. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, dass die Messung des MgO-Substrates Störungen unterlagen die insgesamt das Erscheinungsbild

ungleichmässiger erscheinen lassen. Die Störungen sind möglicherweise auf Probenverunreinigungen zurückzuführen, denn die entsprechende Oberfläche wies starke Beschädigungen auf, die schon mit dem optischen Mikroskop sehr gut sichtbar waren.

Eine grafische Darstellung der Kenngrössen der untersuchten Proben ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Deutlich sind die grossen Strukturen der MgO-Oberflächen bei ungefähr gleichen Rauheiten und maximalen Rautiefen als bei der Si-Oberfläche zu erkennen. Die dadurch entstehende gleichmässiger Beschaffenheit lässt MgO somit als besseres Basissubstrat für das Aufbringen von dünnen NbN-Filmen erscheinen. Diese Vermutung ist in guter Übereinstimmung mit der beobachteten Verbesserung der supraleitenden Eigenschaften von ultradünnen NbN-Filmen, die auf eine auf Silizium befindlichen MgO-Schicht aufgebracht wurden [70]. Dort wurde eine höhere supraleitende Sprungtemperatur von NbN-Filmen auf MgO-Pufferschichten beobachtet, die nicht nur grösser war, als bei NbN-Filmen auf Si-Substraten, sondern auch von NbN-Filmen die auf einem reinen MgO-Substrat aufgebracht wurden. Zwar können Siliziumsubstrate genauer als MgO-Substrate poliert werden, jedoch verursacht der Unterschied der thermischen Expansionskoeffizienten zwischen Silizium und NbN grosse mechanische Spannungen im NbN-Film, der die schlechteren supraleitenden Eigenschaften der auf Silizium aufgetragenen NbN-Filme erklärt. Mit den durchgeführten Messungen ist es jedoch nicht möglich, konkrete Aussagen über eine bessere Eignung von MgO gegenüber Silizium als Substratmaterial für NbN-Hot-Electron-Bolometer zu machen. Grund hierfür ist die äusserst unterschiedliche Qualität der in den beiden Messreihen verwendeten Si-Substrate. Über die Oberflächengüte konnten vom Hersteller¹ keine genauen Angaben gemacht werden. In beiden Fällen lag lediglich ein „optisch poliertes“ Basismaterial vor. Da die Wellenlängen des sichtbaren Lichts eine Grössenordnung über den mit AFM beobachteten Strukturgrössen liegen, steht diese Aussage nicht im Widerspruch zur Messung. Durch diese grosse Unsicherheit hinsichtlich der Güte besteht jedoch keine Möglichkeit eines direkten Vergleiches beider Messreihen.

4.5 Zusammenfassung der AFM-Messungen

Durch die AFM-Messungen konnten verschieden dicke NbN-Filme hinsichtlich ihrer Oberflächenqualität charakterisiert und grob in ein gängiges Mo-

¹Si-Substrat: Topsil Semiconductor Materials A/S, 3600 Frederiksbund, Denmark
NbN-Filme: Physical Department, Moscow State Pedagogical University,
119891 Moscow, Russia

dell der Entwicklungsstufen von dünnen Filmen eingeordnet werden. Die Vergleichende Messung eines Siliziumsubstrates mit einem MgO-Substrat legt eine bessere Eignung des MgO-Substrates wegen seiner gleichmässigeren und grossflächigeren Strukturen als Basissubstrat für das Aufwachsen von dünnen NbN-Filmen nahe. Aufgrund von starken Probenverunreinigungen und nur unzureichender Herstellerangaben bezüglich der vorangegangenen Oberflächenbehandlung und -qualität ist eine diesbezügliche konkrete Aussage jedoch nicht möglich.

Die AFM-Messungen haben weiterhin gezeigt, dass der für die Herstellung der NbN-HEB-Brücken verwendete 35-40 Å dicke NbN-Film eine dem Si-Substrat gleichwertige Oberflächenqualität besitzt, die sich bei grösseren Filmdicken verschlechtert. Durch die vorhandenen Oberflächenbeschaffenheiten des Si-Substrates und des 35-40 Å dicken NbN-Filmes ist es durchaus wahrscheinlich, dass der NbN-Film an manchen Stellen nicht vollständig geschlossen ist, was möglicherweise eine Erklärung für unterschiedliche radiometrische Empfindlichkeiten von im gleichen Herstellungsprozess hergestellten NbN-Bolometern ist.

Kapitel 5

Optische Komponenten und Versuchsaufbau

Um die Charakterisierung des Hot Electron Bolometers im Rahmen dieser Arbeit durchführen zu können, war es zunächst erforderlich einen durch einen CO_2 -Laser optisch gepumpten FIR-(Ring-)Resonator aufzubauen, der im Bereich oberhalb 1 THz mehr als 10 Laserübergänge mit Leistungen bis zu 10 mW bereitstellt. Aus diesem Grunde wird zunächst in diesem Kapitel etwas ausführlicher auf die Funktionsweise dieses Lasersystems eingegangen, bevor schliesslich die quasi-optischen Komponenten des HEB-Mischersystems beschrieben werden.

In der Quasi-Optik werden sowohl optische Komponenten wie zum Beispiel Linsen als auch Komponenten aus der Radiotechnik wie zum Beispiel Antennen verwendet, um die Strahlung in bestmöglicher Weise in das Empfangssystem einzukoppeln. Die Kenntnis ihrer Wirkungsweise ist von fundamentaler Bedeutung für das Verständnis und die Charakterisierung des HEB-THz-Empfangssystems.

Das Kapitel schliesst mit einer Beschreibung des Versuchsaufbaus.

5.1 Optisch gepumpter FIR-Laser

Wichtiger Bestandteil eines Heterodynempfängers ist der Lokalszillator, der die für die Messung benötigte Referenzstrahlung erzeugt. Prinzipiell kann dafür eine durchstimmbare oder frequenzfeste Quelle verwendet werden. Im ersten Fall kann für die Messung im durchstimmbaren Frequenzband ein Zwischenfrequenzverstärker verwendet werden, während im zweiten Fall für die jeweils feststehenden Frequenzen passende ZF-Verstärker und entsprechende Filter benötigt werden. Zur Zeit gibt es lediglich für den Submm-Bereich

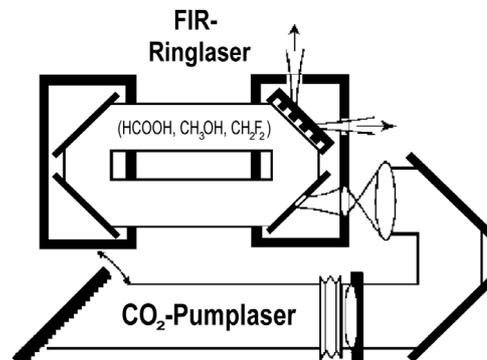


Abbildung 5.1: Funktionsprinzip eines optisch gepumpten FIR-Gaslasers: Der FIR-Ringlaser wird durch den CO_2 -Laser angeregt.

durchstimmbare Oszillatoren wie z. B. Carcinotrone [71] oder Gunnoszillatoren [72]. Für den Ferninfrarotbereich sind optisch gepumpte Gaslaser momentan die einzigen Quellen, die alle Anforderungen für einen effektiven Mischprozess wie z. B. ausreichende Ausgangsleistung, Frequenz- und Amplitudenstabilität, spektrale Reinheit (für eine Auflösung von $\sim 10^7$ muss die Linienbreite kleiner als ≈ 100 KHz sein) erfüllen [73,74]. Aktuelle Arbeiten bei BESSY II demonstrieren die erfolgreiche Generierung von kohärenter Ferninfrarot-Synchrotronstrahlung [75,76]. Weiterhin wird an der Erzeugung von Ferninfrarotstrahlung mittels eines sehr kompakten Quantenkaskadenlasers [77–79] gearbeitet, so dass in absehbarer Zukunft LO-Alternativen zur Verfügung stehen werden.

Das Funktionsprinzip des aufgebauten optisch gepumpten FIR-Lasers ist in Abbildung 5.1 dargestellt: Die durch den CO_2 -Laser erzeugte Strahlung wird in den FIR-(Ring-)Resonator eingekoppelt. Durch Absorption dieser „Pumpstrahlung“ werden die Moleküle des FIR-Lasermediums in ein leeres Rotationsniveau eines höheren Schwingungszustandes angehoben. Durch die Besetzungsinversion im angeregten Schwingungszustand ergeben sich dann unter Beachtung der Auswahlregeln die möglichen FIR-Strahlungsübergänge.

5.1.1 Der CO_2 -Laser

Zum optischen Pumpen von FIR-Lasern werden fast ausschliesslich CO_2 -Laser verwendet, da sie mehrere Pumplinien im benötigten Wellenlängenbereich mit hoher Leistung zur Verfügung stellen. Der CO_2 -Laser wurde 1964 von C. Patel und seinen Mitarbeitern entdeckt [80,81] und ist heute in vielen unterschiedlichen Bereichen wie zum Beispiel der Spektroskopie und der

Medizin im Einsatz. Schon mit relativ einfachen Mitteln ist es möglich einen leistungsfähigen CO_2 -Laser zu realisieren, wie Röser et al. durch den Bau eines Miniatur CO_2 -Lasers demonstrierten [82].

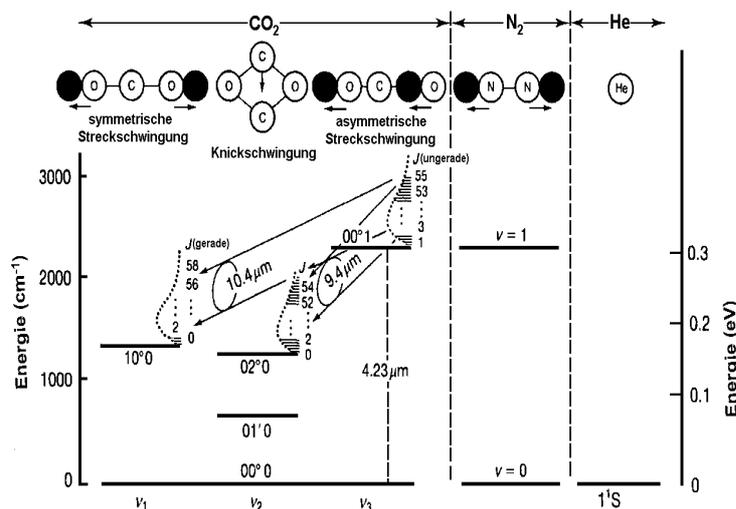


Abbildung 5.2: Lage der Energieniveaus der Vibrationsmoden eines CO_2 -Moleküles für die $9,4 \mu\text{m}$ und $10,4 \mu\text{m}$ -Bänder des CO_2 -Lasers [83].

Als lineares dreiatomiges Molekül ist das CO_2 -Molekül in der Lage drei verschiedene Schwingungsmoden auszuführen, die sich unabhängig voneinander anregen lassen (siehe Abb. 5.2):

1. Mode: symmetrische Streckschwingung. Die C-Atome sind stationär und die zwei Sauerstoffatome bewegen sich in entgegengesetzte Richtungen entlang der Symmetrieachse.
2. Mode: Knickschwingung. Alle Atome bewegen sich in einer Ebene senkrecht zur Symmetrieachse. Diese Mode ist zweifach entartet, da Schwingungen in der Ebene und senkrecht zur Diagrammebene auftreten können.
3. Mode: asymmetrische Streckschwingung. Alle Atome bewegen sich entlang der Symmetrieachse, das C-Atom in die entgegengesetzte Richtung wie die beiden O-Atome.

Ein Schwingungszustand kann eindeutig durch die Angabe eines Zahlentriplets $(\nu_1\nu_2\nu_3)$ gekennzeichnet werden, bei dem ν_n die Anzahl der Schwingungsquanten in der jeweiligen Vibrationsmode angibt. Das hochgestellte l

kennzeichnet den Drehimpuls in den beiden entarteten Zuständen der Knickschwingung.

Die zufällige Entartung der (10^00) und (02^00) Zustände entsteht auf Grund der Tatsache, dass die Energie des ν_1 -Grundzustandes sehr nahe bei der doppelten Energie des ν_2 -Grundzustandes liegt. Diese Nähe hat eine sogenannte Fermi-Resonanz zur Folge, was zu einer Mischung der Wellenfunktionen der beteiligten Zustände führt, die eine Verschiebung der Energieniveaus zur Folge hat. Die entsprechenden Energiewerte sind $1388,3 \text{ cm}^{-1}$ und $1285,5 \text{ cm}^{-1}$. Das etwas höher gelegene Niveau wird dabei nach oben, das andere energetisch nach unten verschoben [83, 84]. Für die nachfolgenden Betrachtungen kann diese schmale Energieaufspaltung vernachlässigt werden.

Durch Elektronenstoss kommt es vorwiegend zu einer Anregung der Schwingung $(00\nu_3)$, was zu einer Inversion gegenüber den Zuständen (100) , (020) und (010) führt. Als unteres Laserniveau kommen die (100) und (020) -Zustände in Frage, die durch Strahlung und stossinduziert in den Zustand (010) zerfallen. Durch die Äquidistanz der Schwingungszustände ist der Austausch von Energiequanten zwischen höher angeregten und unangeregten CO_2 -Molekülen resonant und hat daher einen grossen Wirkungsquerschnitt. Durch diesen Mechanismus kommt es auch zu einer Entvölkerung der unteren Laserzustände (100) und (020) in den (010) Zustand. Damit der Laserzyklus vollständig ist, muss noch der Übergang von (010) in den Grundzustand stattfinden. Dieser Übergang kann jedoch weder durch Strahlung noch durch Stösse mit CO_2 -Molekülen wirksam angeregt werden. Fügt man der Entladung jedoch Helium bei, so sinkt die Relaxationszeit des (010) -Zustandes drastisch.

Durch Beifügen von Stickstoff ist es möglich, selektiv die Anregung des (001) -Zustandes zu erhöhen. Da N_2 als homonukleares Molekül kein Dipolmoment besitzt zerfällt der erste schwingungsangeregte Zustand nicht durch Strahlung und auch die Wirkungsquerschnitte für abregende Stösse sind klein. In einem CO_2 -Gemisch ist es für den angeregten Stickstoff ($\nu = 1$) möglich durch resonanten Energieaustausch den (001) -Zustand von CO_2 anzuregen, da die Energiedifferenz nur 18 cm^{-1} beträgt und somit kleiner als kT ist. Ein höher angeregtes N_2 -Molekül kann durch den Prozess



Energie in den $(00\nu')$ Zustand des CO_2 -Moleküles übertragen von dem es dann in den (001) Zustand gelangt. Fast die gesamte zunächst dem Stickstoff zugeführte Energie kann also dazu benutzt werden, um den oberen Laserzustand im CO_2 anzuregen.

Der Wirkungsgrad (=Ausgangsleistung/elektrische Eingangsleistung der Entladung) eines CO_2 -Lasers kann in günstigen Fällen bis zu 20-30 % betragen.

Die am häufigsten verwendeten Laserlinien für das Pumpen mittels CO_2 -Laser befinden sich in den „regulären“ Bändern. Die in Frage kommenden Übergänge sind um $10,4 \mu\text{m}$ und $9,4 \mu\text{m}$ zentriert und werden gewöhnlich als „ $10 \mu\text{m}$ “ und „ $9 \mu\text{m}$ “ oder „I“ und „II“ Bänder bezeichnet.

Zusätzlich zu den Schwingungszuständen können die CO_2 -Moleküle auch noch eine Rotationsbewegung ausführen, weshalb es zu einer Rotationsaufspaltung in den einzelnen Bändern kommt (siehe Abbildung 5.2). Aufgrund der Symmetrien der Wellenfunktion der Vibrationszustände treten beim oberen Laserniveau (00^0_1) nur ungeradzahlige und bei den beiden tiefer gelegenen [$10^0_0, 02^0_0$] Niveaus nur geradzahlige Rotationszustände auf. Dadurch sind keine $\Delta J = 0$ - Übergänge möglich und das Spektrum der Laserlinien besteht jeweils nur aus sogenannten P-/R-Bändern mit $\Delta J = +1 / -1$.

Gemäss dieser Bezeichnungen beschreibt zum Beispiel 9P36 einen Übergang im P-Zweig des $9 \mu\text{m}$ Bandes auf das $J = 36$ Niveau. Die Abstände zwischen den einzelnen Linien im P-Zweig betragen durchschnittlich ungefähr 56 GHz und 34 GHz im R-Zweig [85].

5.1.2 Der FIR-Laser

Durch Absorption der Infrarot-Pumpstrahlungsenergie werden Moleküle des FIR-Lasermediums vom Schwingungsgrundzustand in ein leeres Rotationsniveau eines höheren Schwingungszustandes angehoben („optisches Pumpen“). Als Lasermedium kommen drei- und mehratomige Moleküle in Betracht, da für die meisten von ihnen die Schwingungs-Rotations- und reine Rotationsübergänge im Wellenlängenbereich zwischen $10 \mu\text{m}$ bis zu einigen Millimetern liegen. Durch die Besetzungsinversion im angeregten Schwingungszustand ergeben sich dann unter Beachtung der Auswahlregeln die möglichen FIR-Strahlungsübergänge. Um mittels optischem Pumpen anregen zu können ist zum einen ein permanentes Dipolmoment des Moleküles sowie eine schmalbandige Pumpquelle erforderlich - weiterhin muss die FIR-Lasergeometrie die Resonanzbedingung für die emittierte Strahlung erfüllen. Der Wirkungsgrad η eines optisch gepumpten FIR-Lasersystemes ist definiert durch [86]:

$$\eta = 2 \frac{\nu_{Pump} P_{FIR}}{\nu_{FIR} P_{Pump}} \quad (5.1)$$

Für die bisher bekannten Submm-Laser liegt der Wirkungsgrad in der Grössenordnung $1^\circ/\circ$ bis zu einigen 10% .

In der vorliegenden Arbeit wurde die FIR-Strahlung sowohl mit einem Ring- als auch mit einem Stehwellenresonator erzeugt.

Durch seinen hohen Gütefaktor war es mit dem Stehwellenresonator möglich, Laseraktivität auf mehr Linien als bei Verwendung des Ringresonator zu er-

f [THz]	λ_{FIR} [μm]	CO_2 Pumplinie	P_{CO_2} [W]	FIR-Gas	p_{FIR} [mbar]	P_{FIR} [mW]
0,693	432,631	9R20	36	$CHOOH$	0,4	1
1,042	287,667	9R34	19	CH_2F_2	0,4	0,1
1,397	214,579	9R34	19	CH_2F_2	0,4	2
1,627	184,306	9R32	19	CH_2F_2	0,5	6,2
1,758	170,576	9P36	30	CH_3OH	0,6	1,3
2,216	135,269	9P24	38	CH_2F_2	0,9	1
2,237	133,998	9P22	38	CH_2F_2	0,9	1,5
2,448	122,466	9R20	37	CH_2F_2	1	4,1
2,523	118,834	9P36	30	CH_3OH	0,6	4,3
2,546	117,727	9R20	36	CH_2F_2	1	6,2
3,106	96,522	9R10	30	CH_3OH	0,4	0,9
4,252	70,512	9P34	30	CH_3OH	0,6	0,9
5,237	57,240	9R8	20	CH_3OD	0,7	1

Tabelle 5.1: Parameter der Laserlinien, die für den Betrieb des aufgebauten FIR-Gaslasers wichtig sind. Da kein präzises Absolut-Messgerät für die Leistungsmessung zur Verfügung stand, sind die Leistungsangaben lediglich als Richtwerte zu betrachten.

reichen. Der verwendete Laser bestand aus einem 50 cm langen, optisch polierten Kupferrohr dessen FIR-Gas transversal angeregt wurde, d.h. die Pumpstrahlung wurde durch ein kleines Langloch in den Kupferwellenleiter mit Durchmesser 20 mm eingekoppelt. Wie im Ringresonator ist bei diesem Aufbau keine Rückkopplung der CO_2 -Strahlung in den CO_2 -Resonator zu erwarten. Die Auskopplung geschah mittels eines beweglichen 45° Spiegels, was es sehr einfach ermöglichte, die Ausgangsleistung zu optimieren.

Ein Foto des beschriebenen optisch gepumpten FIR-Lasersystems befindet sich im Anhang in Abbildung K.4.

5.2 Quasi-optische Einkopplung des Heterodynempfängers

5.2.1 Gaußsche Strahlenoptik

Dielektrische Leiter (z.B. Glasfasern) sind gut geeignet für die Übertragung von Signalen mit Wellenlängen im Bereich des sichtbaren Lichtes. Die Abmessungen der verwendbaren Spiegel sind wesentlich grösser als die Wellenlänge,

so dass es möglich ist, diese Systeme mit Hilfe der Geometrischen Optik zu beschreiben. Im Submm und FIR-Bereich ist diese Näherung aufgrund der grösseren Wellenlängen nicht mehr gültig und es kommt zum Auftreten von Beugungserscheinungen, schlechterer Kollimation, Bündelung und Ankopplung an den Detektor.

Sind die geometrischen Abmessungen der beteiligten optischen Komponenten kleiner als ungefähr die hundertfache Wellenlänge, stellen die Gaußschen Strahlen eine kompakte Lösung der Wellengleichung

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0 \quad \text{mit } k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (5.2)$$

dar. ψ beschreibt dabei eine sinusförmige Anregung, die sich in z -Richtung ausbreitet:

$$\psi = u(x, y, z) e^{-jkz} e^{j\omega t} \quad (5.3)$$

Im paraxialen Grenzfall, d.h. bei einer sehr geringen Strahlneigung ist $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \rightarrow 0$ und es ergibt sich die reduzierte parabolische Wellengleichung:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (5.4)$$

Die Lösung der Grundmode ist

$$u = \frac{w_0}{w} e^{-\frac{r^2}{w^2}} e^{-j(kz - \phi)} e^{-\frac{jkz^2}{2R}} \quad (5.5)$$

und beschreibt eine sphärische Wellenfront mit Krümmungsradius R , Gaußscher Halbwertsbreite w und dem Phasenwinkel ϕ , die gegeben sind durch

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

$$\phi = \arctan \frac{\lambda z}{\pi w_0^2}; \quad r^2 = x^2 + y^2 \quad (5.7)$$

$$\text{wenn } |z| \text{ gross : } \theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (5.8)$$

Von allen Gaußschen Strahlen ist für quasi-optische Systeme die Fundamentalmode am wichtigsten, da sich mit ihr die kleinstmöglichen Optiken realisieren lassen. Aus diesem Grunde sollten integrierte Antennen darauf ausgelegt sein, Gaußsche Strahlen erster Ordnung effektiv einzukoppeln.

Die Kurvenform der Gaußschen Strahlen wird bei der Propagation beibehalten, der minimale Strahldurchmesser wird in der sogenannten Strahltaille erreicht, die als Quasi-Fokus aufgefasst werden kann.

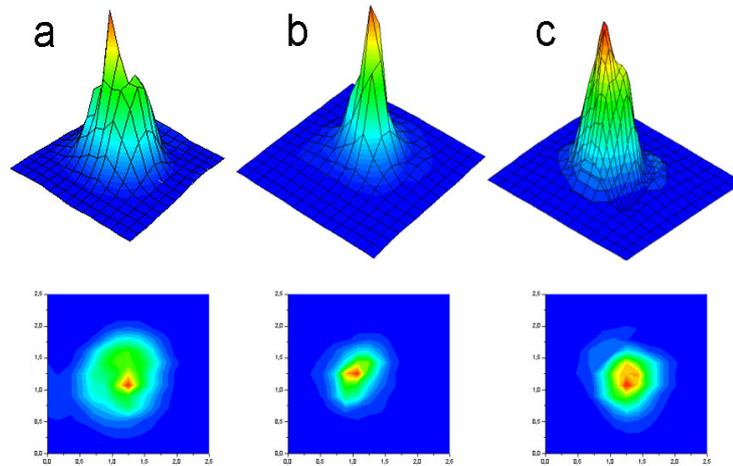


Abbildung 5.3: Oben: Profile der $118,834 \mu\text{m}$ Lokaloszillatorstrahlung bei verschiedenen Abständen vom Ausgang des Ringlasers. a: 50 cm; b: 70 cm (= Strahltaile); c: 90 cm. Unten: Zweidimensionale Darstellung der Strahlintensität bei den entsprechenden Abständen. Der dargestellte Bereich beträgt jeweils $2,5 \text{ cm} \times 2,5 \text{ cm}$.

Die Entfernung von der Strahltaile, bei der der Strahldurchmesser um den Faktor $\sqrt{2}$ (= doppelte Querschnittsfläche) zunimmt, wird als „Rayleigh-Distanz“ z_R bezeichnet:

$$z = z_R \equiv \frac{\pi w_0^2}{\lambda} . \quad (5.9)$$

Die Rayleigh-Distanz beschreibt die Entfernung, die ein kollimierter Strahl von einer Antenne mit dem Aperturdurchmesser d ($d \gg \lambda$) zurücklegt, bevor der Strahl wesentlich divergiert und ist ein Mass für die Grenze zwischen Nah- und Fernfeld für die Strahlausbreitung aus der Taile eines Gaußschen Strahles. Das Verhältnis von kollimierter Strahldistanz zu abstrahlender Apertur D ist:

$$2z_R = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda} \approx \frac{D^2}{\pi\lambda} . \quad (5.10)$$

5.2.2 Die Hybridantenne: Linse + Planarantenne

Im (Sub-)mm Wellenlängenbereich ist die Strahlungseinkopplung mittels Wellenleiter weit verbreitet, da sie eine gute Einkoppeleffizienz und ein wohldefiniertes Antennendiagramm besitzt. Da die Dimensionen des Wellenleiters

mit der Wellenlänge skalieren wird ihre Herstellung für Frequenzen oberhalb 1 THz aufgrund von Fertigungstoleranzen zunehmend schwieriger und teurer. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt können mit dieser Technologie Hornantennen mit einer Oberfrequenz von etwa 2,5 THz gefertigt werden. Durch die kleinere Skintiefe bei kürzeren Wellenlängen wird weiterhin der Einfluss der Oberflächenrauigkeit des Wellenleiters zunehmend grösser, was zu einem Anstieg der Störungen und Verluste führt.

Aus diesem Grunde wird im FIR-Bereich nicht die reine Wellenleitung, sondern eine Kombination mit der Wellenoptik bevorzugt: In der vorliegenden Arbeit wurde die zu detektierende FIR-Strahlung mittels einer Planarantenne eingekoppelt, die die empfangene Leistung über hochfrequente Ströme in die Bolometerbrücke überträgt.

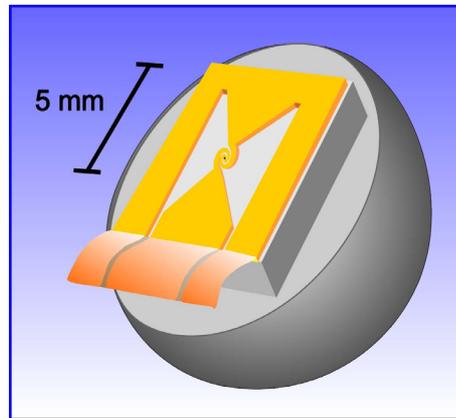


Abbildung 5.4: Hybridantenne bestehend aus „extended“-Si-Linse mit aufgeklebtem Si-Substrat auf dem sich die planare Spiralantenne befindet.

Durch photolithographische Herstellung ist es möglich, Antennen- und Mischerstrukturen mit grosser Genauigkeit und Reproduzierbarkeit, in grossen Mengen, und somit preisgünstig herzustellen. Sie bietet weiterhin den Vorteil, dass sowohl Mischer als auch Planarantenne in einem Fabrikationsprozess hergestellt werden, was im Hinblick auf eine zukünftige Array-Anordnung des Empfangssystemes eine Vereinfachung darstellt.

Die so hergestellte Planarantenne besitzt jedoch auch grosse Nachteile: Aufgrund der dielektrischen Konstante des Substrates (zum Beispiel $\epsilon_{Si} = 11,8$, $\epsilon_{MgO} = 10$) strahlt eine darauf befindliche Planarantenne vorwiegend in den dielektrischen Halbraum. Für die genannten Beispiele Silizium und MgO beträgt die in das Substrat abgestrahlte Leistung mehr als 95% der gesamten abgestrahlten Leistung. Ein weiterer Nachteil einer Planarantenne ist das

sehr breite Strahlungsdiagramm und das Auftreten von Substratmoden, die mit starken Verlusten verbunden sind [87, 88]. Diese Substratmoden treten auf, wenn von der Antenne ausgehende Strahlen unter Winkeln, die grösser als ein kritischer Winkel $\phi_{krit} = \arcsin(1/\sqrt{\epsilon})$ sind, auf der Rückseite des Substrates auftreffen und dort totalreflektiert werden. Eine Möglichkeit, um dieses Problem zu vermeiden ist die Integration der Antenne auf ein sehr dünnes Substrat (Grössenordnung ungefähr $1/50 \lambda$). Nachteil hierbei ist jedoch, dass die Substrate bei FIR-Wellenlängen sehr dünn und zerbrechlich werden [89].

Bei den nachfolgend beschriebenen Messungen wurde die Planarantenne so auf die Rückseite einer Si-Linse aufgeklebt wie es in Abbildung 5.4 dargestellt ist. Durch Verwendung einer Linsenantenne aus dem gleichem Material oder einem Material mit ähnlichem Brechungsindex wie das Substrat, ist es möglich die Anregung von Oberflächenmoden zu verhindern, so die Einkopplungsverluste um bis zu 90 % minimieren und weiterhin das Antennendiagramm der entstehenden Hybridantenne zu definieren.

5.2.3 Linsengeometrie und Antireflexbeschichtung

Die Anforderungen an die Linse sind einerseits eine gute Koppeffizienz für Gaußsche Strahlen und andererseits soll durch sie die Richtschärfe der Hybridantenne gegenüber einer Planarantenne deutlich erhöht werden. Ziel ist die Entwicklung eines quasi-optischen Antennensystems, das es ermöglicht die Teleskopstrahlung verlustfrei einzukoppeln, d. h. Antennen mit qualitativ guten Antennendiagrammen, hohen f-Nummern und hoher Gaußscher Koppeffizienz. Im Idealfall sollten keine zusätzlichen Optiken zwischen der Teleskopantenne und der Empfangsantenne benötigt werden.

Nachfolgend eine kurze Beschreibung geeigneter Linsengeometrien, die entsprechende Eigenschaften aufweisen:

- „extended hemispherical“: dielektrische Halbkugel mit Brechungsindex n und Radius r mit planarer Erweiterung d vom Kugelmittelpunkt.
- „hyperhemispherical“: „extended hemispherical“ Linse, bei der $d = r/n$, d.h. die Antenne befindet sich im aplanaren Brennpunkt der hemisphärischen Linse [90]. Hyperhemisphärische Linsen konvertieren Kugelwellen in Kugelwellen [91] und weisen keine sphärischen Aberrationen auf [90]. Die hyperhemisphärische Linse koppelt nicht gut an Ebene Wellen, ist jedoch in der Lage gut an konvergierende Strahlen (z. B. Gaußsche Strahlen) zu koppeln [89].

- „elliptisch“: Ellipsoid, das in einer Ebene senkrecht zur Hauptachse durch den zweiten geometrischen Brennpunkt abgeschnitten ist. Befindet sich eine Quelle wie zum Beispiel eine Antenne in diesem Brennpunkt, so werden die emittierten Strahlen derart gebrochen, dass sie die Linse parallel zueinander verlassen [92]. Jede Antenne, die sich im Fokus einer elliptischen Linse befindet wird ein Fernfelddiagramm mit einer Hauptkeule aufweisen, die durch die Apertur der elliptischen Linse begrenzt ist. Elliptische Linsen koppeln gut an die Strahltaile eines Gaußschen Strahles, d.h. ebene Wellenfronten an [89].

Die „extended hemispherical“ Linse stellt eine gute Möglichkeit dar, um an eine Vielzahl von quasi-optischen Systemen anzukoppeln, was durch eine einfache Variation der Erweiterungslänge (\rightarrow „extension length“) über die hemisphärische Position hinaus erreicht werden kann. Bei Vergrößerung der Erweiterungslänge über den aplanaren Punkt hinaus (falls $r \gg \lambda$) kommt es zu einem Anstieg der Vergrößerung, bis die Beugungsgrenze der Linse erreicht wird. Bei dieser Länge d_{opt} arbeitet die beugungsbegrenzte Linse als Linsenantenne und die Kombination mit der auf die planare Seite montierten Planarantenne wird als „Hybrid-Antenne“ bezeichnet. Die Planarantenne wird als Speiseantenne der Hybridantenne bezeichnet. Die dielektrische Linsenantenne definiert das Strahlungsdiagramm der Hybridantenne durch die Beugungsbegrenzung, die durch den Radius der Linsenantenne gegeben ist, die Planarantenne definiert die Polarisations-eigenschaften der Hybridantenne [93].

Durch Wahl einer geeigneten „extension“-Länge $L_{ext} = r/(n - 1)$ [89] ist es möglich eine elliptische Linse effektiv nachzuahmen. Diese geometrische Approximation gelingt umso besser, je grösser die Dielektrizitätskonstante der Linse ist.

Als Material für die Linse im Frequenzbereich von 1-5 THz eignen sich reine Siliziumeinkristalle, da diese dort eine sehr geringe Absorption aufweisen. Der hohe Brechungsindex von Silizium ($n_{Si} = 3,42$) verursacht jedoch grosse Reflektionsverluste an der Oberfläche [94]. Eine quantitative Beschreibung hierfür liefern die Fresnelschen Formeln [95]. Diese Reflektionsverluste haben einen Anstieg der Rauschtemperatur von $\approx 30\%$ zur Folge, was eine Erhöhung der Integrationszeit des Messsignales erfordert um ein bestimmtes Signal-zu-Rauschverhältnis beizubehalten.

Durch Verwendung einer Antireflexbeschichtung kann die effektive Beobachtungszeit erhöht werden, was im Hinblick auf den späteren Einsatz in einem Flugzeug-/Satellitenobservatorium von äusserster Wichtigkeit ist. Für die Durchführung von Messungen an einem HEB-Mischer ist es notwendig, dass die Antireflexbeschichtung bei tiefen Temperaturen (≈ 4 K) auch über

mehrere Abkühlzyklen stabil ist und eine ausreichende Bandbreite aufweist. Der ideale Brechungsindex des Beschichtungsmaterials für einen Übergang von Vakuum zu Silizium ergibt sich aus der Quadratwurzel des Brechungsindexes von Silizium der ungefähr bei 1,85 liegt. Parylene C mit einem Brechungsindex von 1,62 erfüllt diese Kriterien sehr gut und eignet sich daher als Antireflexionsmaterial für Siliziumlinsen im THz-Bereich: Die Reduzierung der HEB Rauschtemperatur konnte erfolgreich belegt werden [96], weshalb für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messungen ausschliesslich Parylene-AR-beschichtete Linsen verwendet wurden.

5.2.4 Die Spiralantenne - eine Breitbandantenne

Antennen deren Strahlungsdiagramm, Impedanz und Polarisation über eine grosse Bandbreite nahezu unverändert bleiben, bilden die Klasse der frequenzunabhängigen Antennen. Im Idealfall bleiben die erwähnten elektrischen Eigenschaften dieser Antennen über das gesamte elektromagnetische Spektrum konstant. Da die Dimensionen der Antenne mit der Frequenz skalieren, wird die frequenzunabhängige Antenne in praktischen Anwendungen jedoch durch entsprechende Ober- und Untergrenzen limitiert [97, 98].

Das Prinzip der Breitbandantennen beruht auf folgendem Gedankengang: Werden alle Dimensionen einer perfekt leitenden Antenne linear mit der Wellenlänge geändert, bleibt die Leistungsfähigkeit der Antenne ungeändert mit Ausnahme der Skalierung aller Längen. Ist die Form einer Antenne derart, dass sie vollständig durch Winkelabhängigkeiten beschrieben werden kann, so sind die Eigenschaften frequenzunabhängig (Rumsey-Prinzip). Beispiele hierfür sind z.B. die konisch-spiralförmige, die log-periodische oder die verwendete Spiralantenne wie sie in Abbildung 6.1 zu sehen ist.

Die ebene gleichwinklige - oder logarithmische - Spirale wird durch die Gleichung $\rho = ke^{a\Phi}$ beschrieben. ρ und Φ sind dabei die üblicherweise verwendeten Polarkoordinaten, a und k positive Konstanten. Bei einer vollen Umdrehung der Spirale ändert sich der Radiusvektor um $e^{2\pi a}$, d.h. jede Spiralum-drehung ist mit Ausnahme einer Konstanten mit jeder anderen identisch. Die Länge L eines Spiralarms lässt sich durch $L = \sqrt{a^{-2} + 1}(\rho - \rho_0)$ berechnen. Die Ränder eines Spiralarms werden durch die Gleichungen

$$\rho_1 = ke^{a\Phi} \quad \text{und} \quad \rho_2 = ke^{a(\Phi-\delta)} = K\rho_1 \quad (5.11)$$

bestimmt, wobei $K = e^{-a\delta} = \rho_2/\rho_1 < 1$. K ist ein Mass für die Breite des Antennenarmes über dem Radiusvektor. Die Ränder sind also identische Kurven, die um einen festen Winkel δ verschoben sind und somit dem Spiralarms eine feste Breite geben. Eine symmetrische Antenne entsteht, wenn

der zweite Spiralarm durch:

$$\rho_3 = k e^{a(\Phi - \pi)} \quad \text{und} \quad \rho_4 = k e^{a(\Phi - \pi - \delta)} = K \rho_3 \quad (5.12)$$

beschrieben wird. Die so gebildete Antenne lässt sich vollständig durch den Winkel δ der die Armbreite bestimmt, die Konstante a , die die Straffheit der Spirale festlegt und k die die Grösse des Innengebietes (ohne Spirale) festlegt sowie der Armlänge L beschreiben.

Bezieht man die Radialkoordinate ρ auf die Wellenlänge λ so ergibt sich:

$$\rho' = \frac{\rho}{\lambda} = \frac{e^{a\Phi}}{\lambda} = e^{a(\Phi - \frac{\ln \lambda}{a})} = e^{a(\Phi - \Phi_0)} \quad \text{wobei} \quad \Phi_0 = \frac{\ln \lambda}{a} . \quad (5.13)$$

Durch Änderung der Wellenlänge ändert sich somit der Winkel Φ_0 .

Das Antennendiagramm einer unendlich ausgedehnten Struktur ist mit Ausnahme einer Rotation frequenzunabhängig. Das Diagramm einer nicht-idealen Antenne hingegen verschiebt sich bei Änderung der Frequenz Δf um:

$$\Delta \Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \frac{1}{a} \ln \frac{f_1 + \Delta f}{f_1} . \quad (5.14)$$

Der grösste Durchmesser der Spiralantenne bestimmt die untere Grenzfrequenz, was einer Armlänge von einer Wellenlänge entspricht. Durch den spiralförmigen Verlauf der Antenne ist es möglich, Antennen mit einem maximalen Durchmesser, der einer halben Wellenlänge oder weniger entspricht zu verwenden. Die Genauigkeit der Spiralstruktur im Zentrum bestimmt die obere Frequenzgrenze.

Eigenschaften der Spiralantenne sind [97, 99]:

- Ein breites, bidirektionales Strahlungsdiagramm mit zwei Maxima senkrecht zur Ebene in der sich die Antenne befindet.
- Bei Frequenzen, bei denen die Armlängen der Spiralantenne grösser als eine Wellenlänge sind, ist die Polarisation zirkular und die Eingangsimpedanz bleibt mit variierender Frequenz nahezu konstant [97]. Sind die Antennenarme verglichen mit einer Wellenlänge sehr klein, so ist die Polarisation linear. Mit zunehmender Frequenz nimmt das axiale Verhältnis ab und die Polarisation wird elliptisch.
- Die Eingangsimpedanz konvergiert schnell mit zunehmender Frequenz. Eine Antenne mit finiter Dicke hat auf Grund von Ungleichmässigkeiten in der Übertragungsleitung keine gleichmässige, charakteristische Impedanz. Die Eingangsimpedanz nähert sich für relativ dünne Antennen jedoch schnell einem vernünftigen, konstanten Wert.

Die Spiralantenne strahlt aus einer aktiven Region, die ein frequenzabhängiger Teil der Struktur ist. Die Resonanzfrequenz der Antenne kann durch Verwendung eines dielektrischen Materiales, das sich auf der Oberseite der Antenne befindet reduziert werden [100]. Dies reduziert bei gegebener Resonanzfrequenz die Grösse der Antenne.

Sowohl die dielektrische Leitfähigkeit, als auch die Dicke des Substrates beeinflussen die Leistungsfähigkeit der Antenne. Dicke Substrate mit einer niedrigen Dielektrizitätskonstante bieten bessere Effizienz und eine grössere Bandbreite bei gleichzeitig grösserer Elementgrösse. Durch Zuspitzen der Enden der Spiralarms ist es möglich eine konstantere Eingangsimpedanz der Antenne [101] zu erhalten.

5.2.5 Die Doppelschlitz-Antenne

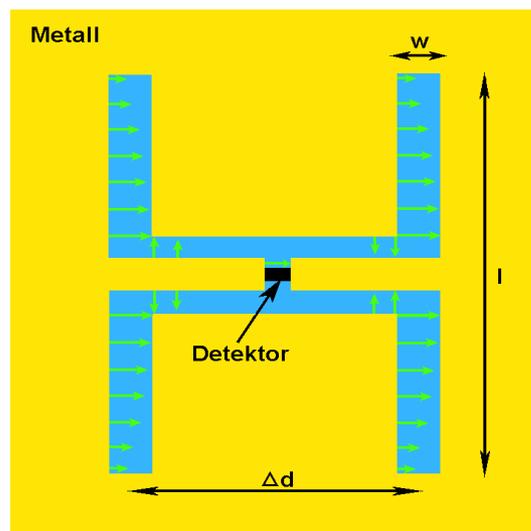


Abbildung 5.5: Geometrie der Doppelschlitz-Antenne mit den elektrischen Feldvektoren in den Schlitzen. Das dielektrische Substratmaterial ist blau/graue dargestellt. Die für den Betrieb des HEB erforderlichen Anschlüsse sind nicht eingezeichnet.

Neben der Spiralantenne wurden im Rahmen dieser Arbeit auch Doppelschlitz-Antennen (nachfolgend auch als „Twin-Slot“-Antennen bezeichnet) verwendet, um die Strahlung in das Hot Electron Bolometer einzukoppeln. Die Geometrie dieser Antenne sowie die Verteilung des elektrischen Feldes innerhalb der Antennenschlitze ist in Abbildung 5.5 zu sehen. Der Doppelschlitz ist par-

allel zur x-Achse orientiert, das Phasenzentrum befindet sich genau zwischen den beiden einzelnen Schlitz-Elementen auf der y-Achse.

Im Gegensatz zur Spiralantenne existiert für diesen Antennentyp ein gängiges Modell um die Antennendiagramme bei einer Linse/Luft-Grenzschicht zu berechnen: Unter der Annahme einer sinusförmigen Spannungsverteilung in den Schlitzen mit einer mittleren Wellenlänge λ_m , die gegeben ist durch [89] $\lambda_m = \frac{\lambda_0}{\sqrt{(1+\epsilon_r)/2}}$ (λ_0 ist dabei die Vakuumwellenlänge des Lichts und ϵ_r die Dielektrizitätskonstante des Substrates), ergibt sich für die Spannung U in den jeweiligen Schlitzen der Länge l [91]:

$$U(x) = U_{max} \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda_m}(l/2 - |x|)\right] \quad -l/2 \leq x \leq l/2. \quad (5.15)$$

Daraus folgt für das elektrische Fernfeld der Antenne:

$$E_\varphi = -\frac{jk_d k_m U_m \cos\theta \cos\varphi}{\pi R} \left[\frac{\cos(k_d l \sin\theta \cos\varphi/2) - \cos(k_m l/2)}{k_m^2 - k_d^2 \sin^2\theta \cos^2\varphi} \right] AF_y e^{-jk_d R} \quad (5.16)$$

$$E_\theta = -\frac{jk_d k_m U_m \sin\varphi}{\pi R} \left[\frac{\cos(k_d l \sin\theta \cos\varphi/2) - \cos(k_m l/2)}{k_m^2 - k_d^2 \sin^2\theta \cos^2\varphi} \right] AF_y e^{-jk_d R} \quad (5.17)$$

Dabei ist $k_m = 2\pi/\lambda_m$ und $k_d = 2\pi/\lambda_{dielekt.}$ für die dielektrische Seite bzw. $k_d = 2\pi/\lambda_{Luft}$ für die der Luft zugewandte Seite der Antenne. θ , φ und R beschreiben die Position des Beobachtungspunktes in Kugelkoordinaten, wobei der Koordinatenursprung im Zentrum der Antenne ist. Bei den obigen Gleichungen wurde ausserdem ein Array-Faktor AF_y eingeführt, der das Zusammenwirken der beiden Δd voneinander entfernten Einzelslitze beschreibt. Er ist gegeben durch:

$$AF_y = \cos(k_d \Delta d \sin\theta \sin\varphi/2) \quad (5.18)$$

Für das magnetische Fernfeld gelten die Gleichungen:

$$H_\varphi = -\frac{jk_d k_m U_m \sin\varphi}{\pi R Z_d} \left[\frac{\cos(k_d l \sin\theta \cos\varphi/2) - \cos(k_m l/2)}{k_m^2 - k_d^2 \sin^2\theta \cos^2\varphi} \right] AF_y e^{-jk_d R} \quad (5.19)$$

$$H_\theta = \frac{jk_d k_m U_m \cos\theta \cos\varphi}{\pi R Z_d} \left[\frac{\cos(k_d l \sin\theta \cos\varphi/2) - \cos(k_m l/2)}{k_m^2 - k_d^2 \sin^2\theta \cos^2\varphi} \right] AF_y e^{-jk_d R} \quad (5.20)$$

Dabei ist Z_d die Wellenimpedanz des dielektrischen Materials und gegeben durch $Z_d = Z_0/\sqrt{\epsilon_r}$ mit der Vakuumimpedanz Z_0 .

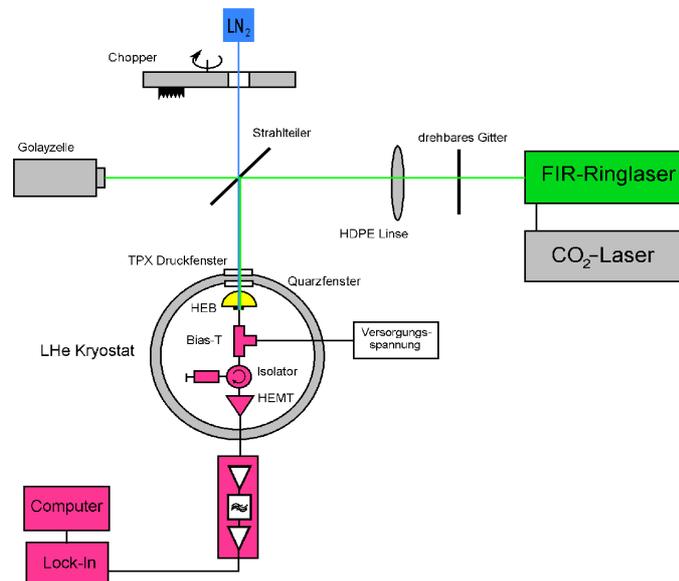


Abbildung 5.6: Versuchsaufbau für die Rauschtemperaturmessungen. Die Farben der einzelnen Komponenten entsprechen den in der schematischen Beschreibung des Heterodynprinzipes (Abbildung 2.2) verwendeten Farben. Ein Foto des Versuchsaufbaus befindet sich im Anhang (Abbildung K.3)

5.3 Versuchsaufbau

In Abbildung 5.6 ist der Versuchsaufbau für die Rauschtemperaturmessungen - der mit geringfügigen Modifikationen auch für die Antennenmessungen verwendet wurde - schematisch dargestellt. Die für die Heterodynmessungen benötigte FIR-Referenzstrahlung wurde mittels dem zuvor beschriebenen optisch gepumpten FIR/ CO_2 Lasersystem erzeugt und anschliessend mit zwei HDPE-Linsen so fokussiert, dass der Strahl bestmöglich an das Fernfeld-Antennendiagramm der Hybridantenne ankoppelte. Im nachfolgenden $6\ \mu m$ Mylar-Strahlteiler wurde ein geringer Anteil dieser Strahlung unter einem Winkel von 90° reflektiert und mit der Signalstrahlung räumlich überlagert. Als Signalstrahlung diente bei Rauschtemperaturmessungen Ecosorb auf LN_2 -Temperatur, bei den Antennenmessungen eine kleine Metalldampfampe. Diese Lampe konnte mittels eines computergesteuerten x-z-Positioniersystemes in der Ebene senkrecht zur Achse der Hauptkeule der Hybridantenne bewegt werden. Mit einer Golayzelle wurde die durch den Strahlteiler transmittierte Laserstrahlung während der Messung überwacht. Durch ein drehbares Drahtgitter im Strahlengang war es möglich, die LO-

Leistung abzuschwächen und so die in den Mischer eingekoppelte Leistung zu optimieren.

Der Chip auf dem sich das HEB mit der Planarantenne befand wurde mit der Rückseite des Substrates auf die planare Fläche einer „extended“-hemisphärischen, mit Parylene C antireflexbeschichteten, Linse aufgeklebt. Für die Messungen wurden zwei Linsen mit einem Durchmesser von 12 mm bzw. 6 mm und den jeweiligen Erweiterungsängen von 2,4 mm bzw. 1,2 mm verwendet. Die Hybridantenne befand sich in einer Kupferhalterung (siehe Abbildung K.1 im Anhang) auf der 4,2 K Kaltplatte eines „Infrared Labs“-Kryostates. Der Kryostat wurde nach aussen mit einem 1,5 mm dicken, keilförmigen TPX-Druckfensters abgeschlossen. Im Innern befand sich ein 1,2 mm dickes, antireflexbeschichtetes Quarzfilter mit einer oberen Grenzfrequenz von ≈ 5 THz, der mit dem 77 K Schild des Kryostaten verbunden war. Das Mischersignal wurde mittels eines flexiblen 50Ω koplanaren Wellenleiters und aufgelöteter SMA-Buchse aus dem Mischer geleitet. Der daran angeschlossene Zirkulator wurde dazu verwendet, um den Versorgungsstrom bzw. die Versorgungsspannung in den Mischer einzuspeisen und das ZF-Signal an einen rauscharmen HEMT-Verstärker zu übertragen. Der Verstärkungsfaktor dieses Verstärkers betrug 36 dB bei einer Rauschtemperatur von 2 K. Sowohl der Zirkulator als auch der HEMT befanden sich auf der Kaltplatte des Kryostaten (siehe Abbildung K.2 im Anhang). Das Ausgangssignal des kalten Verstärkers wurde bei einer Mittenfrequenz von 1,5 GHz mit einer Bandbreite von 75 MHz gefiltert, nochmals verstärkt und anschliessend mit einem Kristalldetektor gemessen.

Kapitel 6

Charakterisierung der HEB

Eine wichtige Eigenschaft des Heterodynempfängers, bzw. dem Mischer als zentralem Element darin, ist seine radiometrische Empfindlichkeit, die ein Mass für die Fähigkeit ist, schwache Signale nachweisen zu können.

Die Zwischenfrequenz-(ZF-)Bandbreite des HEB-Mischers ist ebenfalls von grosser Bedeutung, da nur Signale die sich im Abstand der Zwischenfrequenz von der Lokaloszillatorfrequenz befinden, detektiert werden können. Die ZF-Bandbreite ist vor allem im FIR-Spektralbereich, aufgrund nur wenig dort vorhandener, diskreter Lokaloszillatorlinien von grosser Wichtigkeit.

Nach einer grundlegenden Beschreibung der HEB-Geometrie und der Kennlinie werden nachfolgend die HEB hinsichtlich ihrer radiometrischen Empfindlichkeit, ihrer ZF-Bandbreite, sowie den weiteren für den praktischen Einsatz relevanten Kenngrössen charakterisiert. Abschliessend erfolgt die Beschreibung der spektralen Messung einer Methanolemissionslinie bei 2,5 THz, die die Funktionsfähigkeit der HEB im praktischen Einsatz demonstriert.

6.1 Geometrie

Auf der linken Aufnahme in Abbildung 6.1 ist eine planare Spiralantenne zu sehen, in deren Mitte sich die Hot Electron Bolometerbrücke befindet. Die Brücke wurde elektronenstrahlolithographisch aus einer 3,5 nm dünnen supraleitenden NbN-Schicht hergestellt, die zuvor durch DC-Magnetron-Sputtern auf 350 μm dickes, hochohmiges (Widerstand $> 10 \text{ k}\Omega\text{cm}$) Silizium aufgebracht wurde. Bei dieser Form des Sputterns befindet sich ein aktives Gas wie z. B. Sauerstoff oder Stickstoff in der Abscheidungskammer und geht mit dem aus dem Targetmaterial durch hochenergetische Ionen abgelösten Sputtermaterial eine neue Verbindung ein. Durch Steuerung der Umgebungsbedingungen wie zum Beispiel der Temperatur kann die stöchiometrische Zusammensetzung

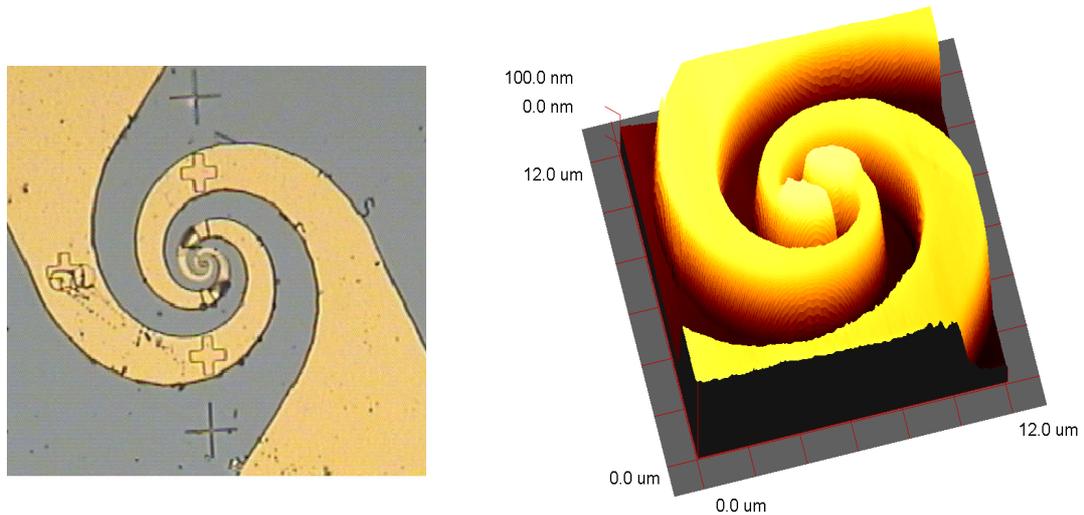


Abbildung 6.1: Links: Lichtmikroskopische Aufnahme der Spiralantenne, in dessen Zentrum sich die Bolometerbrücke befindet. Der Durchmesser der Spirale ist $\approx 130 \mu\text{m}$. Rechts: AFM-Aufnahme des Zentrums der Spiralantenne mit der Bolometerbrücke zwischen den beiden Spiralarmen.

zung dieser Verbindung eingestellt werden.

Durch die verschiedenen Prozessstufen während der Herstellung kommt es zu einer leichten Verschlechterung der supraleitenden Eigenschaften des NbN-Filmes: Der Querschnittswiderstand steigt um ca. 20 Prozent an und die kritische Temperatur sinkt auf ungefähr 9 K. Die Breite des Übergangsbereiches beträgt ungefähr 0,5 K.

Bei Raumtemperatur beträgt der Widerstand der Bolometerbrücke typischerweise um die 100-200 Ω und steigt bei Abkühlung an. Bei Erreichen der kritischen Temperatur T_c fällt der Widerstand auf einen Wert kleiner 1 Ω ab. Der noch verbleibende Restwiderstand ist auf vorhandene Kontakt- und Leitungswiderstände zurückzuführen.

Die Abmessungen des Bolometers sind so gewählt, dass der Widerstand im normalleitenden Zustand im Bereich der Antennenimpedanz von $R_A \approx 75 \Omega$ liegt. Bei einem Filmwiderstand R_{Film} von ungefähr 500-700 Ω wird ein Längen-zu-Breiten Verhältnis l/w der Bolometerbrücke von $\approx 1/10$ für eine gute Antennenanpassung benötigt.

Die Brücke (Typisch: Breite 1,5 μm , Länge 0,2 μm) ist mit den inneren Anschlüssen einer planaren, logarithmischen Spiralantenne verbunden, die mittels UV-Lithographie aus einem thermisch aufgedampften Goldfilm her-

gestellt wurde. Der äussere Durchmesser der Spirale beträgt je nach verwendeter Antennengeometrie ca. $130\ \mu\text{m}$, die Abweichungen von der idealen Spiralförmigkeit im Innern beginnen bei ca. $2\ \mu\text{m}$.

Für eine gute Adhäsion des Goldfilmes ist es notwendig bei der Herstellung an den inneren Anschlüssen Kontakte, bestehend aus einer dünnen Ti/Au Schicht, aufzubringen. Dieser Übergang zwischen Ti/Au und NbN-Schicht hat zwei grosse Nachteile: Einerseits kann es beim Fabrikationsprozess oder bei längerer Lagerung unter Atmosphärenbedingungen zur Ausbildung einer störenden Oxidschicht auf dem NbN-Film kommen. Andererseits geht das hochreaktive Titan Verbindungen mit Verunreinigungen auf der Probenoberfläche und verbleibenden Restgasen im Vakuumsystem ein. Aus diesen Gründen ist es schwierig, genaue Vorhersagen über die physikalischen Eigenschaften dieser Übergangsstellen zu machen [59].

6.2 Kennlinie

Eine typische Strom-Spannungs-Kennlinie eines HEB bei einer Badtemperatur von 4,2 K mit und ohne einfallende Lokaloszillatorstrahlung verschiedener Frequenzen ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Die Kennlinie lässt sich grob in drei Bereiche unterteilen: Bei niedrigen Spannungen befindet sich das Bolometer im supraleitenden Zustand. Der Strom steigt mit zunehmender Spannung sehr schnell an, bis er ein Maximum erreicht, der den Beginn der zweiten Region markiert. In diesem Übergangsbereich sinkt der Strom mit zunehmender Spannung, es gibt Bereiche mit negativem differentiellen Widerstand. Anschliessend befindet sich das Bolometer in Region 3 im normalleitenden Zustand [52, 102]. Innerhalb der einzelnen Regionen dominieren unterschiedliche Effekte:

Region 1: Das HEB ist im supraleitenden Zustand, die Steigung der Kennlinie wird durch den Serienwiderstand der Beschaltung bestimmt. Das durch den Versorgungsstrom hervorgerufene Magnetfeld beginnt Fluss-schläuche zu bilden, die an Defekten im NbN-Film festgehalten werden.

Region 2: Mit anwachsendem Versorgungsstrom wird die Lorentzkraft gross genug, um die Vortices von den Defekten zu lösen: Es kommt zur Wanderung der Vortexlinien und Ausbildung eines „Hot Spots“. Durch die transversale Bewegung in der Brücke wird eine Spannung induziert und Leistung dissipiert. Die Temperatur in der Brücke steigt an, was einen Anstieg des Widerstandes und ein Absinken des Stromes zur Folge hat. Durch die Abnahme des Stromes kommt es erneut zu einem Haften der Vortex an den Defekten woraufhin weniger Leistung dissipiert wird.

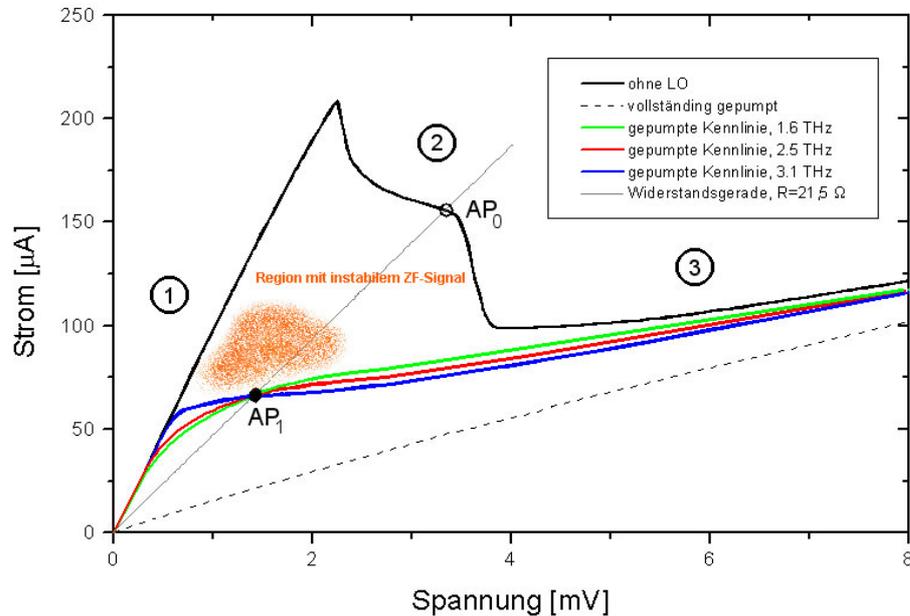


Abbildung 6.2: Kennlinie eines Hot Electron Bolometers mit den drei charakteristischen Regionen.

Der Strom steigt erneut bis sich die Vortices wieder lösen und ein neuer Zyklus der instabilen „Hot Spot“-Bildung beginnt.

Die Form und Struktur der Kennlinie innerhalb dieser Region variiert von Probe zu Probe. Dies ist vermutlich auf die Existenz dreier Bereiche im supraleitenden Film mit unterschiedlichen kritischen Parametern zurückzuführen. Zwei von ihnen befinden sich an den Kontaktstellen unter den inneren Antennenarmen und stellen den elektrischen Kontakt mit dem Bolometer her. Aufgrund des Proximity Effektes (siehe Anhang H.2) zwischen NbN und Gold ist dort die kritische Stromdichte geringer als im Bolometer.

Die Grösse des kritischen Stromes hängt zum einen vom Kontaktwiderstand und zum anderen vom Weg des Stromes vom Gold in die Kontaktflächen ab. Die Struktur der Kennlinie wird letztendlich durch das Zusammenwirken des kritischen Stromes der Kontaktflächen - der proportional zu deren Grösse ist - und dem Kontaktwiderstand - der

proportional zur reziproken Kontaktfläche ist - bestimmt.

Region 3: Der „Hot Spot“ in der Brücke ist gross genug, um von der zuvor beschriebenen periodische Aufheizung/Abkühlung nicht mehr beeinflusst zu werden: Das HEB ist normalleitend. Der Normalwiderstand des Mischers variiert zwischen 140 und 300 Ohm, abhängig von dem Flächenwiderstand des NbN-Filmes und dem Kontaktwiderstand.

Mit zunehmend einfallender LO-Leistung verschwindet die Struktur der Regionen 1 und 2 bis schliesslich das HEB „vollständig gepumpt“ ist, d. h. sich im normalleitenden Bereich befindet. Die Strom-Spannungs-Kennlinie zeigt den typischen Verlauf eines ohmschen Widerstandes, wie in Abbildung 6.2 gut zu sehen ist. Dort sind weiterhin die Kennlinienverläufe bei drei unterschiedlichen LO-Frequenzen bei optimaler LO-Leistung eingezeichnet. Abgesehen von der Region bei kleinen Spannungen ist der differentielle Widerstand des Mischers nahezu konstant und verändert sich nicht wesentlich mit der LO-Leistung. Der optimale Arbeitsbereich, d. h. die Region in der niedrige Rauschtemperaturen gemessen werden, befindet sich in der Nähe des Arbeitspunktes AP_1 bei Versorgungsspannungen von ungefähr 1,5 mV, wo der Strom durch die einfallende LO-Leistung auf ca. $60 \mu A$ abgenommen hat. Bei nicht mit ausreichend LO-Leistung gepumpten Mischern verlaufen die Kennlinien durch das orange unterlegte Gebiet. In dieser Region haben die Kennlinien einen negativen differentiellen Widerstand und das entstehende ZF-Signal ist instabil.

Nahe der Stelle, an der die Kennlinien aus dem linearen, supraleitenden Bereich abzweigen ist es möglich, niedrigere Rauschtemperaturen als in der Nähe von AP_1 zu messen. In diesem Bereich gibt es jedoch grössere Empfindlichkeitsfluktuationen, weshalb er für radiometrische Anwendungen ungeeignet erscheint [103].

In Abbildung 6.2 ist weiterhin eine Frequenzabhängigkeit der Mischereigenschaften zu erkennen - die Kennlinien bei LO-Strahlung unterschiedlicher Frequenz weisen unterschiedliche Formen auf. Dieses Phänomen und die Tatsache, dass der Anstieg der Rauschtemperatur mit zunehmender Frequenz nicht gänzlich durch die frequenzabhängigen Parameter der (quasi-)optischen Elemente erklärt werden, kann durch die zuvor vorgestellten theoretischen Modelle nicht beschrieben werden. Semenov et al. [104] entwickelten ein Modell, das die ungleichförmige Verteilung des hochfrequenten Stromes durch den Skinneffekt in der Bolometerbrücke und die durch Ladungsträgerungleichgewichte entstehenden frequenzabhängigen Beiträge (die Unterdrückung von Supraleitung durch Strahlung ist abhängig von dem Verhältnis der Bandlücke zur Energie der Photonen) des elektrischen Rauschen und der Konversions-

effizienz berücksichtigt.

6.3 Radiometrische Empfindlichkeit

Die Doppel-Seitband-(DSB) Rauschtemperatur verschiedener HEB-Mischer wurde mit der in Kapitel 2.3.3 ausführlich beschriebenen Y-Faktor Methode ermittelt. Die Berechnung erfolgte vollständig computergestützt. Einzelheiten zum Programm und den dort vorgenommenen Berechnungen - es erfolgten zusätzliche statistische Auswertungen, eine Fouriertransformation des Messsignals zur Erkennung etwaiger Störeinflüsse sowie Callen&Welton-Korrekturen - sind in Anhang E.2 beschrieben.

Für die Empfindlichkeitsmessungen wurde Eccosorb mit Temperaturen von 293 K (Raumtemperatur) bzw. 77 K (LN_2 -Temperatur) als Schwarzkörper-Strahlungsquelle verwendet. Schwarzkörper sind Multimodenquellen, weshalb alle Teile des Antennendiagrammes, die nicht durch Aperturen zwischen der Antenne und der Quelle blockiert werden, die vom Schwarzkörper abgestrahlte Leistung empfangen. Aus diesem Grunde ist diese Messtechnik unempfindlich auf die Qualität des Antennendiagrammes, das nur durch den durch die Apertur blockierten Strahlungsanteil zu Verlusten bei der Empfindlichkeit beiträgt.

Die optische Wegstrecke von der Last zum Vakuumfenster des Kryostaten betrug ungefähr 600 mm und war nicht evakuiert.

Die Rauschtemperatur eines quasi-optischen HEB-Mischers steigt im allgemeinen mit der Frequenz an. Gründe hierfür sind sowohl der Detektionsmechanismus selbst, die Verschlechterung der elektrodynamischen Eigenschaften der Antenne und Verluste in den optischen Elementen, die tendenziell mit zunehmender Frequenz ansteigen (siehe Anhang D). Abbildung 6.3, in der eine Zusammenstellung typischer DSB-Rauschtemperaturwerte der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen HEB zu sehen ist, belegt dies: Die Rauschtemperatur wächst im Frequenzintervall von 0,7 THz bis 5,2 THz von einigen hundert Kelvin auf knapp unterhalb 10000 Kelvin an.

6.3.1 Einfluss der Brückengeometrie

Um den Einfluss der Grösse der HEB-Brücke auf die Rauschtemperatur zu untersuchen, wurden verschiedene HEB mit unterschiedlichen Planargeometrien untersucht. Brückenlänge und -breite wurden dabei proportional zueinander variiert um die Impedanz des Bolometers unverändert zu lassen. Alle

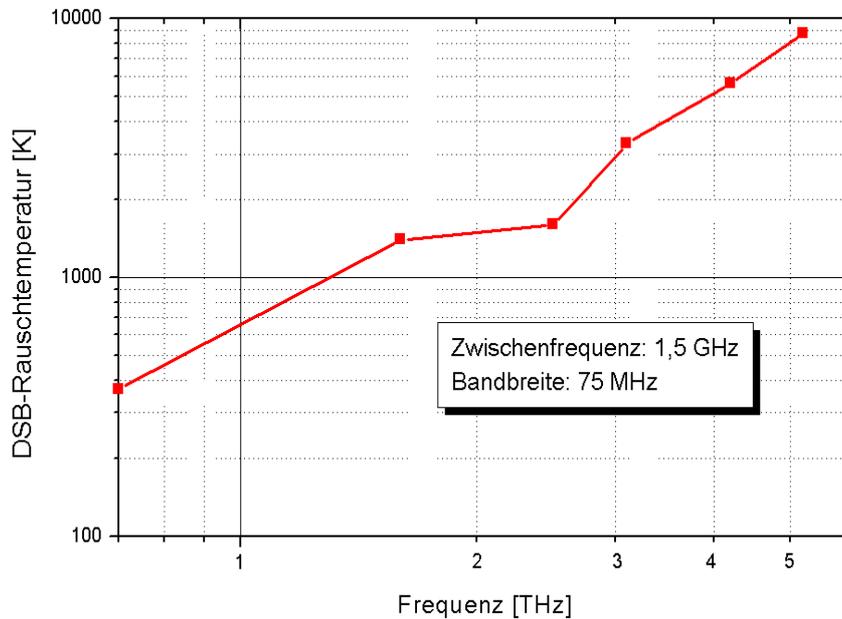


Abbildung 6.3: Typische DSB-Rauschtemperaturwerte der gemessenen HEB im Frequenzbereich bis 5,2 THz.

Bolometerbrücken befanden sich im Zentrum der logarithmischen Spiralan-
tenne vom Typ Sp_a , deren geometrische Parameter Tabelle 6.1 zu entnehmen
sind.

Abbildung 6.4 zeigt die Rauschtemperaturen von HEB mit unterschiedlichen
Brückenabmessungen in Abhängigkeit von der Frequenz: Mischer mit größe-
ren planaren Abmessungen weisen bei allen Frequenzen niedrigere Rauschtem-
peraturen auf als Mischer mit kleineren Abmessungen - bei diesen Mixern
steigt die Rauschtemperatur jedoch schneller an. Eine mögliche Erklärung
hierfür könnte der Skineneffekt in der Bolometerbrücke sein, dessen Einfluss
bei den breiten Brücken erst bei größeren Frequenzen deutlicher zum Tra-
gen kommt. Die Skintiefe in den NbN-Filmen beträgt ungefähr $0,57 \mu\text{m}$ bei
einer Frequenz von 2,5 THz [104].

Obwohl die Zunahme der Rauschtemperatur mit abnehmender Brückenbrei-
te offensichtlich ist, ist es schwer, quantitative Zusammenhänge zu folgern.
Grund hierfür ist die starke Streuung der gemessenen Rauschtemperaturwer-
te von im gleichen Fabrikationsprozess hergestellten Bolometern - der Feh-

Bezeichnung	Brückenbreite B [μm]	Innendurchmesser D [μm]
Sp_a	4	14
Sp_b	2,4	8
Sp_c	1,5	3,5

Tabelle 6.1: Geometrische Parameter der untersuchten logarithmischen Spiralantennen. Der Durchmesser D beschreibt den Kreis, innerhalb dessen die Spiralarms an die Brücke angeschlossen werden und somit die Antenne dort von ihrer Idealgeometrie abweicht.

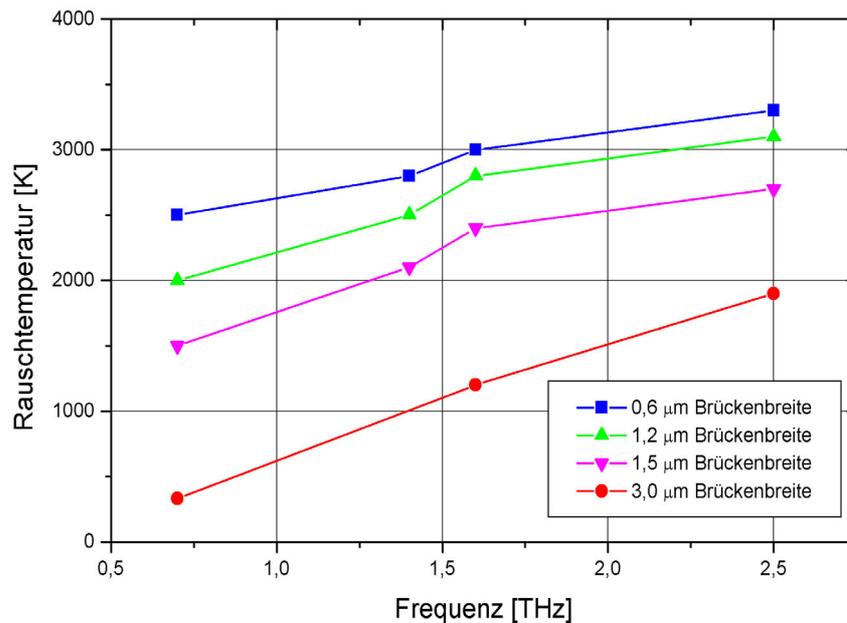


Abbildung 6.4: Gemessene Rauschtemperaturwerte der verschiedenen HEB-Brückengeometrien die durch Spiralantennen vom Typ Sp_a gespeist wurden.

Der Rauschtemperaturwert ist grösser als die Änderungen, die auf Grund unterschiedlicher Geometrien zu erwarten sind. Ursache hierfür könnten zum einen die schon in Kapitel 4 beschriebenen NbN-Schichtinhomo-

genitäten, zum anderen könnte es aber auch auf einen variierenden Kontaktwiderstand zwischen der Bolometerbrücke und den inneren Antennenanschlüssen zurückzuführen sein.

Die Verwendung grosser Brückenabmessungen kann somit als Richtlinie für das Design von empfindlichen HEB angesehen werden. Dieser experimentelle Befund lässt sich auch theoretisch mit Hilfe des „Hot Spot“-Modelles untermauern [105].

Da die benötigte LO-Leistung proportional zum Bolometervolumen zunimmt (siehe Gleichung 6.7), kann sich die zur Verfügung stehende LO-Leistung limitierend auf die praktisch sinnvolle Bolometergrösse auswirken. Für die Konstruktion von Hochfrequenzantennen muss ausserdem der im Innenbereich der Antennenarme zur Verfügung stehende Platz berücksichtigt werden.

Die kleinste im Rahmen dieser Arbeit gemessene Rauschtemperatur bei einer LO-Frequenz von 2,5 THz und einer Zwischenfrequenz von 1,5 GHz (bei einer Bandbreite von 75 MHz) betrug 1600 K für eine Antenne mit Sp_a -Geometrie und einer Bolometerbreite von $3 \mu m$.

6.3.2 Einfluss der Spiralantennengeometrie

Um die Frequenzabhängigkeit der HEB-Rauschtemperatur in Abhängigkeit von der Spiralantennengeometrie zu untersuchen, wurden Messungen zweier Bolometer mit identischen Abmessungen von $1,5 \times 0,15 \mu m^2$, die in zwei unterschiedliche Antennengeometrien (Sp_a und Sp_c) eingebettet waren, durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.5 zu sehen und zeigt eine ungefähr gleiche Zunahme beider Rauschtemperaturen bis zu einer Frequenz von ≈ 3 THz. Oberhalb dieser Frequenz weist der Mischer, der in die Sp_c -Geometrie eingebettet ist, deutlich bessere Rauscheigenschaften auf.

Gemäss [97] ist die obere Grenzfrequenz ν_{oben} einer logarithmischen Spiralantenne gegeben durch:

$$\nu_{oben} = \frac{c}{5D\sqrt{\frac{1+\epsilon}{2}}} \quad (6.1)$$

mit der dielektrischen Konstante ϵ des Substrates, der Lichtgeschwindigkeit c und dem Innenkreisdurchmesser D der Spirale. Dies ergibt für die Spiralantenne Sp_a eine Grenzfrequenz von $\nu_{oben} \approx 1,6$ THz und für Sp_c ist $\nu_{oben} \approx 6$ THz. Diese Vorhersagen sind in qualitativer Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, d. h. der deutliche Anstieg der Rauschtemperatur mit der Frequenz erfolgt bei der Sp_a Antennengeometrie früher und ist stärker ausgeprägt als bei der Antennengeometrie Sp_c . Weiterführende Betrachtungen der spektralen Eigenschaften der Spiralantenne befinden sich in Kapitel 7.2.

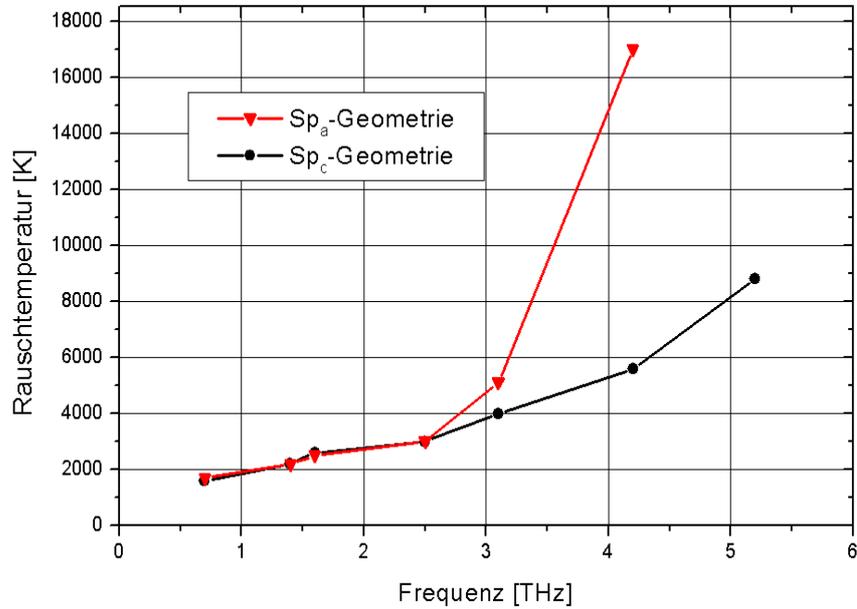


Abbildung 6.5: Rauschtemperatur zweier Bolometer mit identischen Abmessungen, die durch die unterschiedlichen Antennengeometrien Sp_a und Sp_c gespeist wurden. Der deutlichere Anstieg der Rauschtemperatur des durch die Sp_a -Geometrie gespeisten Bolometers ab einer Frequenz von ≈ 3 THz ist auf grössere Abweichungen von der idealen Antennengeometrie im Zentrum der Spiralantenne zurückzuführen.

6.4 ZF-Bandbreite und Mischergewinn

6.4.1 Grundlagen: Konversions- und Rauschbandbreite

Die ZF-Bandbreite von NbN-HEB wird massgeblich von der NbN-Filmdicke, der kritischen supraleitenden Sprungtemperatur und der akustischen Kopplung zwischen Mikrobrücke und Substrat bestimmt.

Die Konversionseffizienz (oder auch Mischergewinn, „gain“) η_m ist definiert durch:

$$\eta_m \equiv \frac{P_{ZF}}{P_S} \quad (6.2)$$

wobei P_S die Signalleistung am Mischereingang und P_{ZF} die Ausgangsleistung bei der Zwischenfrequenz ist. Da bei den meisten Mixern $\eta_m < 1$ ist, wird häufig der als Konversionsverlust bezeichnete Kehrwert L_m verwendet. Die Frequenz, bei der die Konversionseffizienz um den Faktor 2 abfällt wird als ZF-Bandbreite bezeichnet - oder in der logarithmischen Bezeichnung als f_{3dB} .

Für HEB bei denen die Bedingung $\tau_{es} \ll \tau_{p-e}$ erfüllt ist, gilt für die Abhängigkeit der Konversionseffizienz von der Zwischenfrequenz [44, 65]:

$$\eta(f_{ZF}) = \frac{\eta(0)}{1 + (2\pi f_{ZF}\tau)^2} = \frac{\eta(0)}{1 + (f/f_{3dB})^2} \quad (6.3)$$

Hierbei ist τ die in Kapitel 3.1 eingeführte thermische Zeitkonstante des HEB. Eine sehr wichtige Eigenschaft von HEB Mixern bezüglich ihrer ZF-Bandbreite ist die Tatsache, dass die Rauschbandbreite, d.h. die Frequenzbreite bei der die Mischerrauschtemperatur auf das zweifache seines Minimalwertes ansteigt, grösser als die Bandbreite der Konversionseffizienz („Gainbandbreite“) ist:

Die Gesamtrauschtemperatur T_{HEB} am Mischerausgang ergibt sich aus der Summe der beiden Rauschbeiträge des Johnson-Rauschens T_j und dem thermischen Fluktuationsrauschens T_{fl} . Es gilt [65]:

$$T_{HEB} = T_j + \frac{T_{fl}(0)}{1 + (2\pi f_{ZF}\tau)^2} \quad (6.4)$$

Für die Bestimmung der Rauschbandbreite wird diese Ausgangsrauschtemperatur auf die DSB-Mischereingangs-Rauschtemperatur bezogen, für die gilt [44]:

$$T_{Mischer}^{DSB} = \frac{T_{HEB}}{2\eta(f_{ZF})} = \frac{1}{2\eta(0)} \left(T_j \left(1 + (2\pi f_{ZF}\tau)^2 \right) + T_{fl}(0) \right) \quad (6.5)$$

Dabei ist η die auf ein Seitenband bezogene Konversionseffizienz. Mit den Definitionen $T_{Mischer}(f_{ZF,3dB}^{Rausch}) = 2T_{Mischer}(0)$ und $\eta(f_{ZF,3dB}^\eta) = \frac{1}{2}\eta(0)$ folgt für das Verhältnis der 3 dB-Frequenzwerte der Rausch- und Konversionseffizienz:

$$\frac{f_{ZF,3dB}^{Rausch}}{f_{ZF,3dB}^\eta} = \sqrt{1 + \frac{T_{fl}(0)}{T_j}} \quad (6.6)$$

Die Rauschbandbreite ist also immer grösser als die Konversionsbandbreite. In [106] wurde dies experimentell belegt: Für NbN Mischer mit 3,2 GHz Konversionsbandbreite betrug dort die Rauschbandbreite 8 GHz. Dies rührt

daher, dass die dominierende Rauschquelle in den HEB das thermische Fluktuationsrauschen ist, das die gleiche ZF-Abhängigkeit wie der Konversionsgewinn besitzt, da für beide Grössen die Temperaturrelaxation im Bolometer der wesentliche Prozess ist [43]. Mit anwachsender Zwischenfrequenz wird die Ausgangsrauschktemperatur zunehmend durch das frequenzunabhängige Johnsonrauschen bestimmt.

6.4.2 Materialabhängigkeit

Bei phononengekühlten HEB-Mischern wird die eingestrahelte Leistung durch Elektron-Phonon-Interaktionen und anschliessendem Abwandern der so erzeugten Ungleichgewichtsphononen ins Substrat abgeführt. Somit besitzt dort die Konversionsbandbreite eine Abhängigkeit von dem materialabhängigen Parameter τ_{es} - der charakteristischen Zeit für den Austritt der Phononen ins Substrat. Gemessene Werte für die Bandbreite im optimalen Arbeitspunkt, d. h. dem Punkt mit der niedrigsten Rauschktemperatur, für die verschiedenen Materialien sind: 3,6 GHz für Quarzsubstrat mit MgO-Pufferschicht [107], 3,7 GHz für Saphir [67], 4 GHz für Si-Substrat [67] und 6 GHz für MgO [59]. Die ZF-Bandbreite weist weiterhin eine Abhängigkeit vom Arbeitspunkt auf - mit zunehmender Versorgungsspannung steigt die ZF-Bandbreite stark an. Somit ist es möglich, die Bandbreite auf Kosten der Empfindlichkeit auf bis zu 9 GHz auszudehnen [29].

6.4.3 Messungen

ZF-Bandbreitenmessungen wurden bei den drei verschiedenen Frequenzen 1,6 THz, 2,5 THz und 3,1 THz durchgeführt. Der Arbeitspunkt des HEB - durch eingekoppelte LO-Leistung und DC-Versorgungsspannung eingestellt - lag an der Stelle, an der die niedrigste Rauschktemperatur erzielt wurde. Die gemessene ZF-Bandbreite der Probe (3,5 nm NbN auf Si mit einer MgO-Zwischenschicht) betrug bei allen gemessenen LO-Frequenzen 6,8 GHz.

6.5 Erforderliche LO-Leistung

Für den Betrieb der HEB bei SOFIA und TELIS ist die Kenntnis der Strahlungsleistung, die erforderlich ist um das HEB zu „pumpen“, d. h. in den optimalen Arbeitspunkt zu versetzen, von essentieller Bedeutung. Die dafür erforderliche Leistung besteht nicht nur aus der in der Bolometerbrücke selbst absorbierten Leistung, sondern muss gross genug sein, um den Reflektions-

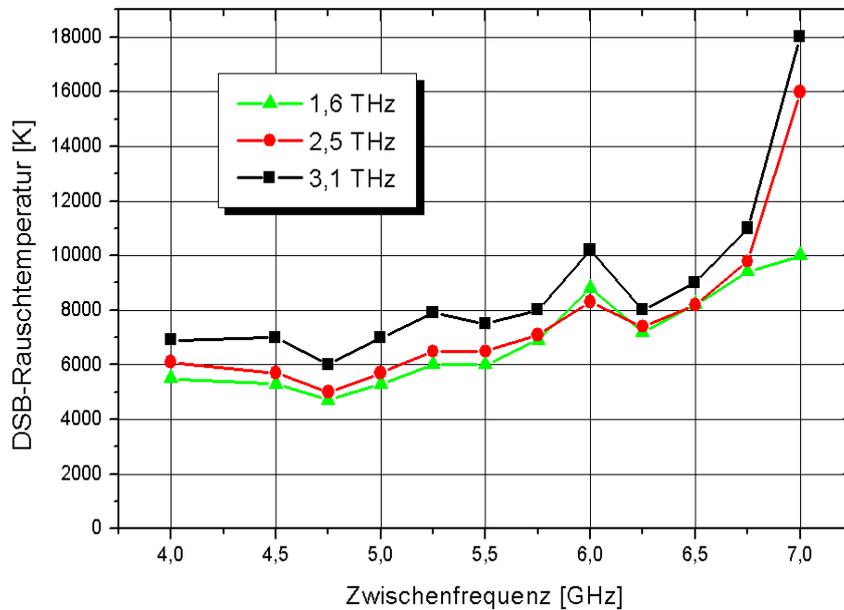


Abbildung 6.6: Rauschtemperatur in Abhängigkeit von der Zwischenfrequenz für unterschiedliche LO-Frequenzen.

und Absorptionsverlusten in der Linse und den Kryostatfenstern, sowie einer nichtidealen Strahleinkopplung Rechnung zu tragen.

Die nachfolgend beschriebenen Leistungsmessungen wurden mit einem „TK TeraHertz Absolute Power Meter System“ der Firma „Thomas Keating Ltd“ (England) durchgeführt. Dieses Messgerät funktioniert auf Basis des bolometrischen Effektes: Die einfallende Strahlung erwärmt eine dünne Metallschicht, deren Temperaturänderung mit Hilfe einer Gaszelle detektiert wird. Die Druckänderung ist in sehr guter Näherung proportional zur absorbierten Gesamtleistung und nahezu unabhängig von der Leistungsverteilung auf der Metallschicht [108]. Die gegenüber der LO-Strahlausdehnung grosse Detektorfläche gewährleistete die Messung der gesamten LO-Leistung.

Die experimentell abgeschätzte Messungenauigkeit des Leistungsmessgerätes durch Fluktuationen des Messsignales betrug $\approx 50 \mu\text{W}$ und konnte auch durch eine Vergrößerung der Integrationszeit auf bis zu 10 Sekunden nicht verringert werden. Da diese Messungenauigkeit ungefähr 20fach grösser als die zu messende Strahlungsleistung war konnte die Messung der in das HEB

Frequenz	Antenne	Bolometerfläche	Volumen [$10^{-3}\mu\text{m}^3$]	I_{krit} [μA]	T [K]	$P[\mu\text{W}]$
2,5 THz	Sp_b	$1,2\mu\text{m} \times 0,12\mu\text{m}$	0,576	60	6800	$12,5 \pm 1,9$
2,5 THz	Sp_a	$3\mu\text{m} \times 0,24\mu\text{m}$	2,88	270	1900	$7,0 \pm 1,0$
1,6 THz	Sp_a	$3\mu\text{m} \times 0,24\mu\text{m}$	2,88	270	1400	$2,9 \pm 0,3$

Tabelle 6.2: Für die Bestimmung der im Bolometer absorbierten Leistung relevante Daten. Der Volumenberechnung der Bolometerbrücke lag eine NbN-Schichtdicke von 4 nm zu Grunde.

eingekoppelten Leistung nur indirekt durchgeführt werden: Das Leistungsmessgerät befand sich in Transmissionsrichtung eines $6\mu\text{m}$ dicken Mylar-Strahlteilers und das HEB in Reflektionsrichtung dazu an Position der Strahltaile der LO-Strahlung. Da das Reflektions- bzw. das Transmissionsvermögen des Strahlteilers polarisationsabhängig ist, befand sich unmittelbar vor dem Strahlteiler ein Drahtgitter, das die LO-Strahlung parallel zur Einfallsebene polarisierte. Mit einem vor diesem Gitter angebrachten drehbaren Drahtgitter konnte die LO-Leistung so eingestellt werden, dass sich das HEB im idealen Arbeitspunkt - der durch eine simultan durchgeführte Rauschtemperaturmessung ermittelt wurde - befand.

Durch Messung der transmittierten Leistung konnte unter Berücksichtigung der Reflektions-/Absorbtionseigenschaften der $6\mu\text{m}$ Mylarfolie die in Richtung des HEB reflektierte Leistung berechnet werden.

Bei einer Messvariante wurde die reflektierte Strahlung mit einer Golayzelle als Funktion der transmittierten Leistung aufgezeichnet. Durch das Signal der Golayzelle unmittelbar vor dem Kryostatfenster und des zuvor gemessenen Zusammenhanges zwischen Golayzellensignal und Signalleistung, konnte anschliessend auf die LO-Leistung geschlossen werden. Beide Messverfahren brachten im Rahmen der Messgenauigkeit dieselben Resultate die in Tabelle 6.2 zusammengetragen sind.

Die optimale LO-Leistung am Ort des Kryostatfensters betrug für ein $3\mu\text{m}$ breites HEB, gespeist von einer Antenne mit Sp_b -Geometrie, $2,9\mu\text{W}$ bei 1,6 THz. Zieht man Verluste in den Optiken ($\approx 3\text{ dB}$), einen Verlust von ungefähr 3 dB durch eine beobachtete elliptische Polarisation der Spiralantenne sowie die Einkoppelverluste in Betracht, ist dies in guter Übereinstimmung mit dem konventionellen bolometrischen Modell, das ungefähr 300 nW eingekoppelte Leistung in ein HEB dieser Grösse vorhersagt.

Bei einer Lokaloszillatorfrequenz von 2,5 THz wurden $\approx 7\mu\text{W}$ LO-Leistung für einen optimalen Betrieb des HEB benötigt. Diese Zunahme der LO-Leistung mit der Frequenz ist durch den Anstieg der Verluste in den optischen

Komponenten, sowie der schlechteren Einkopplung in die Spiralantenne (siehe Messungen in Kapitel 7.2.2) bei diesen Frequenzen zu erwarten.

Folgende Abschätzung, die sich aus der thermischen Wärmeleitungsgleichung ableiten lässt, sagt einen linearen Zusammenhang zwischen Bolometervolumen und erforderlicher LO-Leistung voraus [43]:

$$P_{LO} = \frac{\gamma}{3,6\tau_{\theta}T_c^{1,6}}V(T_c^n - T_0^n - nT_c^{n-1}\Delta T_c) \quad (6.7)$$

Hierbei ist $\gamma = 2,1 * 10^2 \text{ J/cm}^3\text{K}^2$ die Sommerfeld Konstante, $\tau_{\theta} = 35 \text{ ps}$ die Kühlungszeit der Elektronen, V das Mischervolumen, T_0 die Badtemperatur, ΔT_c die supraleitende Übergangsbreite und n eine experimentell zu bestimmende Konstante, die für NbN-Filme 3,6 ist.

Das lineare Ansteigen der erforderlichen LO-Leistung mit dem Bolometervolumen ist in deutlichem Widerspruch zu der durchgeführten Messung: Das HEB mit S_{p_b} -Antennengeometrie benötigt bei einem ungefähr um den Faktor 5 kleineren Volumen als das HEB mit S_{p_a} -Geometrie ungefähr knapp doppelt so viel LO-Leistung. Diese Diskrepanz dürfte hauptsächlich auf die prinzipiell schlechteren radiometrischen Eigenschaften dieser Probe zurückzuführen sein.

6.6 Strahleinkopplung

Um die Strahleinkopplung in die Hybridantenne zu untersuchen wurde zunächst das Strahlprofil des LO an Position des HEB gemessen. Dazu wurde eine Golayzelle, die sich auf einer kleinen Tischversion des für die Antennenmessungen verwendeten x-z-Positioniersystemes befand, computergesteuert in horizontaler und vertikaler Richtung bewegt und das Signal der Golayzelle aufgezeichnet. Das so bei 2,5 THz aufgenommene Strahlprofil ist zusammen mit dem heterodynen Antennendiagramm (beide in derselben Ebene horizontal zum optischen Tisch aufgenommen) der verwendeten Spiralantenne in Abbildung 6.7 zu sehen. Dabei ist zu beachten, dass das grün gezeichnete LO-Profil nicht über den Winkel aufgetragen, sondern auf die obere horizontale mm-Skala bezogen ist. Das Strahlprofil zeigt keine ideale Gaußform, lässt sich aber für die nachfolgenden Berechnungen hinreichend gut durch ein Gaußprofil mit einer Strahltaile $\omega_{0,LO} = 3,290 \text{ mm}$ beschreiben. Bei diesem Strahlprofil wird die gesamte LO-Leistung ($\approx 99,87\%$) in die verwendete Linsenantenne mit einem Durchmesser von 12 mm eingestrahlt.

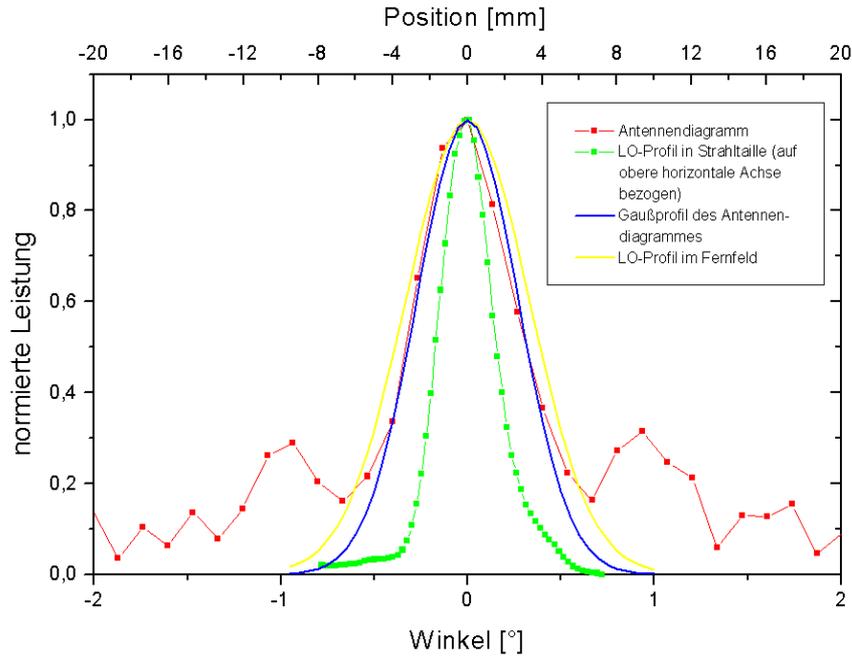


Abbildung 6.7: Heterodynes Antennendiagramm der Hybridantenne und LO-Strahlprofil bei 2,5 THz, sowie die für die jeweiligen Fernfeldnäherungen verwendeten Gaußkurven. Das gemessene LO-Profil in der Strahlmitte ist auf die obere (mm-)Skala bezogen, alle anderen Größen auf den in der unteren Achse aufgetragenen Winkel.

6.7 Koppeleffizienz

Die Effizienz η_A eines in die Antenne eingekoppelten Gaußschen Strahles berechnet sich durch [109]:

$$\eta_A = \frac{|\iint F(\theta, \phi) e^{-(\theta/\theta_0)^2} e^{\pm i\pi(\theta/\theta_1)^2} \sin \theta d\theta d\phi|^2}{\iint |F(\theta, \phi)|^2 \sin \theta d\theta d\phi \iint e^{-2(\theta/\theta_0)^2} \sin \theta d\theta d\phi}. \quad (6.8)$$

$F(\theta, \phi)$ ist dabei die Strahlungscharakteristik des elektrischen Feldes der Antenne. Im vorliegenden Fall wurde sie aus dem in Kapitel 6.6 gemessenen Intensitäts-Antennendiagramm bestimmt. Die Fernfeldfunktion des elektrischen Feldes der LO-Strahlung (die sich sehr gut durch ein Gaußsches Strahlprofil beschreiben lässt, siehe vorheriges Kapitel) lässt sich mit Hilfe der

Strahltille ausdrücken:

$$E(\theta) = e^{-(\theta/\theta_0)^2} e^{\pm i\pi(\theta/\theta_1)^2} \quad (6.9)$$

wobei $\theta_0 \cong \frac{\lambda}{\pi\omega_0}$ und $\theta_1 = \sqrt{\frac{\lambda}{z} \left(1 + \left(\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda z}\right)^2\right)}$, die in Kapitel 5.2.1 eingeführten Variablenbezeichnungen sind. Im Fernfeld, d. h. $z \gg z_R$ kann man die Näherung $\theta_1 = \sqrt{\lambda R}/z$ verwenden.

Die Berechnung erfolgte mittels der Mathematik-Software „Mathematica 3.0“ von Wolfram Research, Inc. [110]. Dazu wurde ein Näherungspolynom der Messwerte des Antennendiagrammes zur Beschreibung von $F(\theta, \phi)$ verwendet und weiterhin der Grenzfall $\theta_1 \rightarrow \infty$ angenommen, da von der Annahme ausgegangen wird, dass die Strahlen ohne Phasenversatz den wesentlichsten Beitrag des Heterodynsignales erzeugen [18]. Die so errechnete Antenneneffizienz beträgt für das Bolometer mit Sp_b -Antennengeometrie aus Tabelle 6.2 $\eta_A = 0,59$.

Es existieren noch zwei weitere gängige Möglichkeiten, um die Einkoppelleffizienz zu beschreiben: Die Koppelleffizienz ϵ_{kopp} , die die empfangene Leistung in Relation zur bei gleichmässiger Bestrahlung empfangenen Leistung setzt und die Leistungskoppelleffizienz K_{eff} , die bei Einkopplung eines Gaußschen Strahles in ein Gaußsches Antennenprofil resultiert. Beide Effizienzen lassen sich mit deutlich geringerem mathematischen Aufwand als η_A berechnen [111]:

•

$$\epsilon_{kopp}(\xi) = \frac{\int_0^\xi P(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} P(\theta) \sin \theta d\theta} \quad (6.10)$$

Entspricht ξ dem Winkel der Hauptkeule, so ergibt sich die Hauptstrahleffizienz, die in diesem Fall 0,35 beträgt.

- Die Leistungskoppelleffizienz K_{eff} beschreibt die Koppelleffizienz zweier Gaußstrahlen, d. h. im vorliegenden Fall muss dazu das Antennendiagramm durch ein Gaußprofil angenähert werden. In Abbildung 6.7 ist das an die Hauptkeule angepasste Gaußsche Strahlprofil im Fernfeld (Strahltille $\omega_{0,Ant} = 4$ mm) eingezeichnet. K_{eff} berechnet sich dann bei den gegebenen Strahltilen $\omega_{0,LO}$ und $\omega_{0,Ant}$ der Gaußschen Strahlen durch:

$$K_{eff} = \frac{4}{(\omega_{0,Ant}/\omega_{0,LO} + \omega_{0,LO}/\omega_{0,Ant})^2 + (\lambda\Delta z/\pi\omega_{0,LO}\omega_{0,Ant})^2} \quad (6.11)$$

Δz , der Versatz der beiden Strahltilen, war im vorliegenden Fall Null, da sich das HEB in der Tille des LO-Strahles befand. Es ergibt sich

$K_{eff} = 0,96$ und nur eine schwache Abhängigkeit von einer möglichen Differenz der beiden Strahltaillenpositionen ($\approx 1\%$ bei einer Fehljustierung von 10 cm).

Dieses Ergebnis weicht sehr stark von dem zuvor berechneten Wert für η_A ab, was aber aufgrund der nur sehr unzulänglichen Beschreibung des Antennendiagrammes durch ein Gaußprofil zu erwarten war. Dass ein nicht zu vernachlässigender Beitrag der Strahlung durch die Nebenkeulen einkoppelt, kommt durch die Tatsache $\epsilon_{Hauptkeule} = 0,35$ zum Ausdruck. Bei einer gleichmässigen Bestrahlung würden also lediglich 35 % der Strahlungsintensität durch die Hauptkeule eingekoppelt.

Die vorgenommene mathematische Analyse der Antenneneffizienz hat gezeigt, dass eine einfache Beschreibung durch Annäherung des Antennendiagrammes an ein Gaußprofil unzulänglich ist und die vorhandenen Nebenkeulen der Hybridantenne eine keineswegs vernachlässigbare Rolle bei der Strahleinkopplung spielen.

6.8 Dynamischer Bereich

Um den dynamischen Bereich des HEB-Mischers abzuschätzen wurde die durch variierende Strahlungsintensität eines Schwarzkörpers erzeugte ZF-Leistung im Heterodynmodus bei einer Frequenz von 2,5 THz gemessen.

Im linken Teil von Abbildung 6.8 ist das von einem Schwarzkörper erzeugte Heterodynsignal über der Temperatur des Schwarzkörpers aufgetragen. Die Apertur des Schwarzkörpers betrug dabei 9,5 mm. Das Signal zeigt einen linearen Anstieg bis zu einer Temperatur von 1050 K, bei der es noch keinerlei Anzeichen von Sättigung aufweist, d. h. es ist noch keine Änderung der Geradensteigung, die ein Mass für die Empfindlichkeit ist, oder eine Plateaubildung ersichtlich.

6.9 Konversionseffizienz

Die Konversionseffizienz ergibt sich gemäss Definition 6.2 aus dem Verhältnis der detektierten ZF-Ausgangsleistung zur eingekoppelten (Schwarzkörper-) Strahlung. Um den Anteil der eingekoppelten Signalstrahlung zu bestimmen, ist es zunächst notwendig, den Strahlfüllfaktor der Hybridantenne zu ermitteln. Dazu wurde bei einer konstanten Schwarzkörpertemperatur von 1050 K die Schwarzkörperapertur variiert und das entstehende Heterodynsignal aufgezeichnet. Das daraus resultierende Diagramm ist im rechten Teil

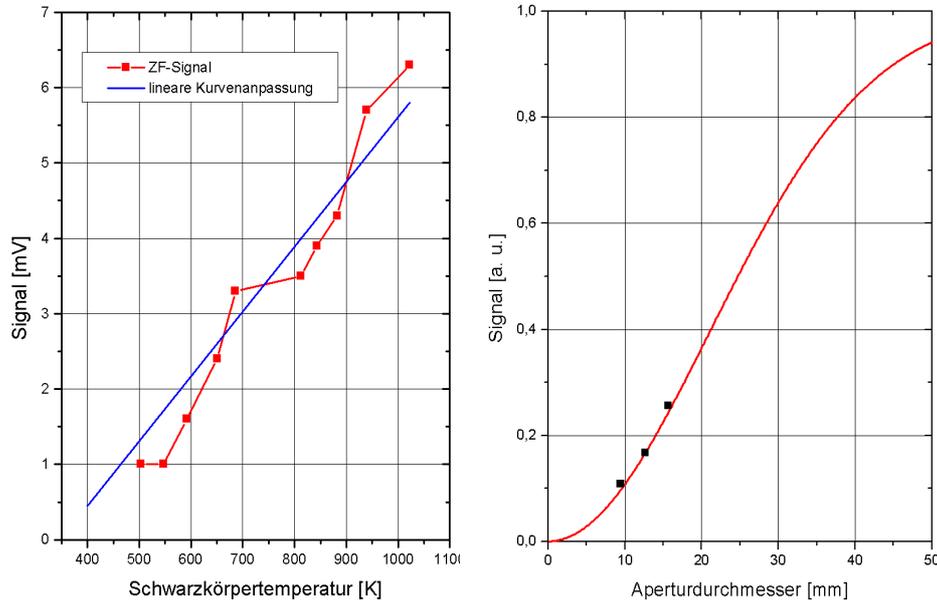


Abbildung 6.8: Links: Heterodynsignal als Funktion der Schwarzkörpertemperatur. Die eingezeichnete Gerade wurde für die Bestimmung der Konversionseffizienz verwendet. Rechts: Heterodynsignal bei variierendem Aperturdurchmesser der Schwarzkörperquelle sowie analytischer Verlauf des Signales.

von Abbildung 6.8 zu sehen. Die Hauptkeule des zuvor gemessenen Antennenprofils der Hybridantenne liess sich sehr gut durch ein Gaußsches Strahlprofil annähern, dessen effektiver $1/e^2$ -Strahlradius bei 60 cm Abstand vom Mischer 21 mm betrug. Daraus ergibt sich ein analytischer Verlauf des Ausgangssignales, der in guter Übereinstimmung mit den Messwerten ist. Aus diesem Antennenprofil und einer für die nachfolgende Auswertung verwendeten Schwarzkörperapertur von 9,5 mm ergibt sich ein Strahlfüllungsfaktor von $\approx 10\%$.

Berücksichtigt man, dass nur die Grundmode der Schwarzkörperstrahlung zur Signalerzeugung beiträgt und der Verstärkungsfaktor der gesamten ZF-Kette $9,7 \times 10^{15} \text{ mV/W}$ beträgt, so ergibt sich mit der Steigung der Ausgleichsgeraden in Diagramm 6.8 eine Konversionseffizienz von $-17 \pm 1 \text{ dB}$. Hierbei sind optische Koppelverluste, die Konversionseffizienz des Mixers und Verluste in der ZF-Kette vom Mischerausgang zum Eingang des kalten Verstärkers beinhaltet. Bei einer Frequenz von 2,5 THz betragen die optischen Verluste $4 \pm 0,5 \text{ dB}$ [104].

Um die Verluste in der ZF-Kette abzuschätzen wurde zunächst die vom normalleitenden Mischer (bei $T=11$ K, $U_{AP}=1$ mV) herrührende Rauschleistung am Ende der ZF-Kette gemessen. Anschliessend wurde ein 50Ω Widerstand direkt an den Eingang des kalten Verstärkers angeschlossen und durch einen eingespeisten Heizstrom langsam erwärmt. Bei einer physikalischen Temperatur von 7 K war die so erzeugte Rauschleistung identisch mit der Rauschleistung des normalleitenden Mixers bei 11 K, woraus sich ein Verlustfaktor der ZF-Kette von $1,6$ dB ergibt. Bei Berücksichtigung einer Impedanzfehlanpassung von 3 dB verbleiben noch $8,4 \pm 1,5$ dB die der Konversionseffizienz des Mixers zugeschrieben werden können.

Die Konversionseffizienz des Mixers berechnet sich gemäss dem Grosssignalmodell zu [112]:

$$\eta(\omega) = \frac{2}{I^2} \frac{R_L}{(R_L + R_\infty)^2} \frac{C^2 P_{RF}}{\left(C \frac{R - R_L}{R_L + R_\infty} + \xi\right)^2 + \varphi^2} \quad (6.12)$$

wobei:

$$\xi(\omega) = \frac{1 + \omega^2(\tau_1\tau_3 + \tau_2\tau_3 - \tau_1\tau_2)}{1 + (\omega\tau_3)^2} \quad (6.13)$$

$$\tau_{1,2}^{-1} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{e-p}} + \frac{C_e}{C_p \tau_{e-p}} + \frac{1}{\tau_{es}} \right) \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{\frac{4}{\tau_{e-p}\tau_{es}}}{\left(\frac{1}{\tau_{e-p}} + \frac{C_e}{C_p \tau_{e-p}} + \frac{1}{\tau_{es}}\right)^2}} \right) \quad (6.14)$$

$$\tau_3 = \frac{\tau_{e-p}\tau_{es}}{\tau_{e-p} + \frac{C_e}{C_p}\tau_{es}} \quad (6.15)$$

$$C = \frac{\frac{dV}{dI} - R_0}{\frac{dV}{dR} + R_0} \quad (6.16)$$

Hierbei ist I der Versorgungsstrom, R_L eine 50Ω Lastimpedanz, R_∞ und R die Impedanzen des Mixers bei unendlich grosser bzw. einer ZF-Frequenz von Null und P_{RF} die absorbierte LO-Leistung. Für die Berechnung wurde angenommen, dass $R = 150 \Omega$ dem differentiellen Widerstand im Arbeitspunkt entspricht und $R_\infty = 110 \Omega$ der Gleichstromwiderstand des Mixers im normalleitenden Zustand ist. Als Materialparameter wurden verwendet [51]: $C_e/C_p = 0,4$, $\tau_{e-p} = 14 * 10^{-12}$ s, $\tau_{es} = 45 * 10^{-12}$ s. Der „self-heating“-Faktor C wurde entsprechend [45] aus der Strom-Spannungskennlinie bestimmt und betrug $C = 0,5$.

In diesem Modell bleibt als einzige Unbekannte die absorbierte Leistung P_{RF} . Mit der Annahme $P_{RF} = 100 * 10^{-9}$ W, was in gutem Einklang mit der durch die isothermen Methode abgeschätzten absorbierten Leistung ist, ergibt sich $\eta = -9,2$ dB. Dieser Wert für η stimmt gut mit dem zuvor aus den

Messungen abgeleiteten Wert von $\eta = 8,4 \pm 1,5$ dB überein, so dass $\eta \approx -9$ dB als realistischer Wert für die Konversionseffizienz des HEB betrachtet werden kann.

6.10 Stabilitätsmessungen

Bei Flugzeug- und Satellitenprojekten ist es wichtig, die Beobachtungszeit möglichst effektiv zu nutzen, weshalb für das vorhandene Messsystem geeignete Parameter gefunden werden müssen.

Um den HEB-Heterodynempfänger bezüglich seines Rausch- und Driftverhaltens zu charakterisieren, wurden sogenannte „Allan-Varianz“-Messungen, sowohl der verwendeten Einzelkomponenten als auch des Gesamtsystemes durchgeführt. Verglichen mit anderen Arten der Stabilitätsmessung und der Rauschcharakterisierung bietet die „Allan-Varianz“-Messung den Vorteil, dass sie eine direkte und präzise Antwort auf die Frage liefert, wie sich eine Instrumentierung unter veränderlichen Bedingungen hinsichtlich des Signal-Rausch-Verhältnisses verhalten wird.

6.10.1 Mathematische Grundlagen

Die Allan-Varianz ist die statistische Varianz zweier aufeinanderfolgender Messungen. Sie geht von der grundlegenden Frage aus, wie sich experimentelle Daten mit dem besten Signal-Rausch-Verhältnis aufnehmen lassen, wenn das schwache Messsignal von einem grossen, fluktuierenden Hintergrund verdeckt wird.

Eine typische Vorgehensweise zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses ist die Differenzbildung zweier unabhängiger Messungen - einerseits mit Messsignal (= „S“), andererseits ohne (= Untergrund „U“) - und anschliessender Mittelung über mehrerer solcher Differenzmessungen. Um den Einfluss niederfrequenter Störungen auf den statistischen Fehler zu minimieren, sollten dabei die Zeitintervalle so klein wie möglich gewählt werden. Allan-Varianz-Messungen gehen von dieser Vorgehensweise aus und machen weiterhin die Einschränkung, dass

- kein messbares Signal vorhanden ist, da für die Fragestellung lediglich von Interesse ist, wie mit zunehmender Mittelung über Differenzmessungen das Rauschen herabintegriert wird.
- die Messzeit T für S+U gleich lang ist.
- es keine Totzeit zwischen den Messungen gibt.

Somit gilt für die einzelnen Messungen:

$$S(t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} s(t') dt' \quad \text{und} \quad U(t) = \frac{1}{T} \int_{t+T}^{t+2T} u(t') dt' . \quad (6.17)$$

Der erwartete Durchschnittswert für die Differenz $D(t) = S(t) - U(t)$ ist „Null“, wie es bei radioastronomischen Messungen üblicherweise der Fall ist. Der statistische Fehler von D bestimmt das Signal-Rausch-Verhältnis des beobachteten Signales und ist durch die Varianz von D gegeben:

$$\sigma^2(T) = \langle D^2 \rangle - \langle D \rangle^2 , \quad (6.18)$$

wobei $\langle D^2 \rangle$ und $\langle D \rangle^2$ die Erwartungswerte der Differenz bzw. der Differenzquadrate sind. Da der zweite Term Null ist, ergibt sich:

$$\sigma^2(T) = \langle (S(t) - U(t))^2 \rangle . \quad (6.19)$$

Dies ist ein nahezu identischer Ausdruck zu dem 1966 von D. W. Allan für die Bestimmung der Stabilität von Frequenzstandards eingeführten [113]

$$\sigma_A^2 = \frac{1}{2} \langle D^2 \rangle . \quad (6.20)$$

Aus historischen Gründen ist es hilfreich den Faktor $1/2$ beizubehalten, da diese neue Definition den Vorteil einer genauen Datenkalibration auch bei veränderlicher Verstärkung des Systems bietet [114].

Es kann weiterhin gezeigt werden, dass sich unter der Annahme einer einfachen exponentiellen Abhängigkeit der Driftbeiträge und dem Vorhandensein von „weissem“ Rauschen die Allanvarianz in folgender Weise in Abhängigkeit von der Integrationszeit beschreiben lässt [115]:

$$\sigma_A^2 = a/T + bT^\beta . \quad (6.21)$$

Hierbei sind a und b allgemeine Konstanten und β ein das Rauschverhalten charakterisierender Parameter. Für „Weisses Rauschen“ ist $\beta = -1$, für Funkelrauschen („flicker noise“) ist $\beta = 0$, für $1/f^2$ bzw. $1/f^3$ -Rauschen ist $\beta = 1$ bzw. $\beta = 2$.

Trägt man σ_A^2 in einem doppellogarithmischen Diagramm über der Integrationszeit T auf, so sieht man die grosse Nützlichkeit der Allanvarianz bei der Beurteilung der Rauscheigenschaften eines Systemes: Weisses Rauschen macht sich gemäss der radiometrischen Formel (siehe Gleichung 2.29) durch ein $1/T$ -Verhalten bemerkbar, $1/f$ -Rauschen wird durch einen waagerechten

Kurvenverlauf erkennbar und weitere Driftbeiträge - die bei grossen Zeitkonstanten dominieren werden - führen zu einem Anstieg von σ_A^2 . Das Minimum in diesem Diagramm beschreibt den Umkehrpunkt, bei dem das Weisses Rauschen durch zusätzliche und nicht erwünschte Driftbeiträge dominiert wird. Bei Messungen mit Zeitkonstanten grösser als diese sogenannte Allanzeit T_A wird die rms-Abweichung des Messsignals grösser als durch die radiometrische Gleichung gegeben. Somit stellt eine etwas kleiner Zeitspanne als T_A eine sinnvolle Obergrenze der Integrationszeit für eine Messung dar.

Für die praktische Bestimmung von σ_A^2 wurden computerunterstützt N benachbarte Messpunkte x_n mit einer Integrationszeit $1/f_{sample}$ aufgenommen. Anschliessend wurden künstliche Messpunkte mit variierender Integrationszeit erzeugt: Durch Aufsummierung über K benachbarte Messwerte ergeben sich Messpunkte mit der Integrationszeit $T = k/f_{sample}$, die $S(t)$ bzw. $U(t)$ in der vorangegangenen mathematischen Herleitung der Allanvarianz entsprechen. Insgesamt gibt es N/K „neue“ Messpunkte und es gilt:

$$R_n(K) = 1/K \sum_{l=1}^K x_{nk+l} \quad n = 0, 1, \dots, M; \quad M = (N/K) - 1. \quad (6.22)$$

Daraus folgt für die Berechnung der Allanvarianz:

$$\sigma_A^2(K) = \frac{1}{2} \frac{1}{M-1} \sum_{n=0}^{N/K-1} (R_{n+1}(K) - R_n(K))^2. \quad (6.23)$$

6.10.2 Charakterisierung der Messapparatur

Die Messwerte wurden mit einem Agilent 3458A-Multimeter, das über einen GPIB-Bus mit einem Computer verbunden war, aufgenommen. Dieses Multimeter besitzt eine Auflösung von 8,5 Stellen und die Möglichkeit einer flexiblen Einstellung der Integrationszeit. Die vorhandene Autokalibrationsroutine (ACAL DCV) beeinflusst den Rauschpegel des Instrumentes und sollte alle 24 Stunden durchgeführt werden. Die Datenaufnahme erfolgte mit dem unter „LabView“ [116] geschriebenen Programm „3458AMesswertaufnahme.vi“, die Allanvarianz-Berechnungen mit „AllanplotAuswertung.vi“.

Die Allanvarianz σ_A^2 des digitalen Multimeter 3458 ist in Abbildung 6.9 über der Integrationszeit T aufgetragen. Für die Stabilitätsmessung wurden die Eingänge des Voltmeters mit einem 50 Ω bzw. 1 k Ω -Widerstand abgeschlossen. Die dargestellten Messpunkte sind Mittelungen aus vier Messungen mit jeweils fünf Minuten Länge. Die eingezeichnete Gerade hat eine Steigung von $1/T$. Die Stabilitätsmessung des Multimeters wurde mehrmals mit dem gleichen Resultat im Abstand einiger Tage durchgeführt. Die Allanzeit T_A

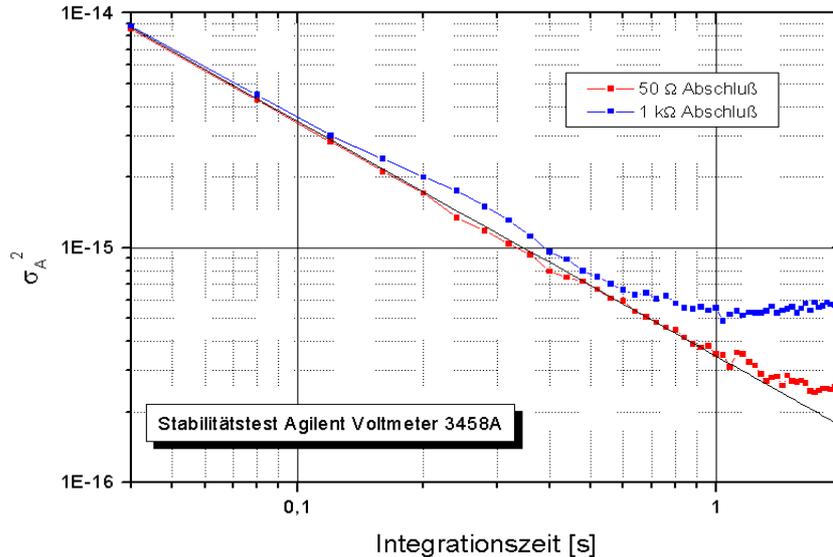


Abbildung 6.9: Allanvarianz des Agilent 3458A Multimeters bei unterschiedlich abgeschlossenem Eingang.

beträgt ungefähr eine Sekunde (bei $\sigma_A \approx 2 * 10^{-16}$). Ohne Durchführung der Autokalibrationsroutine war die Kurve auf Grund des grösseren Rauschpegels um eine Grössenordnung nach oben verschoben, woraus eine entsprechend grössere Allanzeit resultierte.

Die sehr gute Reproduzierbarkeit der Messergebnisse und die gemessene Allanzeit bei einem sehr geringen Ausgangsrauschpegel waren Voraussetzung für eine adäquate Rauschpegelmessung der Messverstärker sowie des Gesamtsystemes.

6.10.3 Messverstärker

In Abbildung 6.10 (links) ist die aus drei fünfminütigen Messungen mit einer Zeitkonstante von 40 ms gemittelte Allanvarianz des 4-8 GHz Messverstärkers zu sehen. Der genaue Aufbau des Messverstärkers befindet sich im Anhang (Abbildung C.2).

Die Allanzeit des Messverstärkers beträgt ungefähr 200 ms, wenn der Eingang mit 50 Ω abgeschlossen ist, und änderte sich auch nicht als der Messverstärker an den HEMT angeschlossen wurde. Dabei befand sich der HEMT in der nor-

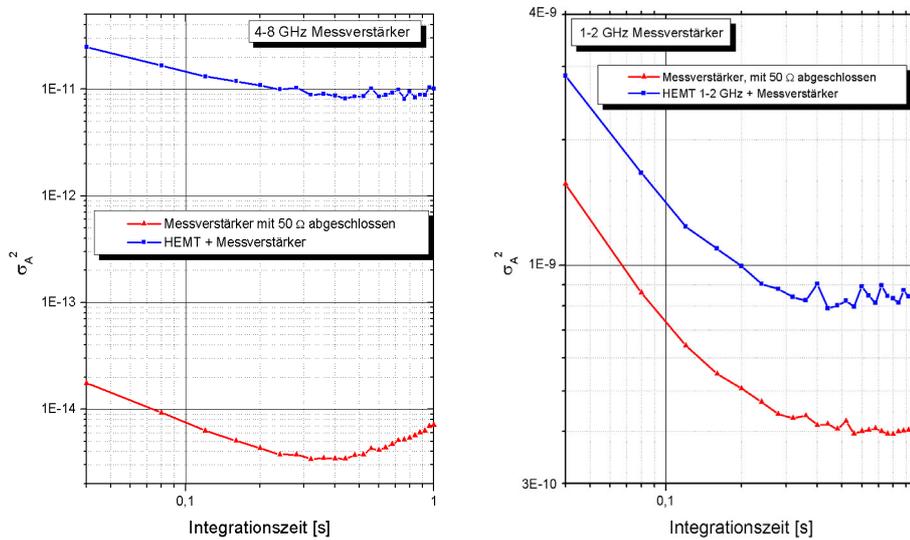


Abbildung 6.10: Allanvarianz des 4-8 GHz Messverstärker (links) und des 1-2 GHz Messverstärkers (rechts) mit und ohne vorgeschaltetem HEMT-Verstärker.

malen - wie in Kapitel 5.3 beschriebenen - Messkonfiguration. Die Kaltplatte des Kryostaten war auf 4,2 K gekühlt und das HEB befand sich im supraleitenden Zustand. Bei Anschluss des Messverstärkers vergrößerte sich der Rauschpegel, nicht jedoch die Allanzeit.

Bei dem Messverstärker für den Frequenzbereich 1-2 GHz (siehe Abbildung C.1 im Anhang) ist in Abbildung 6.10 (rechts) das gleiche Verhalten zu beobachten: Bei angeschlossenem HEMT nimmt der Rauschpegel zu, die Allanzeit ändert sich jedoch nicht und liegt zwischen 100 ms und 200 ms. Auch in diesem Fall befand sich der HEMT im gekühlten Kryostaten und war mit einem HEB im supraleitenden Zustand verbunden.

6.10.4 Gesamtsystem

Die Allanvarianzmessungen des ZF-Ausgangssignales eines HEB im optimalen Arbeitspunkt bei zwei verschiedenen LO-Frequenzen ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Dabei wurde der bereits zuvor charakterisierte 1-2 GHz-Messverstärker verwendet. Das Signal war eine Überlagerung aus LO-Strahlung mit 2,5 THz bzw. 4,3 THz und der Strahlung von Eccosorb auf Raumtemperatur. Die Rauschtemperatur des HEB betrug 2400 K bei einer LO-

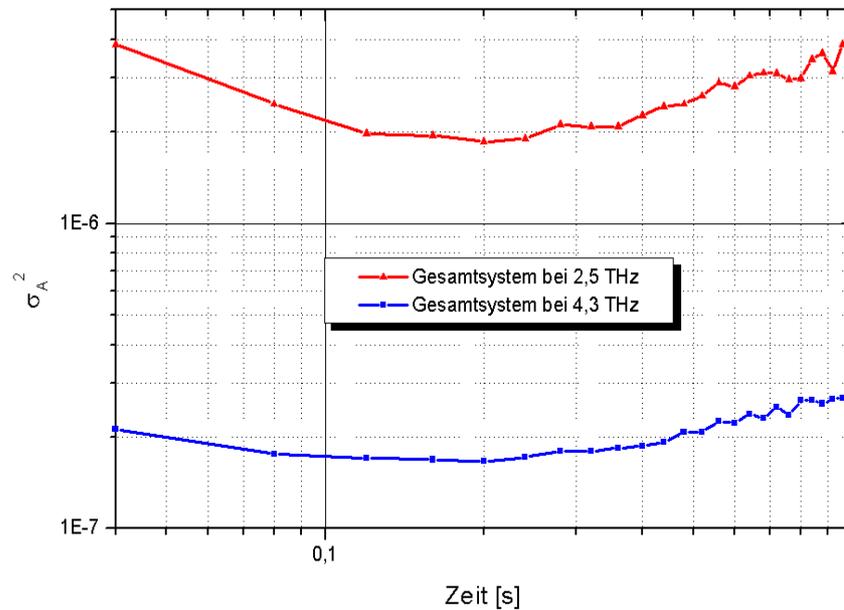


Abbildung 6.11: Allanplot des Gesamtsystems (mit dem 1-2 GHz Messverstärker) bei den Lokaloszillatorfrequenzen 2,5 THz und 4,3 THz.

Frequenz von 2,5 THz und 6000 K bei einer LO-Frequenz von 4,3 THz. Für die Berechnung wurden vier 72 Sekunden lange Messungen verwendet. Längere Zeitintervalle liessen sich auf Grund von Laserdrift und -instabilitäten nicht realisieren.

Bei beiden LO-Frequenzen beträgt die Allanzeit ungefähr 100 ms. Diese Allanzeit des Gesamtsystems ermöglicht eine effektive Nutzung der Beobachtungszeit, wenn der Wechsel zwischen Signal und Referenzquelle mindestens mit einer Frequenz von 10 Hz erfolgt. Diese Bedingung war bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen gewährleistet und wird auch beim späteren Einsatz der Mischer auf SOFIA erfüllt sein.

6.11 Spektrale Messungen

Um zu verifizieren, dass das gemessene ZF-Signal aufgrund von heterodynem Mischen im HEB und nicht durch bolometrische Effekte oder Änderungen des Detektorrauschens zustande kommt, wurde eine Emissionslinie von Methanol bei 2,5 THz mit einem HEB-Heterodynspektrometer gemessen. Als Lokaloszillator wurde dabei ein wie zuvor schon in Kapitel 5.1 beschriebener, optisch gepumpter FIR-Laser verwendet. Lasergas im FIR-Ringresonator war Methanol mit einem Druck von 0,35 mbar. Die Laserausgangsleistung bei einer Frequenz von 2522,78816 GHz betrug ≈ 10 mW. Für die Messung wurde die Leistung durch ein drehbares Drahtgitter im Strahlengang auf den für den NbN-HEB-Mischer optimalen Wert reduziert.

Signalquelle war ein stickstoffgekühlter Eccosorb-Schwarzkörper mit einer Temperatur von 77 K, dessen Strahlung eine 50 cm lange und mit CH_3OH gefüllte Absorptionszelle durchlief. Die Absorptionszelle wurde durch ein Polyethylenfenster abgeschlossen, das Methanol befand sich auf Raumtemperatur.

Die beste gemessene Rauschtemperatur des HEB-Mischers betrug 2200 K (DSB) bei einer Zwischenfrequenz von 1,5 GHz und verschlechterte sich bis zu einem ZF-Bereich von 2 GHz nur unwesentlich.

Der quasioptische Aufbau bestand aus einer Polyethylenlinse am FIR-Laserausgang, einem Diplexer und einem 90° Off-Axis Parabolspiegel. Die Polyethylenlinse diente zur Transformation des divergenten Laserstrahles in einen nahezu parallelen. Der daraus resultierende Gaußstrahl hatte eine Strahltaile von 9 mm und eine Rayleighlänge von ungefähr 2 m.

Im Martin-Puplett-Diplexer wurden die Signal- und LO-Strahlung räumlich überlagert. Die Strahlteiler im Diplexer bestanden aus Drahtgittern, deren Drähte mit 10 μm Durchmesser untereinander einen Abstand von 20 μm hatten. Die optische Wegdifferenz im Diplexer wurde so gewählt, dass beide Seitenbänder, d.h. der Frequenzbereich $\nu_{LO} \pm \nu_{ZF}$, den Diplexer mit der Polarisation des Strahlteilers verliessen. Die beiden überlagerten Strahlen wurden mit dem 90° Off-Axis Parabolspiegels (Brennweite = 30 mm, Apertur = 45 mm) auf die Hybridantenne fokussiert. Alternativ zum Diplexer wurde ein 6 μm Mylarstrahlteiler verwendet um die Signal- mit der LO-Strahlung räumlich zu überlagern.

Die DSB-Rauschtemperatur des Gesamtsystemes betrug ≈ 8000 K (mit Strahlteiler) bzw. $\approx 14\,000$ K (mit Diplexer). Bei der Messung dieser Rauschtemperaturen befanden sich die heiße bzw. die kalte Last an der Position des Ausganges der Gaszelle, d. h. der Stelle an der die Signallstrahlung normalerweise aus der Gaszelle austritt - der Ausgang der Gaszelle war dabei mit Eccosorb verschlossen.

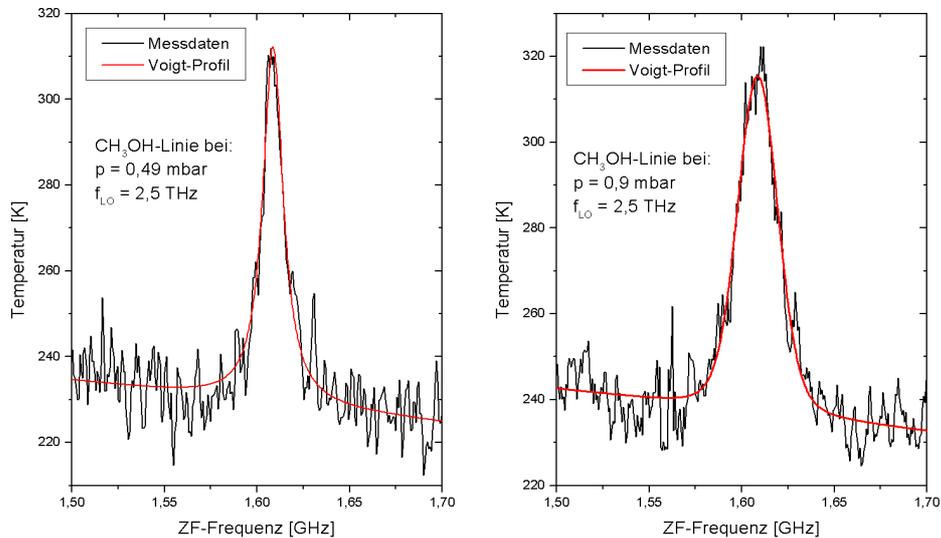


Abbildung 6.12: Emissionslinie von Methanol bei einer Frequenz von 2,5 THz. Bei der linken Messung betrug der Druck in der Gaszelle 0,49 mbar, bei der rechten 0,9 mbar. Beide Linien wurden jeweils durch ein Voigtprofil angenähert - die Druckverbreiterung ist in gutem Einklang mit der theoretischen Vorhersage.

Die genaue spektrale Lage der zu messenden Emissionslinie war durch bereits existierende FTS-Messungen bekannt und lag im oberen Seitenband nahe 2,5 THz ($84,204 \text{ cm}^{-1}$).

Diagramm 6.12 zeigt die bei zwei verschiedenen Gasdrücken gemessene Spektren der Emissionslinie. Die vertikale Skala entspricht der SSB Rauschtemperatur. Die Emissionslinie war in ihrer Mitte durchlässig, somit sollte das Maximum des detektierten Signales nicht grösser als 296 K sein. Die grössere experimentellen Werte können zum Beispiel durch ein fehlerbehaftetes Seitenbandverhältnis oder durch Fehljustierung herrühren. Zusätzlich zu den Messwerten ist in den Diagrammen ein Voigt-Profil mit linearem Hintergrund eingezeichnet. Die Halbwertsbreite der Methanolemissionslinie betrug 13 MHz bei 0,49 mbar und 26 MHz bei 0,9 mbar. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den aus Druckverbreiterungsmessungen bei mm-Wellenlängen (bei 76,5 GHz) erwarteten Werten von 23,9 MHz Halbwertsbreite bei 0,9 mbar [117]. Die Linienverbreiterung bei Anstieg des Gasdruckes legt einen Verbreiterungskoeffizient von $\approx 29 \text{ MHz/mbar}$ nahe.

6.12 Zusammenfassung

In diesem Kapitel erfolgte eine ausführliche Charakterisierung der Hot Electron Bolometer hinsichtlich ihrer radiometrischen Eigenschaften. Dabei zeigte sich, dass die Rauschtemperaturen der HEB sowohl eine Abhängigkeit von der Brücken- als auch von der Antennengeometrie aufweisen: Bolometerbrücken mit grösseren geometrischen Abmessungen zeigen niedrigere Rauschtemperaturwerte als kleinere Bolometerbrücken. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass für die Einkopplung von hochfrequenter Strahlung das Abweichen der Antennengeometrie von der idealen Spiralförmigkeit im Innenbereich von grosser Bedeutung ist.

Die gemessene ZF-Bandbreite betrug bei den drei LO-Frequenzen 1,6 THz, 2,5 THz und 3,1 THz jeweils 6,8 GHz.

Eine Vermessung des Stahlprofils des Lasers zeigte, dass die LO-Strahlung vollständig in die Hybridantenne eingestrahlt wird. Die erforderliche LO-Leistung um das HEB in seinen Arbeitspunkt zu versetzen beträgt bei einer Brückengeometrie von $3 \mu\text{m} \times 0,24 \mu\text{m}$ und einer LO-Frequenz von 1,6 THz $2,9 \mu\text{W}$. Dies ist unter Berücksichtigung der vorhandenen Verlustkomponenten und Verlusteffekte in gutem Einklang mit dem von den bestehenden theoretischen Modellen zu erwartenden Wert.

Der HEB-Mischer besitzt eine Konversionseffizienz von ≈ -9 dB und zeigt bis zu 1050 K Schwarzkörper-Signaltemperatur keinerlei Sättigungseffekte. Der dynamische Bereich des Empfängers ist somit für astronomische Anwendungen oder atmosphärische Untersuchungen ausreichend.

Die Allanzeit des Gesamtsystems ermöglicht eine effektive Nutzung der Beobachtungszeit, wenn der Wechsel zwischen Signal und Referenzquelle mindestens mit einer Frequenz von 10 Hz erfolgt, wie dies im späteren Einsatz der Mischer auf SOFIA der Fall sein wird.

Abschliessend konnte die praktische Nutzung eines THz-Heterodynempfängers mit einem NbN-HEB Mischer durch Spektroskopie einer Methanolemissionslinie bei 2,5 THz gezeigt werden.

Kapitel 7

Antennendiagramme und Strahleinkopplung

Da die zu detektierende (astronomische) Strahlung im allgemeinen sehr schwach ist und auch in vielen Fällen die Lokaloszillatorstrahlung gut ausgenutzt werden muss, um den Mischer in den Arbeitspunkt zu bringen, ist eine effektive Einkopplung beider Strahlen äusserst wichtig. Hierbei ist sowohl die Kenntnis des Frequenzverhaltens der Empfangsantenne, als auch die Richtungscharakteristik der Antenne („Antennendiagramm“) von grosser Bedeutung.

In diesem Kapitel wird zunächst kurz auf einfache theoretische Modelle zur Beschreibung der Empfangscharakteristik der verwendeten Hybridantenne eingegangen und im Anschluss daran ein weiterführendes Modell entwickelt. Der theoretische Teil wird durch die Diskussion der berechneten Antennendiagramme abgeschlossen.

Die praktische Charakterisierung der Hybridantenne erfolgte durch Fourier-Transformations-Spektroskopie (Breitband-Frequenzverhalten) sowie durch Messung der Antennendiagramme sowohl im Direkt- als auch im Heterodynmodus des HEB.

7.1 Theoretische Hybridantennenmodelle

7.1.1 Ausgangspunkt und Motivation

Wie in Kapitel 5.2.2 beschrieben, wirkt die Kombination aus Planarantenne und Siliziumlinse wie eine einzelne beugungsbegrenzte Aperturantenne, deren Apertur stark von dem Linsendurchmesser beeinflusst wird. In Abbildung 7.1 sind exemplarisch die gemessenen Antennendiagramme einer Hybridantenne bei zwei verschiedenen Abständen der Signalquelle vom HEB

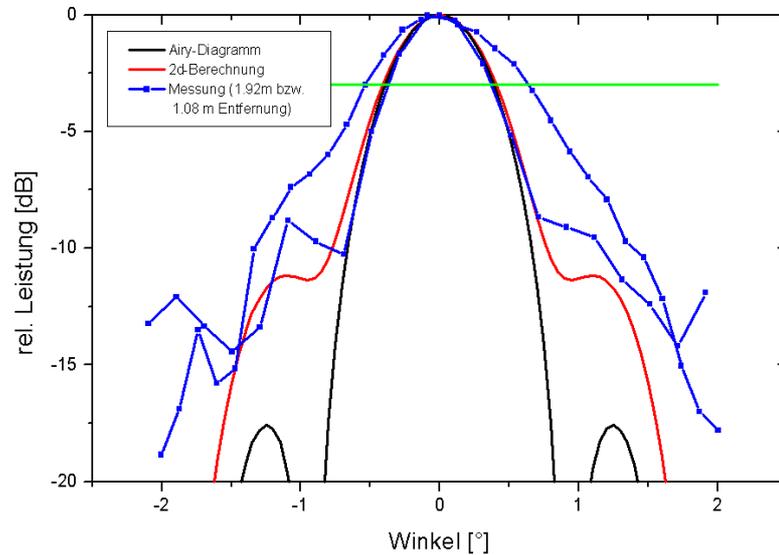


Abbildung 7.1: Antennendiagramm einer Hybridantenne bei einer Frequenz von 2,5 THz und zwei verschiedenen Abständen der Signalquelle. Zusätzlich sind nach zwei einfachen theoretischen Modellen errechnete Diagrammverläufe (rot und schwarz), sowie die -3 dB Linie (grün) eingezeichnet.

dargestellt: Das bei einem Abstand der Signalquelle von 1,92 m aufgezeichnete Diagramm (blau, mit Nebenkeulen bei ≈ -10 dB) zeigt die wichtigsten Charakteristika, die auch bei allen anderen gemessenen Antennendiagrammen mehr oder weniger stark ausgeprägt auftraten:

1. Nebenkeulen (hier bei ≈ -10 dB, bzw. ≈ -7 dB) mit verwaschener Struktur.
2. (geringfügige) Asymmetrie des Antennendiagrammes.
3. Abhängigkeit der Antennendiagramme vom Abstand der Signalquelle.
4. (Lineare) Abhängigkeit der Halbwertsbreite der Hauptkeule von der Wellenlänge (nicht in diesem Diagramm sichtbar).

Ein einfaches Modell, um die Antennendiagramme theoretisch zu beschreiben ist durch die Fernfeld-Intensitätsverteilung $I(\theta)$ gegeben, die sich bei

Beugung einer Ebenen Welle an einer kreisförmigen Apertur ergibt [118]:

$$I(\theta) = (2J_1(\nu)/\nu)^2 \quad \text{mit } \nu = (\pi \tan \theta d)/\lambda . \quad (7.1)$$

Dabei ist J_1 das erste Glied der Besselfunktion, θ der Beobachtungswinkel und d die effektive Beugungsapertur. Das durch dieses Modell errechnete Antennendiagramm ist in Abbildung 7.1 schwarz dargestellt: Die Hauptkeule beschreibt relativ gut die Messwerte, jedoch liefert das Modell zu niedrige Nebenkeulen bei -18 dB anstatt den gemessenen \approx -10 dB. Weiterhin liegen die Nebenkeulen bei zu grossen Winkeln und macht das Modell keinerlei Aussagen über Asymmetrien und Verschmierungen der Nebenkeulen wie sie vor allem bei dem Antennendiagramm, bei dem die Signalquelle 1,08 m entfernt war, sichtbar sind. Eine Abstandsabhängigkeit ist in diesem Modell - bis auf die Fernfeldeinschränkung - nicht vorhanden. Diese Fernfeldzone beginnt gemäss [119] in einem Abstand $R = 2D_{Ant}^2/\lambda$ wobei D_{Ant} die maximale geometrische Abmessung der Antenne ist.

Ein weiterer Nachteil dieses stark vereinfachenden Modelles ist die Wahl der Beugungsapertur d , die so gewählt werden muss, dass bestmögliche Kurvenanpassung erreicht wird. Bei der Linse mit 6 mm Radius betrug $d = 4,8$ mm - ein Wert für den es keinerlei theoretische Ableitung gibt. Damit ergibt sich eine Fernfeldgrenze von $R = 1,55$ m, so dass die Messung in 1,92 m Abstand im Fernfeld der Antenne stattfand und sich die dort auftretenden hohen Nebenkeulen nicht auf noch vorhandene Nahfeldeinflüsse zurückführen lassen.

Da die Systemgeometrie der Hybridantenne, die massgeblich durch die Erweiterungslänge L_{ext} gegeben ist, nicht in obiges Modell einfliesst, lag es nahe, ein weiterführendes Modell zu verwenden, bei dem etwaige Phasenfehler, die durch Abweichung von der Idealgeometrie auftreten, berücksichtigt werden. Zu diesem Zwecke wurde zunächst die Intensitäts- und Phasenverteilung der Planarantenne in einer Ebene senkrecht zur Strahlrichtung direkt unmittelbar ausserhalb der Linse mit Geometrischer Optik errechnet. Die Berechnung wurde für eine planare Spiralantenne durchgeführt deren Strahlungscharakteristik der Literatur entnommen [101] wurde. Dabei wurde angenommen, dass das Strahlungsdiagramm rotationssymmetrisch ist und sich das normierte Felddiagramm durch die Relation $E_{Spiralantenne}(\theta) = e^{-(\theta/38)^2}$ ausdrücken lässt.

Die Geometrische Optik-Berechnung führte auf eine scheibenförmige Intensitätsverteilung in der Ebene ausserhalb der Linse, deren Randdurchmesser als beugungsbegrenzende Apertur verwendet wurde. Die Beugung einer kreisförmigen Apertur bei gegebener Phasen- und Amplitudenverteilung wird durch das Kirchhoff-Helmholtz-Beugungsintegral beschrieben (die Strahlaustritts-

breitung erfolge entlang der positiven z -Achse) [118]:

$$\tilde{u}(r) = j2\pi N e^{-j\pi N(r/a)^2} \int_0^1 \frac{r_0 \tilde{u}_0(r_0) e^{-j\pi N(r_0/a)^2}}{a} J_0\left(\frac{2\pi N r r_0}{a^2}\right) d\left(\frac{r_0}{a}\right) . \quad (7.2)$$

Hierbei ist $\tilde{u}(r)$ die komplexe Feldamplitude im Abstand r von der Strahlachse in einer Entfernung $z - z_0$ von der Apertur, a der Aperturradius, $\tilde{u}_0(r_0)$ die komplexe Feldamplitude in der Aperturebene, z_0 die Position der Apertur, z die Position des Beobachtungsortes, J_0 die Besselfunktion Nullter-Ordnung und N die Fresnelzahl die gegeben ist durch $N = a^2 / ((z - z_0)\lambda)$.

Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Abbildung 7.1 rot dargestellt: Das gemessene Antennendiagramm wird wesentlich besser als durch das zuvor erläuterte Modell wiedergegeben; die Breite der Hauptkeule sowie die Lage und Höhe der Nebenkeulen werden deutlich besser beschrieben. Die Variation des Abstandes der Signalquelle von der Antenne zeigte auch eine Zunahme der Nebenkeulen bei Annäherung an die Linse, jedoch konnte die vorhandene Glättung der Nebenkeulenstruktur nicht vollständig beschrieben werden.

Dieses Modell liefert ohne weitere Annahmen einen beugenden Aperturradius und bietet eine einfache Möglichkeit, den Einfluss der Erweiterungslänge L_{ext} auf das Beugungsdiagramm zu untersuchen. Ein Nachteil ist jedoch die Vermischung von Geometrischer- und Beugungsoptik sowie die Beschränkung auf zwei Dimensionen bei der mathematischen Beschreibung.

Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein verbessertes theoretisches Modell entwickelt, bei dem lediglich innerhalb der Linse Geometrische Optik und für Bereiche ausserhalb Wellenoptik verwendet wird. Weiterhin ist das Modell dreidimensional, berücksichtigt die Fresnel-Koeffizienten an der Grenzschicht Linse/Vakuum sowie eine seitliche Verschiebung der Antenne aus dem Fokus - wie es bei nicht optimaler Montage der Substratchips der Fall ist - um daraus folgende Asymmetrien des Antennendiagrammes abschätzen zu können.

Die Bezeichnungen der Ebenen, für die die Antennendiagramme berechnet und gemessen wurden, werden folgendermassen definiert:

Die E-Ebene (oder „Horizontalebene“) wird durch den Richtungsvektor der Breite der Bolometerbrücke und den Normalenvektor der Planarantenne aufgespannt, die H-Ebene (oder „Vertikalebene“) schneide diese Ebene senkrecht in der Richtung des maximalen Signales der E-Ebene.

Die Spiralantennen waren bei den Messungen so ausgerichtet, dass der Richtungsvektor der Breite der Bolometerbrücke parallel zum optischen Tisch ausgerichtet war. Die Schlitze der Twin-Slot-Antennen waren bei sämtlichen Messungen in der Vertikalebene ausgerichtet.

7.1.2 3d-Modell der Aperturantenne

In diesem Kapitel wird das 3d-Modell, das für die Beschreibung der Antennendiagramme entwickelt wurde, erläutert. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird lediglich auf die zu Grunde liegenden physikalischen Überlegungen und nicht auf ihre entsprechende mathematische Umsetzung eingegangen. Die Berechnung erfolgte vollständig mit „Mathematica 3.0“ [110], der entsprechende Quelltext befindet sich im Anhang dieser Arbeit (Kapitel I). In Abbildung 7.2 ist das zu Grunde liegende Koordinatensystem mit den wichtigsten Bezeichnungen zu sehen: Das Zentrum der Planarantenne befindet sich im Punkt $(x_0, 0, -L_{ext})$, der Beobachtungspunkt P liege in Richtung positiver z -Achse. Die Linsengeometrie wird vereinfacht durch eine Kugel beschrieben, weiterhin wird davon ausgegangen, dass die Planarantenne nur in den durch $z > -L_{ext}$ gegebenen Halbraum abstrahlt.

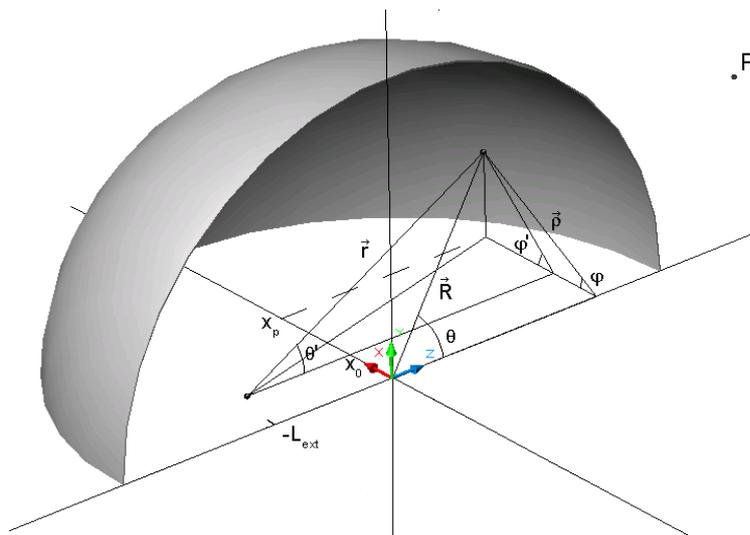


Abbildung 7.2: Den Berechnungen zu Grunde liegendes Koordinatensystem mit den wichtigsten Bezeichnungen. Die Linsengeometrie wird durch eine Kugel beschrieben, von der hier aus Gründen der Übersichtlichkeit nur ein Ausschnitt zu sehen ist.

Für die Berechnung der elektrischen und magnetischen Felder im Beobachtungspunkt P ist es zunächst erforderlich, die von der Antenne erzeugten Feldverteilungen auf der Linsenoberfläche zu kennen. Dazu muss die Verschiebung des Koordinatensystemes der Planarantenne - in dem ihre Strahlungscharakteristik beschrieben ist - zum Koordinatensystem der Linse, sowie die Polarisation der Strahlung berücksichtigt werden. Da es für die Spiral-

antenne keine theoretisch berechneten Antennenprofile gibt, wurde auf ein gemessenes Antennendiagramm [101] zurückgegriffen, das schon zuvor beschrieben wurde.

Als Polarisationsvektoren der Strahlung wurden die Einheitsvektoren e_θ und e_φ des Kugelkoordinatensystem verwendet. Ihre Amplituden sowie ihre Phasenverschiebung wurden als Parameter in das Mathematica-Programm aufgenommen.

Nach einer Parameterisierung der Linsenoberfläche in ρ und φ - wobei ρ den Abstand von der z-Achse und φ den Winkel des entsprechenden Abstandsvektors mit der x-y-Ebene beschreibt - ergibt sich die Feldverteilung an der Grenzfläche aus den Feldamplituden der entsprechenden Richtungen sowie durch Berücksichtigung der $1/r$ -Abhängigkeit der Amplitude. Die so berechneten elektrischen und magnetischen Felder werden nun in ihre Komponenten senkrecht und parallel zu Einfallsebene zerlegt und mit den entsprechenden Fresnel-Transmissionskoeffizienten multipliziert [92]:

$$\tau_{\perp} = \frac{2 \cos \vartheta_{ein}}{\cos \vartheta_{ein} + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \vartheta_{ein}}} , \quad (7.3)$$

$$\tau_{\parallel} = \frac{2 \left(\frac{n_2}{n_1}\right) \cos \vartheta_{ein}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos \vartheta_{ein} + \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \vartheta_{ein}}} . \quad (7.4)$$

$n_1 = 3,42$ ist hierbei der Brechungsindex von Silizium und $n_2 = 1$ der Brechungsindex des Vakuums. ϑ_{ein} beschreibt den Winkel unter dem die Strahlung auf die Linsenoberfläche einfällt.

Für die elektrischen und magnetischen Felder im Beobachtungspunkt P gelten folgende Gleichungen [120]:

$$\vec{E}(P) = \frac{-j}{4\pi\omega\epsilon_0} \int \int_S [(\vec{J}_s \nabla) \nabla + k_0^2 \vec{J}_s - j\omega\epsilon_0(\vec{M}_s \times \nabla)] \frac{e^{-jk_0 r}}{r} dS , \quad (7.5)$$

$$\vec{H}(P) = \frac{-j}{4\pi\omega\mu_0} \int \int_S [(\vec{M}_s \nabla) \nabla + k_0^2 \vec{M}_s - j\omega\mu_0(\vec{J}_s \times \nabla)] \frac{e^{-jk_0 r}}{r} dS . \quad (7.6)$$

Dabei sind \vec{J}_s und \vec{M}_s die elektrischen und magnetischen Stromdichten auf der dielektrischen Oberfläche, die mit den elektrischen bzw. magnetischen Feldstärken \vec{E} und \vec{H} folgendermassen verknüpft sind [119]:

$$\vec{J}_s = \hat{n} \times \vec{H} , \quad (7.7)$$

$$\vec{M}_s = -\hat{n} \times \vec{E} . \quad (7.8)$$

mit dem Normalenvektor \hat{n} der Linsenoberfläche.

Für die Berechnung der Feldverteilung im Fernfeld lassen sich nun mehrere Vereinfachungen machen: Zunächst führt eine Beschränkung der Berechnung auf Bereiche $r > 10D$ zu einer Vernachlässigung der Terme mit einer $(1/r)^2$ - bzw. $(1/r)^3$ -Abhängigkeit und der Richtungsvektor \hat{e}_r von der Linsenoberfläche zum Beobachtungspunkt kann im Fernfeld durch den Richtungsvektor \hat{e}_R des Koordinatenursprunges zum Beobachtungspunkt P ersetzt werden. Weiterhin kann die Entfernung r von der Linsenoberfläche zum Beobachtungspunkt durch den Abstand R des Ursprunges zu P in den Amplitudentermen und durch $R - r_s \cos \psi$ in den Phasentermen ersetzt werden, so dass sich Gleichung 7.5 auf

$$\vec{E}(P) = \frac{-j\omega\epsilon_0 e^{-jk_0 R}}{4\pi R} \int \int_S [\vec{J}_s - (\vec{J}_s \hat{e}_R) \hat{e}_R + \frac{1}{Z_0} (\vec{M}_s \times \hat{e}_R)] e^{jk_0 r_s \cos \psi} dS \quad (7.9)$$

reduziert. Dabei ist S die Linsenoberfläche, r_s der Abstand der Oberflächenströme vom Koordinatenursprung und ψ der Winkel zwischen \hat{e}_{r_s} und \hat{e}_r . Das magnetische Feld ist mit dem elektrischen Feld durch

$$\vec{H}(P) = \frac{\vec{E}(P) \times \hat{e}_R}{Z_0} \quad (7.10)$$

verknüpft. Da die zweidimensionale Integration ein sehr zeitintensiver Prozess ist, erfolgte eine Vereinfachung der Gleichung 7.9 mittels Fouriertransformation. Dies geschieht zunächst durch Verwendung eines Ausdruckes für das elektrische Feld, der gegeben ist durch [121]:

$$\vec{E}(P) = c_1 \int \int_S \vec{N} e^{jk_0 r_s \cos \psi} dS, \quad (7.11)$$

mit den beiden Neudefinitionen:

$$c_1 = \frac{-j\omega\mu_0 e^{-jk_0 R}}{4\pi R}, \quad (7.12)$$

$$\vec{N} = \vec{J}_s - (\vec{J}_s \hat{e}_R) \hat{e}_R + \frac{\vec{M}_s \times \hat{e}_R}{Z_0}. \quad (7.13)$$

Die Integration erfolgt über die Oberfläche einer Kugel mit einem Durchmesser D . Dies ergibt unter Berücksichtigung der erforderlichen Transformationen für den Koordinatenübergang in Polarkoordinaten:

$$\vec{E}(P) = \int_0^{2\pi} \int_0^{D/2} \vec{G}(\rho, \varphi) e^{jk_0 r_s \cos \psi} d\rho_s d\varphi_s \quad (7.14)$$

mit

$$\vec{G} = \vec{N} c_1 \rho_s \frac{D}{2\sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2 - \rho_s^2}} . \quad (7.15)$$

Der letzte Faktor berücksichtigt dabei die Kugelgeometrie der Linse. Wählt man als Kugelkoordinaten für die Punkte auf der Linsenoberfläche $(R_s, \vartheta_s, \varphi_s)$ und für die Kugelkoordinaten des Beobachtungspunktes $\vec{P}(P, \xi, \eta)$ so wird Gleichung 7.14 zu:

$$\vec{E}(P) = \int_0^{2\pi} \int_0^{D/2} e^{jk_0 R \cos \vartheta_s \cos \xi} \vec{G}(\rho_s, \varphi_s) e^{jk_0 \rho_s \sin \xi \cos(\eta - \varphi_s)} d\rho_s d\varphi_s . \quad (7.16)$$

In dem nun folgenden Schritt wird nur eine Komponente des elektrischen Feldes betrachtet - hier die x-Komponente - die anderen Komponenten können in identischer Weise behandelt werden: Es wird eine neue Variable eingeführt, die in eine Fourierserie entwickelt wird, wobei sich die Koeffizienten ω_m durch eine Fast-Fourier-Transformation bestimmen lassen:

$$W(\rho_s, \varphi_s) = e^{jk_0 R \cos \vartheta_s \cos \xi} \vec{G}_x(\rho_s, \varphi_s) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \omega_m(\rho_s) e^{jm\varphi_s} . \quad (7.17)$$

Eine Rücksubstitution in Gleichung 7.16 ergibt nun für die x-Komponente des elektrischen Feldes:

$$E_x(P) = \int_0^{2\pi} \int_0^{D/2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \omega_m(\rho_s) e^{jm\varphi_s} e^{jk_0 \rho_s \sin \xi \cos(\eta - \varphi_s)} d\rho_s d\varphi_s . \quad (7.18)$$

Durch Verwendung der allgemeinen Relation für die Besselfunktion m -ter Ordnung

$$J_m(u) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{j(u \sin \varphi_s - m\varphi_s)} d\varphi_s \quad (7.19)$$

und Variablenumbenennung erhält man nach einiger Umformung:

$$E_x(P) = 2\pi \int_0^{D/2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \omega_m(\rho_s) J_{-m}(k_0 \rho_s \sin \xi) e^{jm(\pi/2 - \eta)} d\rho_s \quad (7.20)$$

Für die Durchführung der Fourierzerlegung würden theoretisch unendlich viele Terme benötigt. Berechnungen und Ergebnisse aus [91] zeigen jedoch, dass in Abhängigkeit von ρ_s 11-15 Fourierterme ausreichend sind, um die Funktion W zu beschreiben. Die numerische Berechnung von Gleichung 7.20 mit „Mathematica 3.0“ gestaltete sich sehr rechenzeitintensiv. Eine Berechnung bei einem ρ_s -Gitterraster von $100 \mu\text{m}$ benötigte auf einem Rechner mit einer Prozessorgeschwindigkeit von $500 \text{ MHz} \approx 60 \text{ Stunden}$.

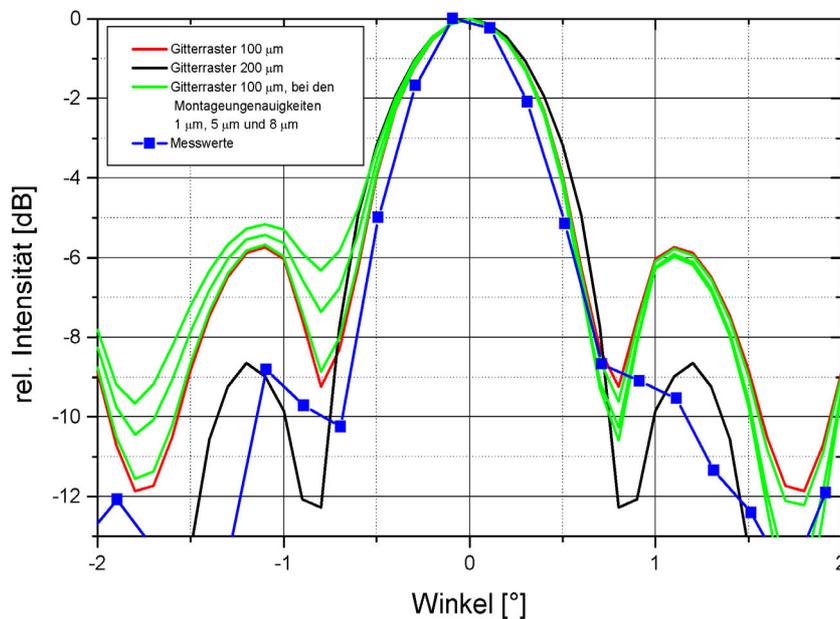


Abbildung 7.3: Berechnetes Antennendiagramm bei zwei unterschiedlichen Gitterweiten, unterschiedlicher Auslenkung vom Brennpunkt (=Montageungenauigkeit), sowie die bereits in Abbildung 7.1 dargestellten Messwerte der Hybridantenne im Abstand 1,92 m.

7.1.3 Berechnungen

In Abbildung 7.3 sind einige Ergebnisse des im vorigen Kapitel beschriebenen theoretischen Modells der Hybridantenne zu sehen. Zunächst ist anzumerken, dass es auf Grund der langen Rechendauer nicht möglich war, die Parameter „Anzahl der Fourierkoeffizienten“ und „ ρ_s -Gitterraster“ hinreichend gut zu optimieren. Die Ergebnisse konvergierten sehr gut bei Verwendung von 15 Fourierkoeffizienten, jedoch konnte keine Konvergenz bei Verringerung der Gitterweite erzielt werden. In Abbildung 7.3 sind die Ergebnisse für eine Gitterrasterung von 200 μm bzw. 100 μm dargestellt, die sich deutlich in der Höhe der Nebenkeulen unterscheiden. Ähnliche Diskrepanzen traten bei einer Gitterrasterung von 400 μm , 300 μm und 50 μm auf - die Berechnung für ein 20 μm Rasterung war zu zeitintensiv und musste nach einer Woche Rechenzeit abgebrochen werden.

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen jedoch eine prinzipiell bessere Eignung des verwendeten theoretischen Modelles gegenüber den in Kapitel 7.1.1 beschriebenen Modellen: die Nebenkeulen befinden sich an der gemessenen Position und sind kaum verwaschen. Ihre Höhe stimmt zwar nicht mit den Messwerten überein, jedoch zeigen die in den nachfolgenden Kapiteln durchgeführten Messungen, dass die Höhe der Nebenkeulen mit dem Antennentyp variiert. Dies deutet darauf hin, dass das Strahlungsdiagramm der Planarantenne eine wichtige Rolle beim Zustandekommen des Antennendiagrammes der Hybridantenne spielt. Bei den beobachteten Abweichungen zwischen Berechnung und Messung muss daher berücksichtigt werden, dass nur ein unzureichend bekanntes Strahlungsdiagramm der planaren Spiralantenne verwendet und die Annahme einer zirkularen Polarisierung ihrer Strahlung gemacht wurde. Eine Abstandsabhängigkeit, wie sie bei den Messungen zu beobachten ist, konnte nicht festgestellt werden. Dies lässt darauf schließen, dass die verwendete Signallampe keine hinreichend gute Punktquelle ist und somit bei kleineren Entfernungen Einfluss auf das Antennendiagramm hat. Durch Faltung der berechneten Antennendiagramme mit einem - angenommenen - Strahlprofil der Lampe werden die Nebenkeulen mit abnehmender Entfernung der Signallampe unschärfer, was in guter Übereinstimmung mit den Messwerten ist.

Die theoretischen Berechnungen zeigen weiterhin einen Einfluss der Montagegenauigkeit auf das Antennendiagramm, was eine mögliche Erklärung für beobachtete Asymmetrien in den gemessenen Antennendiagrammen ist.

7.2 Spektrale Charakterisierung der Planarantennen

Mit zunehmender Frequenz für die die Hybridantenne ausgelegt wird, nimmt die Grösse der Spiralantennengeometrie ab und es wird zunehmend schwieriger die Leistungsfähigkeit der Antenne abzuschätzen. Aus diesem Grunde ist es erforderlich, die Frequenzbandbreite der Antenne experimentell zu bestimmen. Eine gewöhnlich für diese Art der Messung verwendete Methode ist die Fourier-Transformations-Spektroskopie (FTS) [122–124].

7.2.1 Grundlagen

Das Funktionsprinzip eines Fourier-Transformations-Spektrometers ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Es beruht im Wesentlichen auf einem Michelson Interferometer, bei dem nur ein Spiegel feststehend ist. Bewegt man den anderen Spiegel und zeichnet die daraus resultierende Signalintensität in D in

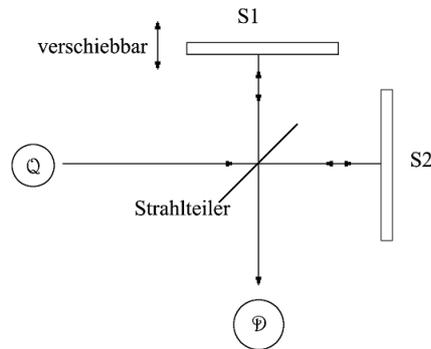


Abbildung 7.4: Funktionsprinzip eines Fourier-Transformations-Spektrometers (FTS): Ein Spiegel eines Michelson-Interferometers wird während der Messung des Signales in D bewegt. Das so detektierte Messsignal ermöglicht durch Fouriertransformation Rückschlüsse auf die spektrale Zusammensetzung der Quelle Q zu ziehen.

Abhängigkeit von der Spiegelposition, d. h. als Funktion der Zeit auf, erhält man ein Interferogramm. Dieses Interferogramm (Signal-Zeit-Kurve) wird anschliessend durch Fouriertransformation in ein Frequenzspektrum umgewandelt und liefert die spektrale Zusammensetzung der Quelle Q [125, 126]. Bei dem verwendeten FTS wurde als Quelle das Licht einer Quecksilber UV-Lampe verwendet, das durch einen Hohlspiegel fokussiert wurde. Der Strahlteiler bestand aus einer $12,5 \mu\text{m}$ dicken Mylarfolie, der Spiegel wurde mit Hilfe eines Schrittmotors bewegt.

Messungen der Intensität des Ausgangsstrahles des FTS mit einer Golayzelle zeigten, dass der Strahl sehr breit ist - ungefähr 1 cm am Ausgangsfenster des FTS. Im Gegensatz dazu ist das Antennenprofil über das die Strahlung in das HEB eingekoppelt wird sehr schmal (einige wenige Grad, siehe Messungen in Kapitel 7.3). Aus diesem Grunde ist die Einkopplung des FTS-Ausgangsstrahles in das Bolometer sehr schlecht, was bei dieser direkten Detektionsmethode in einem schwachen und verrauschten Ausgangssignal resultiert. Durch Verwendung geeigneter Linsen am Spektrometerausgang konnte das Signal-Rauschverhältnis verbessert werden.

Für eine weitere Verbesserung der Empfindlichkeit wurden zusätzlich mehrere Spektren - typischerweise zehn oder mehr - aufgenommen, die anschliessend gemittelt wurden.

Um die Planarantennen im THz-Bereich zu charakterisieren, wurden die Spektren mehrerer NbN-HEB Mischer bei denen zwei davon in planare Spiralantennen, sowie drei davon in planare Twin-Slot-Antennen jeweils unter-

schiedlicher Geometrie integriert wurden, untersucht. Die Mischer wurden jeweils auf die Rückseite der schon zuvor in Kapitel 5.2.2 ausführlich beschriebenen Si-Linse geklebt, die in einen Kupferhalter geklemmt und auf die Kaltplatte des Kryostates montiert wurde.

Der Arbeitspunkt des HEB wurde durch den DC-Versorgungsstrom in den Bereich des supraleitenden Überganges gelegt.

7.2.2 Spiralantennen

Die grundlegende Geometrie der beiden untersuchten Spiralantennen ist Abbildung 6.1 und Kapitel 5.2.4 zu entnehmen, die wichtigsten geometrischen Parameter sind in Tabelle 6.1 zusammengetragen.

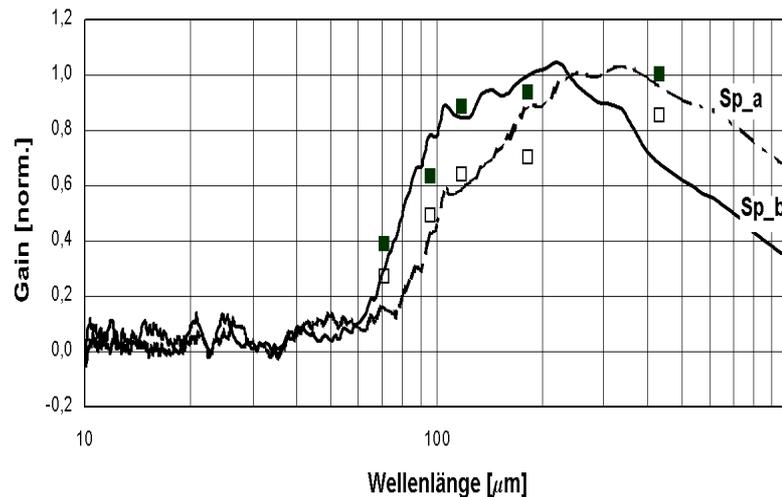


Abbildung 7.5: FTS Spektrum der logarithmischen Spiralantennen Sp_a und Sp_b , sowie die entsprechenden normierten Rauschtemperaturwerte. Die ausgefüllten Rechtecke gehören zur Spiralantennengeometrie Sp_b .

Beide Spiralantennen haben einen äusseren Durchmesser von $\approx 130 \mu m$. Die Abweichung von der idealen Spiralforn im Innenraum - die für das Hochfrequenzverhalten bestimmend ist - erfolgt bei der Antenne „ Sp_a “ in einem Abstand von $5,8 \mu m$ und bei Antenne „ Sp_b “ in einem Abstand von $2 \mu m$ vom Zentrum.

Abbildung 7.5 zeigt das FTS-Spektrum beider Spiralantennen mit entsprechend normierten Rauschtemperaturwerten bei den gemessenen Frequenzen.

Bezeichnung	Schlitzlänge L [μm]	Schlitzabstand S [μm]	Schlitzbreite W [μm]	a [μm]	b [μm]	f_0 [THz]
TW1	62	32	4	2	4	1,6
TW2	40	21	2,2	2,2	3,3	2,5
TW3	33,6	20	2,6	2	4	2,9
TW4	46	24	3	2,2	3,3	2,2
TW5	33,6	17,5	2,4	2	3	2,9

Tabelle 7.1: Geometrische Parameter der untersuchten Twin-Slot Antennen sowie die jeweiligen theoretischen Resonanzfrequenzen f_0 .

Die FTS-Spektren zeigen eine gute Übereinstimmung mit den gemessenen Rauschtemperaturen.

Der Durchmesser D des Innenkreises, an dem die Spiralarme terminiert sind, bestimmt die obere Grenzfrequenz. Daher sollte auf Grund der vorhandenen Geometrie beider Antennen die Grenzfrequenz von Sp_b nahezu zweimal so gross wie die Grenzfrequenz von Antenne Sp_a sein. Die gemessenen Daten zeigen keine so starke Abhängigkeit der Grenzfrequenz von der Innenkreisgeometrie was in Übereinstimmung mit den in Kapitel 6.3.2 beschriebenen Rauschtemperaturmessungen ist.

Unterhalb von ungefähr $100 \mu\text{m}$ Wellenlänge fällt das FTS-Spektrum von Sp_b steiler als dasjenige von Sp_a ab, was teilweise durch die ansteigende Absorption des Quarzfilters in diesem Wellenlängenbereich erklärt werden kann.

7.2.3 Doppelschlitz-Antennen

Die spektralen Eigenschaften dreier verschiedener Twin-Slot Antennen sind in Abbildung 7.6 zu sehen. Zusätzlich zu dem FTS Spektrum sind für die Antenne vom Typ TW3 normierte Rauschtemperaturwerte eingezeichnet, die sehr gut mit dem FTS Spektrum übereinstimmen.

Ein Vergleich der in den gemessenen Spektren sichtbaren Resonanzfrequenzen, mit den in Tabelle 7.1 gemäss den allgemeinen Konstruktionsparametern für Twin-Slot-Antennen - $L=1,95 S$ und $L = 0,33 \lambda_0$ [127] - berechneten Resonanzfrequenzen zeigt Abweichungen bei Frequenzen oberhalb 2 THz. Die Messungen zeigen, dass in diesem Spektralbereich die Schlitzlänge, sowie der Schlitzabstand mit zunehmender Wellenlänge gegenüber den theoretischen Vorgaben verringert werden müssen, um die benötigten Resonanzfrequenzen zu realisieren.

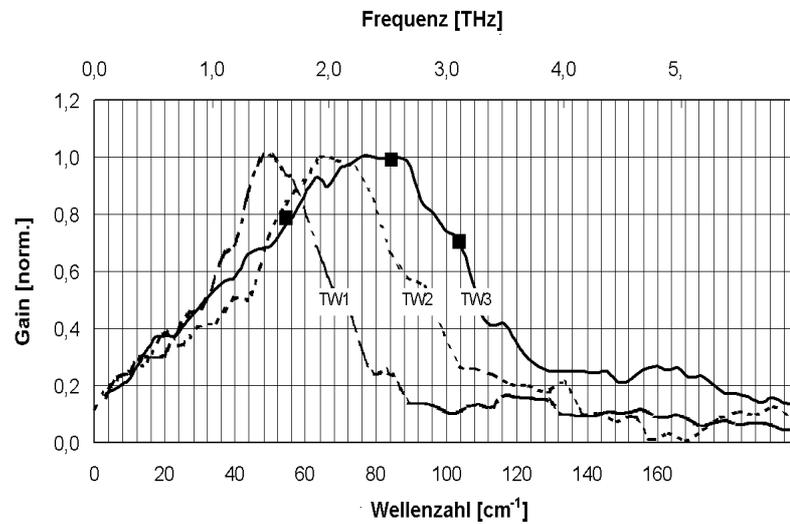


Abbildung 7.6: FTS Spektrum dreier Doppelschlitz-Antennen sowie normierte Rauschtemperaturen (schwarze Quadrate) für die Antennengeometrie TW3.

7.3 Antennendiagramme (Direktdetektion)

Für verschiedene Hybridantennen wurden die Leistungs-Antennendiagramme in Direktdetektion bei den Frequenzen 0,7 THz, 1,4 THz, 1,6 THz, 2,5 THz, 3,1 THz und 4,3 THz gemessen. Dazu wurde die Temperatur des HEB knapp unterhalb der supraleitenden Übergangstemperatur der Mikrobrücke gebracht, das HEB mit konstantem Strom gespeist und in den linearen Bereich des Überganges gebracht. Der Kryostat mit dem HEB befand sich auf einem drehbaren Tisch im Fernfeld des optisch gepumpten FIR-Lasers. Die Planarantenne befand sich auf einer Siliziumlinse mit 6 mm Durchmesser, die Bolometerbrücke im Innern der Spiralantenne lag im Zentrum der Drehvorrichtung. Die Laserstrahlung wurde periodisch unterbrochen und das Signal des HEB mit einem Lock-In Verstärker detektiert und als Funktion des Rotationswinkels aufgezeichnet. Die Drehachse lag parallel zur Längsrichtung der Bolometerbrücke. Die Polarisation der einfallenden Strahlung wurde durch ein Drahtgitter eingestellt.

Typische Messungen bei verschiedenen LO-Frequenzen sind in den Diagrammen 7.7 und 7.8 zu sehen: Die erste Nebenkeule ist bei einer Frequenz von 2,5 THz am niedrigsten, welches die Frequenz ist, für die die Hybridantenne optimiert wurde. Bei davon abweichenden Wellenlängen steigt das Niveau

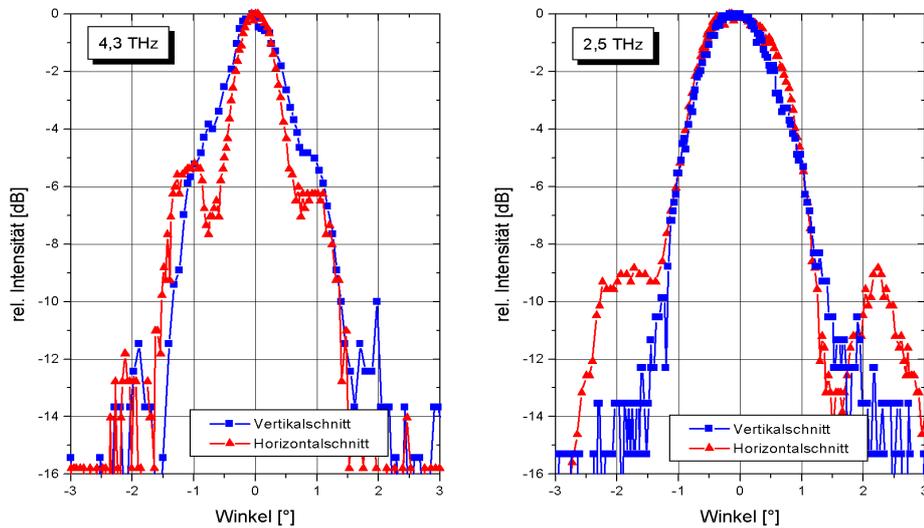


Abbildung 7.7: Antennendiagramme der Hybridantenne „Spiralantenne + 6 mm-Linse“ bei unterschiedlichen LO-Frequenzen. Links: 4,3 THz; Rechts: 2,5 THz.

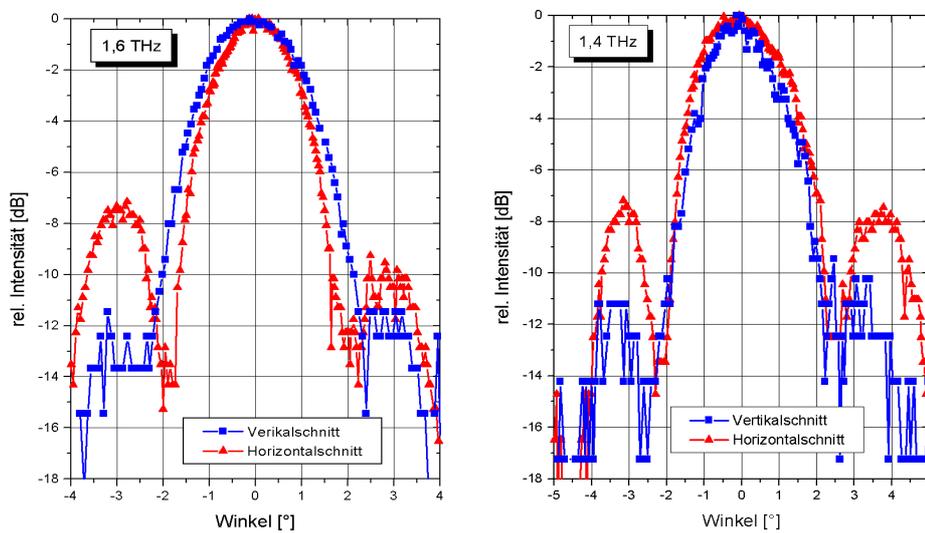


Abbildung 7.8: Antennendiagramme der Hybridantenne „Spiralantenne + 6 mm-Linse“ bei unterschiedlichen LO-Frequenzen. Links: 1,6 THz; Rechts: 1,4 THz.

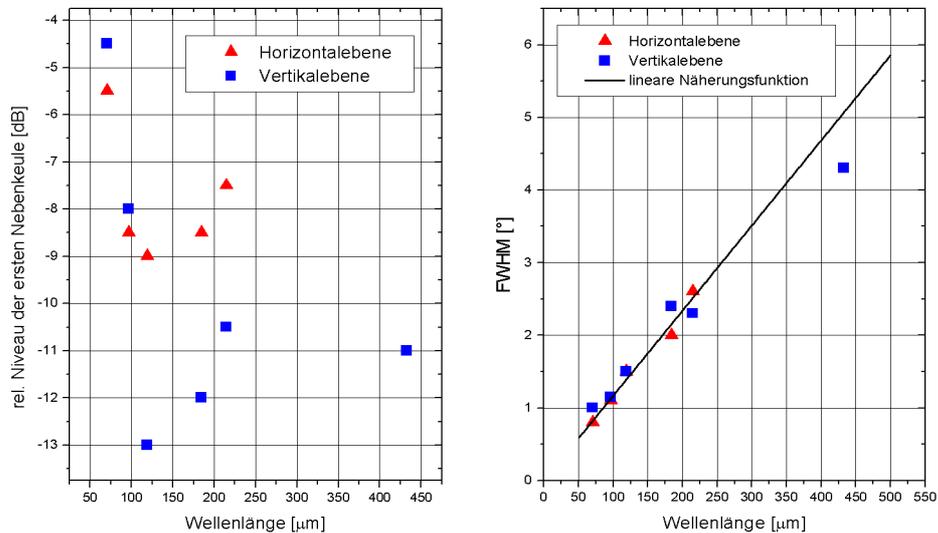


Abbildung 7.9: Links: Niveau der ersten Nebenkeulen als Funktion der Wellenlänge für die Vertikal- und Horizontalebene. Rechts: Die „Volle Halbwertsbreite“ (FWHM) der Antennendiagramme als Funktion der Wellenlänge sowie dazugehörige lineare Näherungsfunktion.

der Nebenkeulen an. Dieser Zusammenhang ist gut in der linken Hälfte von Abbildung 7.9 zu sehen, in der sämtliche Nebenkeulenniveaus über der Wellenlänge aufgetragen sind.

Die Messergebnisse widersprechen dem in Abschnitt 7.1.1 erwähnten einfachen Beugungsmodell einer Ebenen Welle an einer kreisförmigen Apertur, das deutliche niedrigere Nebenkeulen bei -18 dB liefert. Weiterhin ist in Diagramm 7.9 sehr gut die Asymmetrie der Antennendiagramme in den Vertikal- und Horizontalebene zu erkennen. Ursache hierfür ist möglicherweise ein nicht rotationssymmetrisches Strahlungsdiagramm der Spiralantenne.

Die rechte Hälfte von Abbildung 7.9 zeigt die „Volle Halbwertsbreite“ (FWHM) der Antennendiagramme als Funktion der Wellenlänge in den Vertikal- und Horizontalebene. Die eingezeichnete Ausgleichsgerade zeigt eine gute lineare Anpassung an die Messdaten - die Breite der Hauptkeule steigt also linear mit der Wellenlänge an.

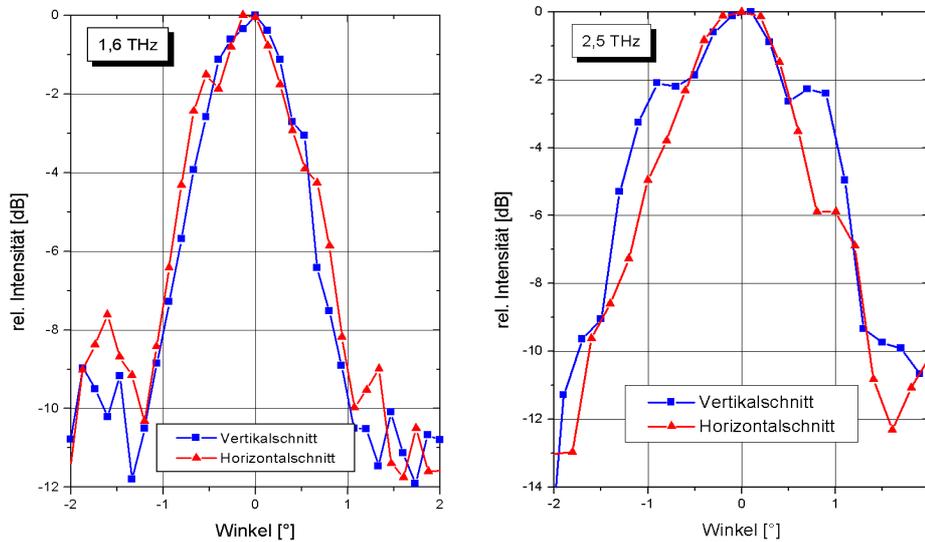


Abbildung 7.10: Antennendiagramme der Twin-Slot Antenne TW2 bei unterschiedlichen LO-Frequenzen. Links: 1,6 THz; Rechts: 2,5 THz.

7.4 Antennendiagramme in Heterodyndetektion

Der für die Heterodynmessungen verwendete Versuchsaufbau ist in Kapitel 5.3 beschrieben. Das Ausgangs-Heterodynsignal wurde computerunterstützt als Funktion der Position der Quelle aufgezeichnet. Im Gegensatz zu den Direktmessungen wurden bei diesen Messungen die Planarantennen auf eine mit Parylene antireflexbeschichtete Siliziumlinse mit 12 mm Durchmesser aufgeklebt.

Die Antennendiagramme der Twin-Slot Antenne TW2 sind in Abbildung 7.10 zu sehen. Die -3 dB Strahlbreite betrug bei 1,6 THz sowohl in der Vertikal- als auch in der Horizontalebene $\approx 1,1^\circ$. Bei dieser Frequenz waren die Antennendiagramme symmetrisch und die Nebenkeulen lagen bei ungefähr -9 dB. Mit Zunahme der Frequenz auf 2,5 THz ist ein starkes Anwachsen der Nebenkeulen zu beobachten. Möglicherweise ist dies schon auf parasitäre Impedanzen zurückzuführen: Bei hohen Frequenzen werden die benötigten geometrischen Dimensionen der Twin-Slot Antenne vergleichbar mit der Größe der eingebetteten ZF-Beschaltung. Dies erzeugt parasitäre Impedanzen und zerstört die Kopplung zwischen der Antenne und dem eingebetteten Schaltkreis [123].

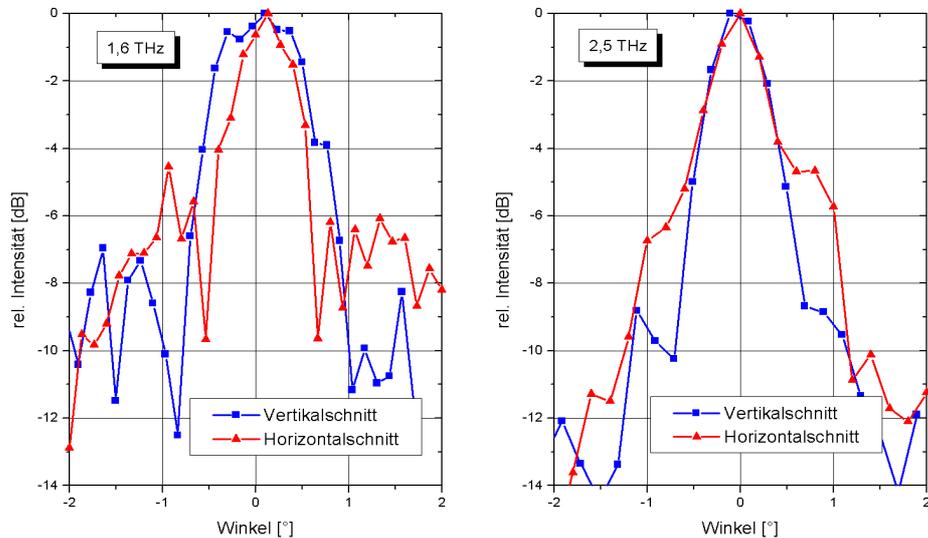


Abbildung 7.11: Antennendiagramme der Spiralantenne Sp_a bei unterschiedlichen LO-Frequenzen. Links: 1,6 THz; Rechts: 2,5 THz.

Auffällig ist weiterhin, dass die Nebenkeulen im Vertikalschnitt deutlich stärker als in Horizontalrichtung mit der Frequenz anwachsen.

Die logarithmische Spiralantenne Sp_a (Abbildung 7.11) hat bei einer Frequenz von 2,5 THz eine -3 dB Breite von $\approx 0,8^\circ$. Die Nebenkeulen in Vertikal- bzw. Horizontalrichtung liegen bei -9 dB, bzw. -5 dB. Bei einer Frequenz von 1,6 THz beträgt die Halbwertsbreite $\approx 0,9^\circ$, wobei es Unterschiede zwischen Vertikal- und Horizontalschnitt gibt. Ursache hierfür sind möglicherweise Störungen bei der Messung, die auch das Gesamtbild des Antennendiagrammes unregelmässiger als bei 2,5 THz erscheinen lassen.

Die Nebenkeulen der logarithmische Spiralantenne Sp_b (Abbildung 7.12) liegen bei einer LO-Frequenz von 1,6 THz bei -10 dB, das Antennendiagramm ist symmetrisch und die Halbwertsbreite beträgt $0,9^\circ$. Bei 2,5 THz ist das Strahlprofil weiterhin symmetrisch, die Nebenkeulen steigen auf -5 dB an und die -3 dB Breite beträgt $0,8^\circ$. Zwischen der Strahlbreite in den beiden hauptelliptischen Ebenen bestand eine geringfügige Differenz von 15 %. Die Halbwertsbreiten der beiden Spiralantennen sind bei beiden Frequenzen gleich und kleiner als bei der Twin-Slot Antenne TW2.

Die relativen Intensitäten der Nebenkeulen für verschiedene Antennengeometrien sind in Tabelle 7.2 zusammengestellt: Bei den beiden Antennen TW2 und Sp_a ist ein unterschiedlich starkes Anwachsen der Nebenkeulen zu beob-

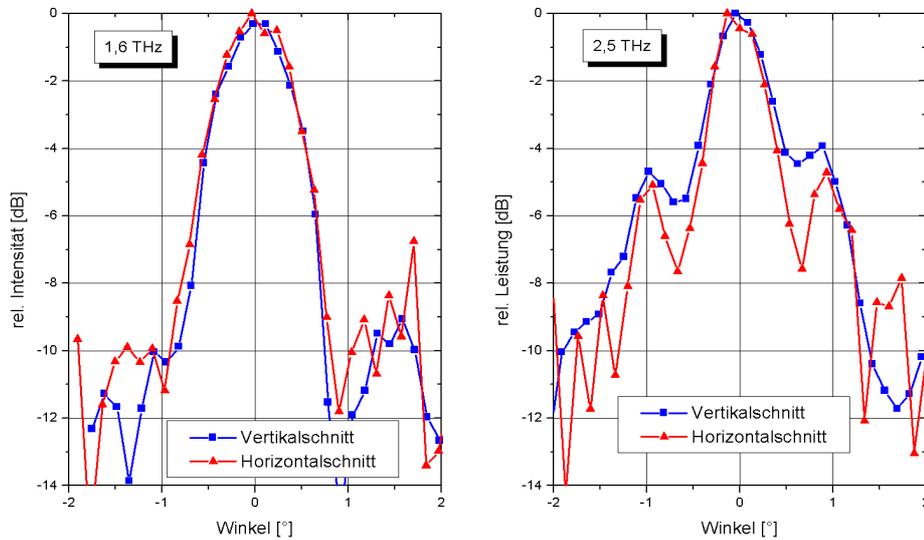


Abbildung 7.12: Vertikal- und Horizontal-Antennenprofile der Spiralantenne Sp_b bei den LO-Frequenzen 1,6 THz und 2,5 THz.

achten. Möglicherweise kommt dies durch eine starke, asymmetrische Änderung des Antennendiagrammes der Planarantennen bei Überschreitung der Grenzfrequenzen zu Stande. Die Grenzfrequenzen beider Antennen liegen bei ≈ 2 THz (siehe Diagramm 7.6) bzw. $\approx 1,6$ THz (siehe Gleichung 6.1). Die Grenzfrequenz der Spiralantenne Sp_b liegt bei ≈ 3 THz.

Die Nebenkeulen liegen bei einer Frequenz von 1,6 THz niedriger als bei einer Frequenz von 2,5 THz was darauf hindeutet, dass sich die vorhandene Erweiterungslänge besser für niedrige Frequenzen eignet. Eine ausführliche Vermessung der vorhandenen geometrischen Gegebenheiten, d. h. des vorhandenen Linsendurchmessers und der Dicke mehrerer Substrate, ergab eine vorhandene Erweiterungslänge von $L_{ext} = (2,475 \pm 0,019)$ mm. Die „ideale mathematische“ Erweiterungslänge gemäss Kapitel 5.2.3 beträgt 2,676 mm und gemäss [93] $(2,810 \pm 0,128)$ mm. Demnach ist die vorhandene Erweiterungslänge in beiden Fällen zu gering und besser für 1,6 THz geeignet - hierfür ist $L_{ext} = (2,560 \pm 0,128)$ mm [93], was in Einklang mit den durchgeführten Messungen ist.

Dies deutet darauf hin, dass durch eine Vergrößerung der Erweiterungslänge eine Minimierung der vorhandenen Nebenkeulenniveaus erzielt wird, wodurch sich das Verhalten der Hybridantenne optimieren liesse.

Frequenz [THz]	rel. Intensität der Nebenkeulen [dB]							
	S_{p_a}		S_{p_b}		TW2		TW3	
	hor.	vert.	hor.	vert.	hor.	vert.	hor.	vert.
1,6	-6	-8	-10	-10	-8	-9	-	-
2,5	-5	-9	-5	-5	-6	-2	-6	-2

Tabelle 7.2: Höhe der Nebenkeulen unterschiedlicher Antennengeometrien.

7.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde ein theoretisches Modell zur Beschreibung der Antennencharakteristik der Hybridantenne entwickelt. Diese Modell berücksichtigt die Systemgeometrie der Hybridantenne und verwendet für Bereiche innerhalb der Linse Geometrische Optik und für Bereiche ausserhalb Wellenoptik. Das Modell ist dreidimensional, berücksichtigt die Fresnel-Koeffizienten an der Grenzschicht Linse/Vakuum sowie eine seitliche Verschiebung der Antenne aus dem Fokus - wie es bei nicht optimaler Montage der Substratchips der Fall ist - und ermöglicht es so, daraus folgende Asymmetrien des Antennendiagrammes abzuschätzen. Die durchgeführten theoretischen Berechnungen sind prinzipiell in der Lage, die Höhe und Position der Nebenkeulen der gemessenen Antennendiagramme zu beschreiben.

Mit Hilfe von FTS-Messungen wurde das Breitband-Frequenzverhalten von Doppelschlitzen- und Spiralantennen untersucht. Die Messergebnisse sind in gutem Einklang mit Rauschtemperaturmessungen bei ausgewählten Frequenzen.

Sowohl die Direkt- als auch die Heterodynmessungen der Antennendiagramme zeigen eine Frequenzabhängigkeit der Höhe der Nebenkeulen. Bei der Direktmessung lag das Minimum der Nebenkeule bei 2,5 THz, der Frequenz für die die Hybridantenne optimiert war. Bei der Heterodynmessung sind die Nebenkeulen bei 1,6 THz niedriger als bei 2,5 THz. Dies deutet auf eine möglicherweise ungünstige Wahl der Erweiterungslänge bei der 12 mm Linse hin, mit der diese Messungen gemacht wurden, was in Einklang mit den vorhandenen geometrischen Gegebenheiten und bestehenden theoretischen Modellen ist.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden NbN-Hot Electron Bolometer ausführlich charakterisiert und ihre Tauglichkeit als Mischer in einem Terahertz-Heterodynempfänger durch Messung einer Methanolemissionslinie bei 2,5 THz demonstriert.

Mit Hilfe von rasterkraftmikroskopischen Untersuchungen konnten Erkenntnisse über die Oberflächenbeschaffenheit der verwendeten NbN-Filme sowie der Substrate gewonnen werden: Die ultradünnen NbN-Filme, die Ausgangsbasis für die Fabrikation der HEB sind, sowie die Silizium- und MgO-Substrate, zeigten grosse Schwankungen in der Oberflächenbeschaffenheit. An manchen Stellen besteht daher die Möglichkeit, dass der NbN-Film der Mikrobrücke nicht vollständig geschlossen ist und so die (supra-)leitenden Eigenschaften des Filmes beeinträchtigt werden. Dies könnte möglicherweise Ursache für unterschiedliche radiometrische Empfindlichkeiten von im gleichen Herstellungsprozess produzierten Bolometern sein.

Um die HEB bis zu einem Frequenzbereich von 5,2 THz charakterisieren zu können, war der Bau eines optisch gepumpten FIR-Lasers erforderlich. Der Pump laser wurde dabei durch einen auf mehreren Linien abstimmbaren CO_2 -Laser mit einer maximalen Ausgangsleistung von ≈ 49 W im Dauerstrichbetrieb realisiert, als Resonatoren des FIR-Lasers kamen sowohl ein Ring- als auch ein Stehwellenresonator zum Einsatz.

Radiometrische Messungen von HEB mit unterschiedlicher Geometrie zeigten eine Abhängigkeit der Rauschtemperatur sowohl von der Brücken- als auch von der Antennengeometrie: Bolometerbrücken mit grösseren geometrischen Abmessungen zeigten niedrigere Rauschtemperaturwerte als kleinere Bolometerbrücken. Für die Einkopplung von hochfrequenter Strahlung ist das Abweichen der Antennengeometrie von der idealen Spiralf orm in ihrem Zentrum von grosser Bedeutung. Die Verwendung grosser Brückenabmessungen kann daher als Richtlinie für das Design von empfindlichen HEB angesehen

werden, wobei für die Konstruktion von Hochfrequenzantennen jedoch der im Innenbereich der Antennenarme zur Verfügung stehende Platz berücksichtigt werden muss.

Die beste gemessene Rauschtemperatur bei einer LO-Frequenz von 2,5 THz und einer Zwischenfrequenz von 1,5 GHz (bei einer Bandbreite von 75 MHz) betrug 1600 K.

Die ausführliche Charakterisierung der Hot Electron Bolometer hinsichtlich der für den praktischen Einsatz relevanten Eigenschaften, ergab eine für astronomische Anwendungen oder atmosphärische Untersuchungen ausreichende Leistungsfähigkeit:

- Die gemessene ZF-Bandbreite der Bolometer betrug bei den drei gemessenen LO-Frequenzen 1,6 THz, 2,5 THz und 3,1 THz jeweils 6,8 GHz.
- Die für den Betrieb des HEB erforderliche LO-Leistung ist in guter Übereinstimmung mit Vorhersagen aus bestehenden theoretischen Modellen und beträgt einige wenige Milliwatt.
- Die Konversionseffizienz der Mischer liegt bei ≈ -9 dB.
- Bis zu 1050 K Schwarzkörper-Signaltemperatur wurden im Heterodyn-betrieb keinerlei Sättigungseffekte beobachtet.
- Die gemessene Allanzeit des Gesamtsystems beträgt ungefähr 100 ms, d. h. die Beobachtungszeit kann effektiv genutzt werden, wenn der Wechsel zwischen Signal- und Referenzstrahl mit einer Frequenz grösser als zehn Hertz erfolgt. Diese Bedingung ist beim späteren Einsatz der Mischer auf SOFIA gewährleistet, so daß die Beobachtungszeit in best-möglicher Weise ausgenutzt werden kann.

Durch Spektroskopie einer Methanolemissionslinie bei 2,5 THz konnte der praktische Einsatz eines THz-Heterodynempfängers mit einem NbN-HEB-Mischer demonstriert werden.

Um die Antennencharakteristik der Hybridantenne beschreiben zu können, wurde ein theoretisches Modell entwickelt, das die Systemgeometrie der Hybridantenne berücksichtigt. Dieses Modell ist in der Lage, die Höhe und Position der Nebenkeulen sowie gelegentlich auftretende Asymmetrien der gemessenen Antennendiagramme zu beschreiben.

Mit Hilfe von FTS-Messungen wurde das Breitband-Frequenzverhalten von Doppelschlitzen- und Spiralantennen untersucht. Die Messergebnisse sind in gutem Einklang mit Rauschtemperaturmessungen bei ausgewählten Frequenzen.

Sowohl die Direkt- als auch die Heterodynmessungen der Antennendiagramme zeigten eine Frequenzabhängigkeit der Höhe der Nebenkeulen. Bei der Direktmessung lag das Minimum der Nebenkeule bei 2,5 THz, der Frequenz für die die Antenne optimiert war. Bei der Heterodynmessung sind die Nebenkeulen bei 1,6 THz niedriger als bei 2,5 THz. Dies deutet auf eine ungünstige Wahl der Erweiterungslänge bei der 12 mm Linse hin, mit der diese Messungen gemacht wurden. Somit könnte durch Vergrößerung der Erweiterungslänge die Höhe der Nebenkeulen minimiert werden, wodurch sich das Verhalten der Hybridantenne optimieren liesse.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen demonstrieren erstmalig die praktische Einsatzfähigkeit eines Hot Electron Bolometer als Mischer in einem Heterodympfänger bei Frequenzen grösser als 3 THz. Damit werden hochaufgelöste Messungen von noch nicht erreichter Empfindlichkeit im Bereich von 3-5 THz mit dem Heterodympfänger an Bord von SOFIA ermöglicht.

Anhang A

Symbole

A	(Ober-)fläche	m^2
AC	Wechselstrom	A
α	Transmissionskoeffizient des Phonons für die Grenzfläche Film/Substrat	1
α_{ab}	Abschwächungsfaktor	1
α_p	Proportionalitätskonstante	1
B	Bandbreite der dem Detektor nachfolgenden Beschaltung	Hz
c	Lichtgeschwindigkeit	ms^{-1}
c_{Schall}	Schallgeschwindigkeit	ms^{-1}
c', c''	Konstanten	1
C	thermische Kapazität	JK^{-1}
C_e	spezifische Wärmekapazität der Elektronen	$Jm^{-3}K^{-1}$
C_P	spezifische Wärmekapazität der Phononen	$Jm^{-3}K^{-1}$
d	effektive Beugungsapertur	m
$d_{Schicht}$	Schichtdicke	m
DC	Gleichstrom	V
D	Diffusionskonstante	m^2s^{-1}
D	Durchmesser des Innenkreises der Spiralantenne	m
D_{Ant}	maximale geometrische Abmessung der Antenne	m
e	Elementarladung	As
ϵ	dielektrische Konstante des Substrates	1
ϵ_0	elektrische Feldkonstante	Nm^{-2}
ϵ_{kopp}	Koppeffizienz	1
\vec{E}, E	elektrische Feldstärke	Vm^{-1}
E_{LO}	vom Lokaloszillator erzeugtes elektrisches Feld	Vm^{-1}
E_S	elektrische Feldstärke des Signalstrahles	Vm^{-1}
η	Quanteneffizienz	1
η_m	Konversionseffizienz, Mischergewinn	1

η_A	Antenneneffizienz	1
f	Frequenz	s^{-1}
f_{3dB}	ZF-Bandbreite	s^{-1}
Δf	Frequenzintervall	s^{-1}
γ	Sommerfeld Konstante	$Jcm^{-3}K^{-2}$
G	thermische Leitfähigkeit	$JK^{-1}s^{-1}$
h	Planckkonstante	Js
\vec{H}, H	magnetische Feldstärke	Am^{-1}
i	elektrischer Strom	A
I	Versorgungsstrom	A
I_0	elektrischer Gleichstrom (im Arbeitspunkt)	A
i_{LO}	von LO erzeugter Strom im HEB	A
i_S	von Signalstrahlung erzeugter Strom im HEB	A
i_{ZF}	Zwischenfrequenzstrom	A
j	komplexe Zahl mit der Eigenschaft $\sqrt{j^2} = -1$	1
J_1	Besselfunktion erster Ordnung	1
k	Wellenzahl	m^{-1}
k_B	Boltzmannkonstante	JK^{-1}
K	Konstante	1
K_{eff}	Leistungskoppeleffizienz	1
λ	Wellenlänge	m
$\Delta\lambda$	Wellenlängendifferenz	m
λ_e	thermische Leitfähigkeit der Elektronen	$JK^{-1}s^{-s}$
l	freie Weglänge der Elektronen	m
l_e	„thermal healing length“	m
L	Länge der HEB-Brücke	m
m	Masse	kg
μ_0	magnetische Feldkonstante	NA^{-2}
N	Fresnelzahl	1
n	exp. zu bestimmender Materialparameter	1
n	optischer Brechungsindex	1
n_{Mess}	Anzahl der gemittelten Messungen	1
ν	Frequenz	s^{-1}
$\Delta\nu$	Frequenzintervall	s^{-1}
ν_{oben}	obere Grenzfrequenz	s^{-1}
NEP	„noise equivalent power“	W/Hz
ω	Kreisfrequenz	s^{-1}
ω_0	Kreisfrequenz des atomaren/molekularen Überganges	s^{-1}
ω_0	Strahltaile	m
ω_{LO}	Kreisfrequenz der LO-Strahlung	s^{-1}

ω_S	Kreisfrequenz des Signalstrahles	s^{-1}
ω_{ZF}	Kreisfrequenz der Zwischenfrequenz	s^{-1}
$\delta\omega_D$	Doppler-Halbwertsbreite	s^{-1}
$\delta\omega_n$	natürliche Linienbreite	s^{-1}
$\delta\omega_p$	Halbwertsbreite der Druckverbreiterung	s^{-1}
P	elektrische Leistung	W
P_{ab}	absorbierte Leistung	W
P_A	Rauschleistung der Antenne	W
P_{cold}	Rauschleistung eines „kalten“ Schwarzkörpers	W
P_{hot}	Rauschleistung eines „heissen“ Schwarzkörpers	W
P_{LO}	elektrische Leistung der LO-Strahlung	W
P_R	Rauschleistung des Empfängers	W
P_{RF}	absorbierte RF-Leistung	W
P_S	el. Leistung des Signalstrahles	W
P_{sig}	Rauschleistung des Signales	W
P_{sys}	Gesamtrauschleistung des Empfangssystemes	W
P_{ZF}	Mischer Ausgangsleistung bei der Zwischenfrequenz	W
r	Erzeugungsrate der Elektronen im Detektor	s^{-1}
ρ	spezifischer Widerstand	Ωm^{-2}
R	Gleichstromimpedanz des Mixers	Ω
R_0	ohmscher Widerstand des HEB	Ω
RF	Radiofrequenz, hier allg. für hochfreq. Strahlung verwendet	Hz
R_{Film}	Filmwiderstand	Ω
R_L	Lastimpedanz	Ω
R_∞	Impedanz des Mixers bei unendlich grosser ZF-Frequenz	Ω
σ_e	Elektron-Phonon-Koppeleffizienz	WK^{-1}
S	Querschnittsfläche der Bolometerbrücke	m^2
S/N	Signal-zu-Rausch-Verhältnis	1
θ_e	Elektronentemperatur	K
θ	Beobachtungswinkel	rad
t	Zeit	s
T	absolute Temperatur	K
T	Integrationszeit	s
ΔT	Messungenauigkeit im kalibrierten Signalspektrum	K
T_A	Rauschtemperatur der von der Antenne detektierten Quelle	K
ΔT_A	Änderung der Antennentemperatur	K
T_B	Temperatur des Bolometers	K
T_{Bad}	Temperatur des mit dem Bolometer verbundenen Wärmebades	K
T_c	Sprungtemperatur des Supraleiters	K
T_{cold}	Temperatur eines „kalten“ Schwarzkörpers	K

T_e	Temperatur der Elektronen	K
T_{fl}	Rauschbeitrag des thermischen Fluktuationsrauschens	K
T_{hot}	Temperatur eines „heissen“ Schwarzkörpers	K
ΔT_{min}	minimal detektierbare Rauschtemperatur	K
T_j	Rauschbeitrag des Johnson-Rauschen	K
T_p	Temperatur der Phononen	K
T_R	Empfängerrauschtemperatur	K
T_{sig}	Temperatur der Signalstrahlung	K
T_{sys}	Systemrauschtemperatur	K
τ	Zeitkonstante	s
τ_{e-e}	inelastische Elektron-Elektron-Wechselwirkungszeit	s
τ_{e-p}	Wechselwirkungszeit zwischen Elektronen und Phononen	s
τ_{es}	char. Zeit für die Austritt der Phononen ins Substrat	s
τ_{p-e}	Wechselwirkungszeit zwischen Phononen und Elektronen	s
τ_{therm}	thermische Zeitkonstante eines Bolometers	s
τ_θ	Kühlungszeit der Elektronen	s
U_0	elektrische Gleichspannung (im Arbeitspunkt)	V
U_{LO}	vom Lokaloszillator erzeugter Spannungsabfall im HEB	V
U_S	von der Signalstrahlung erzeugter Spannungsabfall im HEB	V
V	(Bolometer-)Volumen	m^3
z_0	Impedanz des freien Raumes	Ω
ZF	Zwischenfrequenz	Hz

Anhang B

Abkürzungen

AFM	Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope)
AOS	Akustooptisches Spektrometer
Au	Gold
BESSY	Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung
<i>C</i>	Kohlenstoff
<i>CO₂</i>	Kohlenstoffdioxid
<i>CH₂F₂</i>	Difluormethan
<i>CH₃OH</i>	Methanol
<i>CHOOH</i>	Ameisensäure
DC	Gleichstrom
DIN	Deutsche Industrie Norm
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DSB	Doppel-Seitenband
FIR	fernes Infrarot
FTS	Fourier-Transformations-Spektrometer
GHz	Gigahertz
GPIB	General Purpose Interface Bus
GREAT	German REceiver At Terahertz frequencies
HDPE	High Density Polyethylene
HEB	Hot Electron Bolometer
HEMT	High Electron Mobility Transistor
IR	Infrarot
<i>LHe₂</i>	flüssiges Helium
<i>LN₂</i>	flüssiger Stickstoff
LO	Lokaloszillator
<i>MgO</i>	Magnesiumoxid
NASA	National Aeronautics and Space Administration
<i>NbN</i>	Niobnitrid

<i>NbTiN</i>	Niobtitannitrid
NS	Normalleiter-Supraleiter
<i>O</i>	Sauerstoff
RF	Radio Frequency
rms	Quadratischer Mittelwert (root mean square)
<i>Si</i>	Silizium
SIS	Supraleiter Isolator Supraleiter
SMA	Subminiatur-A
SOFIA	Stratosphären-Observatorium Für Infrarot-Astronomie
SSB	Einzel-Seitenband
Submm	Submillimeter
TELIS	TErahertz and submillimeter Limb Sounder
THz	Terahertz
<i>Ti</i>	Titan
TPX	Poly-4-methylpent-1-ene
UV	Ultraviolett
<i>W</i>	Wolfram
YIG	Yttrium Iron Garnet
ZF	Zwischenfrequenz

Anhang C

Schaltpläne

C.1 1,5 GHz-Messverstärker

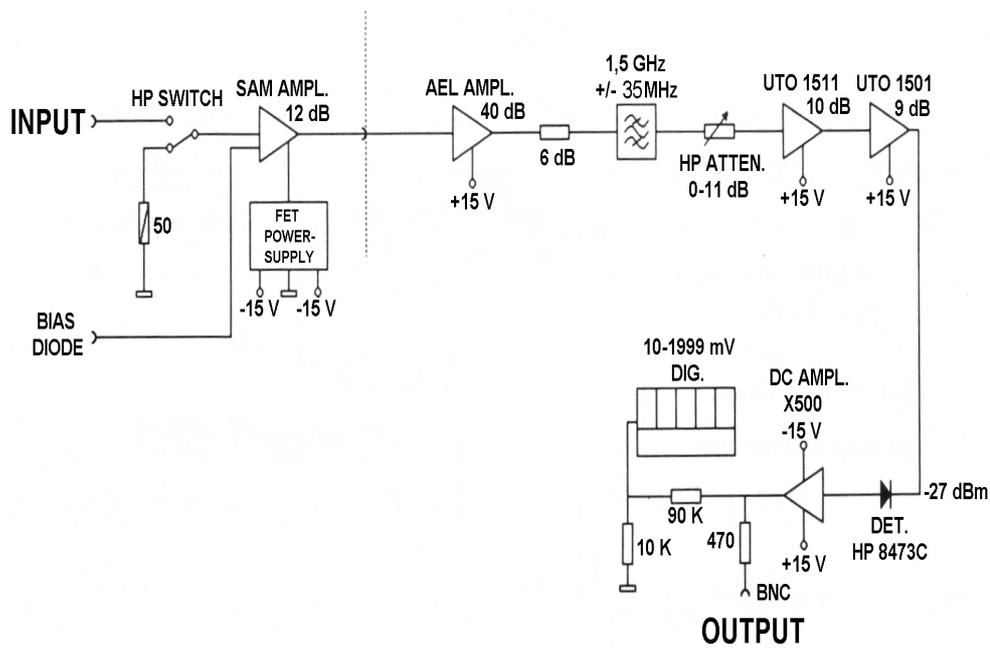


Abbildung C.1: Schematische Darstellung des Aufbaus des 1,5 GHz-Messverstärkers.

C.2 4-8 GHz-Messverstärker

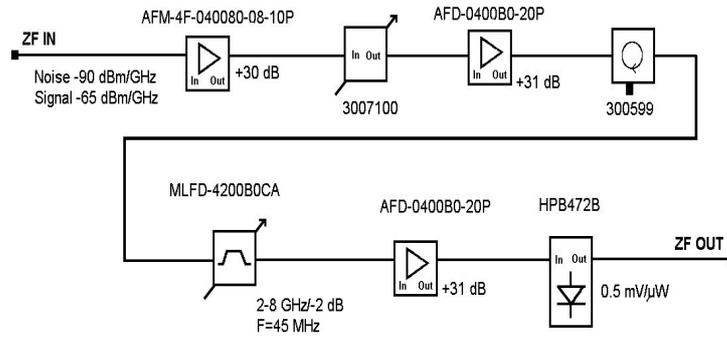


Abbildung C.2: Schematische Darstellung des Aufbaus des 4-8 GHz-Messverstärkers.

Anhang D

Verluste und Rauschbeiträge im Empfänger

D.1 Verluste der optischen Komponenten

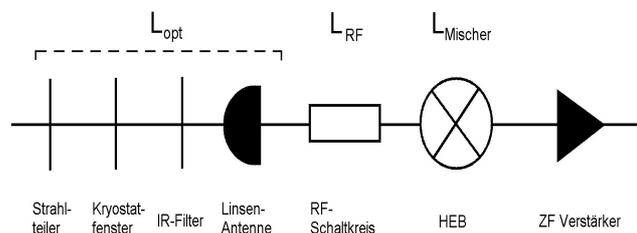


Abbildung D.1: Schematische Darstellung der Komponenten, die massgeblich das Rauschen und die Verluste in einem Heterodynempfänger bestimmen.

Die Gesamtleistungsfähigkeit des Heterodynempfängers wird durch verschiedene mit dem Verlustfaktor L behaftete Bauelemente massgeblich bestimmt. In Abbildung D.1 ist der Aufbau schematisch dargestellt - die Verluste lassen sich in die Gruppen L_{opt} , L_{RF} und $L_{Mischer}$ einteilen.

Tabelle D.1 enthält die durch die optischen Komponenten entstehende Verluste, die bei der Angabe der Rauschtemperatur zu berücksichtigen sind. Die für den Strahlteiler angegebenen Werte sind berechnet, die Daten für das TPX-Fenster und den Quarzfilter wurden aus den Transmissionskurven der Herstellerangaben ermittelt und die Werte der Si-Linse beruhen auf einer Schätzung [103].

Frequenz	Verlust [dB]						
	0.7 THz	1.4 THz	1.6 THz	2.5 THz	3.1 THz	4.3 THz	5.2 THz
Strahlteiler	0.1	0.2	0.3	0.6	0.7	1.2	1.2
TPX Fenster	0.4	0.4	0.5	0.6	0.6	0.8	0.9
Quarzfilter	1.1	1.8	1.9	1.2	1.3	1.5	1.9
Si-Linse (refl.)	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5
Si-Linse (absorpt.)	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
Summe = L_{opt}	3.2	4.0	4.3	4.0	4.2	5.1	5.6

Tabelle D.1: Verluste der optischen Komponenten nach [103].

D.2 Rauschbeiträge im Empfänger

Vernachlässigt man die Beiträge der optischen Bauelemente die auf 4,2 K gekühlt werden, so ergibt sich für die Rauschtemperatur der Empfängeroptik:

$$T_{RF} = (L_{Strahlteiler} L_{Kryostatfenster} - 1) T_{opt} = (L_{opt} - 1) T_{opt} . \quad (D.1)$$

Dabei ist T_{opt} die Temperatur der optischen Komponenten.

Beiträge durch Impedanzfehlpassung zwischen Bolometerbrücke und Antenne sowie Beiträge von konduktiven Verlusten in der Antenne werden durch den Verlustfaktor L_{RF} berücksichtigt.

Hat der Mischer die Rauschtemperatur $T_{Mischer}$ und beschreibt man die Konversionsverluste im Mischer mit $L_{Mischer}$, so ergibt sich die SSB-Rauschtemperatur des Empfängers T_{rec}^{SSB} zu [59]:

$$T_{rec}^{SSB} = T_{RF} + L_{opt} L_{RF} L_{Mischer} (T_{Mischer} + T_{ZF}) . \quad (D.2)$$

Dabei ist T_{ZF} die Rauschtemperatur des ZF-Verstärkers. Verluste durch eine Fehlanpassung zwischen ZF-Ausgang des HEB und dem ZF-Verstärker bleiben dabei unberücksichtigt. Fasst man alle Verlustfaktoren zu L_{total} zusammen und geht zur DSB-Rauschtemperatur T_{rec} über, so gilt [128]:

$$T_{rec} = T_{RF} + L_{total} \left(\frac{T_{Mischer}}{2} + T_{ZF} \right) . \quad (D.3)$$

Um den Verlustfaktor L_{total} zu bestimmen wird das Verhältnis der Leistung P_{hot} am Empfängerausgang bei einer heißen Last T_{hot} und der Leistung, wenn sich das HEB im supraleitenden Zustand P_{supra} befindet, also seine ZF-Impedanz Null ist, gebildet. P_{hot} setzt sich aus dem Rauschen des Empfängers und dem Beitrag der heißen Last zusammen:

$$P_{hot} = 2k_B B G_{ZF} (T_{rec} + T_{hot}) / L_{total} . \quad (D.4)$$

G_{ZF} ist hierbei der Verstärkungsfaktor der ZF-Kette. Im supraleitenden Zustand des HEB besteht das Empfängerausgangsrauschen aus der Rauschtemperatur T_{ZF} des ZF-Verstärkers und einem reflektierten thermischen Rauschen der 50Ω Isolatorterminierung das im allgemeinen 4,2 K beträgt. Somit gilt:

$$P_{supra} = (4,2K + T_{ZF})k_B B G_{ZF} . \quad (D.5)$$

Definiert man $U = P_{hot}/P_{supra}$ so ergibt sich für den Gesamtkonversionsverlust des Empfängers:

$$L_{total} = \frac{2(T_{rec} + T_{hot})}{U(4,2K + T_{ZF})} . \quad (D.6)$$

Setzt man hier die Gleichung D.3 ein, so ergibt sich daraus die Ausgangsrauschtemperatur des Mischers:

$$T_{Mischer} = U(4,2K + T_{ZF}) - T_{ZF} - 2T_{hot}/L_{total} - 2T_{RF}/L_{total} . \quad (D.7)$$

Somit kann $T_{Mischer}$ mit einer Genauigkeit von $2T_{RF}/L_{total}$ bestimmt werden. Bei Vernachlässigung dieses Termes nimmt der Fehler von T_{RF} mit ansteigenden Verlusten in der Optik und der Optiktemperatur zu.

Cherednichenko et al. demonstrierten, dass eine Beseitigung der atmosphärischen Verluste die Leistungsfähigkeit des Empfängers wesentlich verbessert [128]: Bei 0,6 THz, 1,6 THz und 2,5 THz verbesserte sich die Rauschtemperatur des Empfängers bei einer Reduzierung des optischen Weges von 30 cm auf 20 cm um ungefähr 20 %.

Anhang E

Messprogramme

E.1 Beschaltung

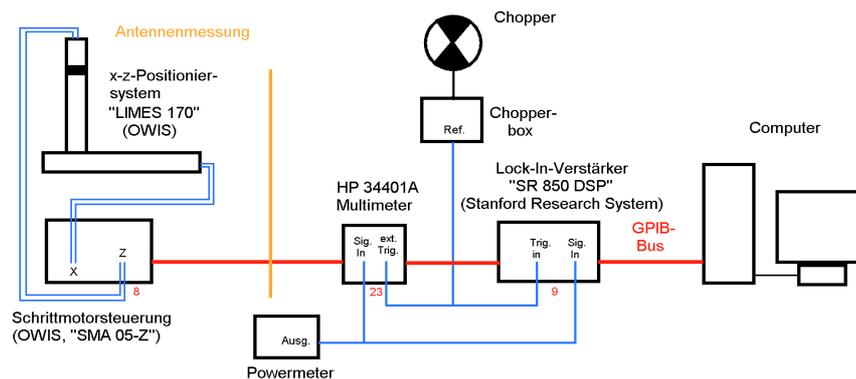


Abbildung E.1: Die für die computergestützten Rauschtemperatur- bzw. Antennenmessungen erforderliche Beschaltung der Messkomponenten. Der orange abgegrenzte Bereich ist für die Rauschtemperaturmessungen nicht erforderlich.

Für die computergestützte Bestimmung der Rauschtemperaturen und der Antennendiagramme ist die in Abbildung E.1 dargestellte Beschaltung der dort aufgeführten Komponenten erforderlich. Für die Rauschtemperaturmessungen ist das orange abgegrenzte x-z-Positioniersystem mit der dazugehörigen Schrittmotoransteuerung nicht erforderlich und kann vom GPIB-Bus abgetrennt werden. Der GPIB-Bus ist rot unterlegt, die erforderlichen GPIB-Adressen der Mess-/Steuergeräte sind der Abbildung zu entnehmen. Eine Beschreibung des Versuchsaufbaus befindet sich in Kapitel 5.3.



Abbildung E.2: Bildschirmansicht des Programmes „Rauschtemperatur.vi“.

E.2 Rauschtemperaturmessung

Die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Rauschtemperaturen erfolgten mittels des eigens dafür unter LabView geschriebenen Programmes „Rauschtemperatur.vi“. Für die Auswertung wird das durch eine Choppermodulation zwischen heisser und kalter Last zustande kommende ZF-Ausgangssignal mit einem HP 34401A-Multimeter digitalisiert und grafisch dargestellt. Zusätzlich wird die mit Hilfe eines „SR 850 DSP Lock-In-Amplifiers“ von Stanford Research System ermittelte Amplitude dieses Signales ermittelt. Sowohl die Daten des Lock-In Amplifiers als auch des HP-Multimeters werden automatisch vom Programm erfasst und ausgewertet. Das Programm wird durch Betätigung des nach rechts weisenden Pfeiles der LabView-Oberfläche gestartet. Der entsprechende Knopf befindet sich oberhalb der „Start“-Markierung in Abbildung E.2. Alle für die Ausführung erforderlichen Parameter müssen vor Programmstart eingestellt werden. Bei einer (nachfolgend erläuterten)

Betätigung des „Reset“-Knopfes innerhalb eines laufenden Programmes werden die Programmparameter nicht aktualisiert.

Die für die Durchführung einer Rauschtemperaturmessung erforderlichen Parameter sind bereits voreingestellt und können bei Bedarf geändert werden. Lediglich die Frequenz, mit der das Messsignal moduliert wird, ist eine häufig wechselnde Kenngröße, die bei jedem Programmaufruf den aktuellen Gegebenheiten angepasst werden sollte. Das Programm wird durch Betätigung des Knopfes mit dem weiss umrandeten, roten Kreis oberhalb der „Start“-Markierung in Abbildung E.2 beendet.

In Abbildung E.2 ist eine typische Bildschirmsicht während einer Rauschtemperaturmessung zu sehen. Die einzelnen Funktionen und einzustellenden Parameter des Programmes sind durch Zahlen markiert, die im folgenden in der Reihenfolge ihrer Wichtigkeit bei der Messung erläutert werden:

1. Grafische Darstellung des aktuellen Messsignales. Dabei ist die Signalgröße in Volt angegeben, der Abstand der Messpunkte auf der horizontalen Achse beträgt 3,9 ms - dies ist die kleinstmögliche Zeitspanne, innerhalb derer mit dem HP-Multimeter 34401 Daten erfasst werden können. Die Anzahl der dargestellten Messpunkte kann unter (13) eingestellt werden.
2. In diesem Diagramm ist das Fast-Fourier-Transformations-Spektrum des in Punkt (1) dargestellten Messsignales zu sehen. Auf der horizontalen Achse ist die Frequenz in Hz und auf der vertikalen Achse die Signalgröße der entsprechenden Frequenzkomponente in Volt aufgetragen. Die Fouriertransformation des Messsignales hat sich als hilfreich bei der Fehlersuche (z.B. 50 Hz-Rauschen durch elektronischer Komponenten) erwiesen und konnte als Laserstabilitätskriterium herangezogen werden: Wie sich herausstellte, weisen die verwendeten optisch gepumpten Ringlaser eine durch den CO_2 -Laser bedingte 25 Hz-Störung auf. Diese Störung macht sich vor allem bei Frequenzen oberhalb 1,6 THz bei der Messung bemerkbar.

Da die gemessene Rechteckfunktion eine ungerade Funktion ist, die symmetrisch um $\pi/2$ ist, besteht das Fouriersignal lediglich aus „ungeraden“ Sinustermen, d. h. Sinusfunktionen mit ungeraden Vielfachen der Grundfrequenz [129]. Dies ist in diesem Diagramm sehr gut durch das Auftreten eines Nebenmaximums bei der dreifachen Chopfrequenz zu sehen.

3. Anzeige des Mittelwertes des Messsignales.
4. Anzeige der mit dem Lock-In-Verstärker ermittelten Signalamplitude.

5. In dieser Säule wird die mit den durch (3) und (4) gegebenen Werten berechnete Rauschtemperatur grafisch angezeigt. Der entsprechende Zahlenwert ist in der Anzeige oberhalb der Säule zu sehen. Die Angabe der Rauschtemperatur erfolgt in Kilo-Kelvin (kK).
6. In diesem Diagramm wird eine unter (14) einzustellende Anzahl des Messsignales, wie es in Diagramm (1) zu sehen ist, gemittelt und grafisch dargestellt. Auf der horizontalen Achse sind wiederum die Messpunkte mit einem zeitlichen Abstand von 3,9 ms und auf der vertikalen Achse die Grösse des Signales in Volt aufgetragen.
7. Grafische Darstellung der aus Diagramm (6) resultierenden Höhenverteilung der gemittelten Messwerte. Dazu wird das Messsignal in unter Punkt (15) einzustellende Anzahl von Höhenintervallen unterteilt und das daraus resultierende Histogramm errechnet. Bei einer idealen Rechteckfunktion ergibt sich eine scharfe U-förmige Verteilung. Aus diesem Diagramm lässt sich auf die Qualität des Messsignales schliessen: Etwaige (Laser-)Instabilitäten führen zu einer Abweichung von der U-förmigen Höhenverteilung.
8. Grafische Darstellung der Rauschtemperatur, die aus Diagramm (6) errechnet wird: Dazu wird ein Mittelwert der Extremwerte und der Werte aus einer unter (16) einzustellenden Anzahl von benachbarten Intervallen des Höhenhistogrammes gebildet. Die Rauschtemperatur ergibt sich dann aus dieser Signalamplitude und dem entsprechenden Mittelwert des Gesamtsignales. In der Anzeige oberhalb der Säule ist der Zahlenwert der Rauschtemperatur in Kilo-Kelvin zu sehen.
9. Durch Gleichung 2.29 gegebene minimal detektierbare Rauschtemperatur.
10. Anwahl einer Korrektur der Rauschtemperatur nach Callen&Welton für die ausgewählte Frequenz.
11. Einstellung der Frequenz, mit der das Messsignal zerhackt ist (= „Chopfrequenz“). Diese Einstellung dient dazu, die statistische Auswertung (Diagramme (6) und (7)) auf ganzzahlig vielfache der Periode des Messsignales zu beschränken und somit die Genauigkeit/Stabilität der Auswertung zu gewährleisten. Es wurde darauf verzichtet, diese Frequenz dem FFT-Signal zu entnehmen, da die dort vorhandene Genauigkeit ($\approx \pm 1$ Hz) unzureichend ist.

12. Bei eventuell entstehenden Programmstörungen, z. B. durch fehlerhafte GPIB-Leitungen oder falsche Geräteadressen verursacht, kann durch diesen „Reset“-Knopf das Programm in seinen Ausgangszustand gebracht werden.
13. Die Anzahl der für einen Messzyklus verwendeten Messpunkte sind hier einzustellen. Die Anzahl darf einen durch das HP-Multimeter 34401A limitierten Wert von 512 nicht überschreiten. Bei einer typischen Chopfrequenz von 10 Hz bilden 100 Messpunkte einen guten Kompromiss zwischen schneller Auswertung (wie sie für Justierarbeiten erforderlich ist), guter Signalauflösung sowie gutem Signal/Rauschverhältnis.
14. Anzahl der für die statistische Mittelung zu verwendenden und in Diagramm (1) dargestellten Messzyklen.
15. Anzahl der für die Erstellung des Amplitudenhistogrammes des gemittelten Messsignales erforderlichen Intervalle.
16. Anzahl der Nachbarintervalle um die beiden Extrema im Amplitudenhistogramm, die in die Berechnung der minimalen/maximalen Amplitude mit einbezogen werden.
17. Anzahl der zu speichernden Messperioden. Ein Messzyklus umfasst dabei das in Diagramm (1) dargestellte Messsignal.
18. Bei Betätigung dieses Knopfes erfolgt eine Abspeicherung von unter (17) eingestellten Anzahl von Messperioden.
19. Anzeige des Speicherstatus. Bei erfolgreicher Abspeicherung ändert sich der Status auf „aktiv“ und in der Anzeige rechts daneben erscheint die Anzahl der aktuell noch abzuspeichernden Messzyklen.

E.3 Antennenmessungen

Für die Aufnahme der Antennendiagramme wurde das ebenfalls mit LabView geschriebene Programm „Antennenmessung mit Druck und Azimut.vi“ verwendet. Eine Abbildung der Steuerkonsole ist in E.3 zu sehen. Für die Messung muss eine Beschaltung gemäss E.1 erfolgt sein. Die für eine Messung sinnvolle Grössen sind als Voreinstellungswerte gespeichert, so dass ohne viel Parametereinstellungen mit der Messwertaufnahme begonnen werden kann. Einziger Parameter, der auf jeden Fall vor Beginn eingestellt werden sollte, ist der Abstand zwischen dem Drehpunkt des HEB und der Signallampe, da dieser mit dem jeweiligen Messaufbau variiert. Nachfolgend eine



Abbildung E.3: Bildschirmansicht des Programmes „Antennenmessung mit Druck und Azimuth“.

Beschreibung der einzelnen Messparameter. Um eine schnelle Bedienung des Programmes zu ermöglichen erfolgt die Beschreibung in der Relevanz der einzelnen Messparameter:

1. Messrichtung: Mit den jeweiligen Schiebeschaltern kann eingestellt werden, ob die Messung in horizontaler x-Richtung und/oder in vertikaler z-Richtung erfolgen soll. Werden beide Richtungen gewählt, so erfolgt die Messung stets in horizontaler Richtung.
2. x-Richtung: Wahl der horizontalen Bewegungsrichtung der Signallampe aus Blickrichtung des HEB.
3. z-Richtung: Wahl der vertikalen Bewegungsrichtung der Signallampe aus Blickrichtung des HEB.
4. Maxima-Scan: Ist dieser Druckknopf auf „on“, so bewegt sich die Signallampe nach Beendigung der Messung an die Position, an der das grösste Signal detektiert wurde. Erfolgt die Messung in beiden Richtungen, so erfolgt die vertikale Messwertaufnahme bereits an der Stelle des horizontalen Maximums.

5. Abstand Drehpunkt-Quelle: Einstellung des Abstandes zwischen HEB und Signallampe in Zentimeter. Fehlerhafte Werte verfälschen sämtliche Winkelangaben innerhalb des Programmes.
6. Signal: Darstellung des aktuell aufgenommenen Messwertes in mV.
7. X-Winkelbereich: Halbwinkel in horizontaler Richtung, d. h. die Messung erstreckt sich über den Öffnungswinkel der dem doppelten Wert entspricht.
8. Anzahl x-Messintervalle: Legt die Anzahl der Messpunkte für die Messung in horizontaler Richtung fest. Anzahl der Messpunkte=Anzahl der Messintervalle + 1.
9. Z-Winkelbereich: Halbwinkel in vertikaler Richtung, d. h. die Messung erstreckt sich über den Öffnungswinkel der dem doppelten Wert entspricht.
10. Anzahl z-Messintervalle: Legt die Anzahl der Messpunkte für die Messung in vertikaler Richtung fest. Anzahl der Messpunkte=Anzahl der Messintervalle + 1.
11. Zeitkonstante: Stellt die Zeitkonstante des Stanford Lock-In-Verstärkers ein .
12. Anzahl der Gesamtperioden: Die Messdauer pro Messpunkt ergibt sich aus der Anzahl der Gesamtperioden mit den unter (11) eingestellten Längen.
13. Computermittelung: Pro eingestellte Periode erfolgt die Aufnahme eines Messwertes. Ist der Schiebeschalter in der oberen Position, so erfolgt nach einer Verweildauer, die sich durch (14) einstellen lässt, eine Mittelung der - durch den Lock-In aufgenommenen - für diese Messposition noch verbleibenden Messwerte. D. h. es erfolgt eine arithmetische Mittelwertbildung von durch die Differenz von „Anzahl der Gesamtperioden“ und „Warteperioden“ gegebenen Messwerten. Befindet sich der Schiebeschalter in der unteren Position, so ist der letzte an dieser Position aufgenommene Messwert von Relevanz.
14. Warteperioden: Das Programm nimmt die hier eingestellte Anzahl an Messwerten auf, verwendet sie aber nicht. Grund für diese Option ist das mögliche Vorhandensein von Störungen, die beim Anfahren an die Messposition entstehen können - wie zum Beispiel vom Verschiebetisch

erzeugte mechanische Schwingungen - und durch diese Option vermieden bzw. vermindert werden können.

15. device-Bezeichnung: Text, wie zum Beispiel der Name der untersuchten Probe, der in die Messdatei geschrieben wird.
16. Dateiname: Angabe des Pfades, in dem die Messdatei abgespeichert wird. Die Datei wird im txt-Format abgespeichert und kann leicht von den gängigen Programmen wie zum Beispiel Excel eingelesen werden. Die Datei enthält die Angaben aller Parameter.
17. Drucken: Ist dieser Schiebeschalter in der oberen Position, so wird das aufgenommene Diagramm nach Beendigung der Messung ausgedruckt.
18. Status der Messung: Muss während der Messung auf „An“ stehen. Zum Abruch der Messung muss dieser Schalter auf „Aus“ gestellt werden - die Lampe wird dann in die Startposition gefahren.
19. In diesem Diagramm werden die aufgenommenen x-Messwerte fortlaufend dargestellt.
20. In diesem Diagramm werden die aufgenommenen z-Messwerte fortlaufend dargestellt.
21. Skaliertes, logarithmisches Diagramm, bei dem die x-Messwerte über den horizontalen Winkel aufgetragen sind. Die Anzeige erfolgt nach Beendigung der Messung, die Richtungsdarstellung erfolgt aus Blickrichtung des HEB. Unterhalb des Diagrammes befindet sich ein Balken, der den Status der Messung, d. h. die Anzahl der bereits aufgenommenen Messwerte grafisch darstellt. Darunter befindet sich ein Cursorkontrollkasten, mit dessen Hilfe der horizontale und vertikale Cursor im Diagramm bewegt und somit das Antennenprofil ausgemessen werden kann.
22. Skaliertes, logarithmisches Diagramm, bei dem die z-Messwerte über den vertikalen Winkel aufgetragen sind. Die Anzeige erfolgt nach Beendigung der Messung, die Richtungsdarstellung erfolgt aus Blickrichtung des HEB: Links entspricht „oben“, rechts entspricht „unten“. Unterhalb des Diagrammes befindet sich ein Balken, der den Status der Messung, d. h. die Anzahl der bereits aufgenommenen Messwerte grafisch darstellt. Darunter befindet sich ein Cursorkontrollkasten, mit dessen Hilfe der horizontale und vertikale Cursor im Diagramm bewegt und somit das Antennenprofil ausgemessen werden kann.

23. Schrittfrequenz, Rampendauer, Startfrequenz: Parameter für die Bewegung des Positioniersystemes. Bei Veränderung mechanischer Gegebenheiten wie zum Beispiel dem Gewicht der Lampenhalterung, müssen diese Parameter gegebenenfalls geeignet verändert werden, um eine zuverlässige Ansteuerung der Schrittmotoren zu gewährleisten. Eine genauere Beschreibung der Parameter befindet sich in [130].

Soll eine Messung, deren Richtung in Polarkoordinaten vorgegeben wird, durchgeführt werden, so muss die in Abbildung E.3 gezeigte Darstellung nach oben verschoben werden. Der sich dann bietende Bildschirminhalt hat einen ähnlichen Aufbau und enthält die für eine Polarkoordinatenmessung relevanten Regler/Anzeigen. Mit Ausnahme der richtungsbestimmenden Parameter in kartesischen Koordinaten, sind alle anderen zuvor beschriebenen Einstellungen weiterhin aktiv. Zusätzlich gibt es:

- Schiebeschalter für Azimutmessung: Für eine Messung in Polarkoordinaten muss dieser Schiebeschalter in der oberen Position sein.
- Kontrollkasten „Azimutwinkel“: Angabe des Messwinkels gemäß der üblichen mathematischen Definition, d. h. bei „0“ erfolgt eine Messung von der positiven Anfangs- x- Position zur entgegengesetzten negativen x-Position, bei „90“ eine vertikale Messwertaufnahme von oben nach unten, bei „180“ eine Aufnahme entgegengesetzt zur „0“-Einstellung usw.
- Kontrollkasten „Winkelbereich“: Einstellung des halben Öffnungswinkels der Fahrweges.
- Kontrollkasten „Anzahl der Messwerte“.
- Fortlaufend geführtes Diagramm: Messwert über Messwertnummer.
- Skaliertes logarithmisches Diagramm, in dem die Messwerte über den Winkel bei dem eingestellten Azimutwinkel aufgetragen werden. Wird nach Beendigung der Messung dargestellt.

Anhang F

Theoreme der Heterodyndetektion

Nachfolgend wird die kohärente Detektion mathematisch tiefergehend als in Kapitel 2.2.3 bezüglich ihrer Konversions- und Rauscheigenschaften betrachtet. Auf diesen Ergebnissen aufbauend wird anschliessend das Antennentheorem abgeleitet und mit dem Mischertheorem Rückschlüsse auf das erwartete Antennendiagramm des Empfängers gezogen.

F.1 Antennentheorem

Die in Kapitel 2.2.3 gemachten Ableitungen gelten für den eingeschränkten Fall konstanter Amplitude und Phase der Signal- und Lokaloszillatorfelder über der gesamten Detektoroberfläche. Weiterhin wurde angenommen, dass beide die gleiche Polarisation besitzen. Die nachfolgende Ableitung ist nicht auf diese Annahmen beschränkt, wobei jedoch weiterhin gelten soll, dass die beiden Wellenfronten innerhalb eines kleinen Winkelbereiches θ parallel zur Oberfläche des Detektors sind, so dass $\cos \theta \simeq 1$. Diese Beschränkung ist notwendig, um die auf die Detektorfläche einfallende Leistung mit Hilfe des Quadrates des elektrischen Feldes und der Impedanz des freien Raumes berechnen zu können. Später wird mit Hilfe des Mischertheorems gezeigt, dass diese Einschränkung gelockert werden kann.

Im nachfolgenden wird eine Antwort des Detektors auf eine einfallende Ebene Welle als Funktion des Einfallwinkels in bezug auf die Oberflächennormale berechnet. $E(x, y)$ sei das komplexe Feld auf der Oberfläche des Elementes und linear in y -Richtung polarisiert. Der Beitrag eines infinitesimalen Oberflächenelementes zum elektrischen Feld in einem sehr grossen Abstand R von

der Oberfläche ist:

$$dE_F(\theta_x, \theta_y) = \frac{\nu}{Rc} E(x, y) e^{-ikR} dA \quad (k = \frac{2\pi\nu}{c} \quad \theta_x, \theta_y \ll 1) , \quad (\text{F.1})$$

wobei $\frac{\nu}{Rc}$ ein Normierungsfaktor ist und später abgeleitet wird. Um das Gesamtfeld zu erhalten muss über die Beiträge aller Oberflächenelemente aufintegriert werden, da die aus unterschiedlichen Abständen R resultierende Phasenverschiebung die komplexe Addition bestimmt. Für kleine Winkel θ_x und θ_y ist der Abstand R eines Oberflächenelementes

$$R = R_0 + \Delta R = R_0 - x\theta_x - y\theta_y . \quad (\text{F.2})$$

Dieser Ausdruck ist gültig, wenn die Änderungen von θ_x und θ_y auf der Oberfläche vernachlässigbar sind, d.h. θ_x und θ_y unabhängig von der Position auf der Oberfläche sind. Das bedeutet, dass der Fehler in Δ_r wesentlich geringer als die Wellenlänge ist. Dies erfordert, dass $R_0 \gg d^2/\lambda$ ist, wobei d die maximale Ausdehnung der strahlenden Fläche ist. Dieses Gebiet ist bekannt als das Fernfeld und ist die Einschränkung unter der das Fraunhofer Integral anwendbar ist. Für nähere Distanzen hat die Änderung der Phase einen quadratischen Term und das entsprechende Integral ist das sogenannte Fresnel-Integral. Für kleine Winkel lassen sich θ_x und θ_y durch den Propagationsvektor k ausdrücken:

$$\theta_x = \frac{k_x}{k} , \quad \theta_y = \frac{k_y}{k} . \quad (\text{F.3})$$

Für die Phasenterme gilt somit:

$$-ikR = -ikR_0 + ik_x x + ik_y y . \quad (\text{F.4})$$

Somit ergibt sich für das Integral - unter Vernachlässigung der ortsunabhängigen konstanten Phasenverschiebung ikR_0 - das Fraunhoferintegral:

$$E_F(\theta_x, \theta_y) = E_F(k_x, k_y) = \frac{\nu}{Rc} \int E(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)} dA . \quad (\text{F.5})$$

Dieses Integral ist von der Form mit der Fouriertransformation identisch. Die Transformationsintegrale und die zugehörigen Normierungsbedingungen lauten hierfür:

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi} \iint F(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y , \quad (\text{F.6})$$

$$F(k_x, k_y) = \frac{1}{2\pi} \iint f(x, y) e^{+i(k_x x + k_y y)} dx dy , \quad (\text{F.7})$$

$$\iint |f(x, y)|^2 dx dy = \iint |F(k_x, k_y)|^2 dk_x dk_y . \quad (\text{F.8})$$

Aus diesen Beziehung lässt sich sofort die inverse Transformation ersehen:

$$E(x, y) = \frac{Rc}{2\pi\nu} \iint E(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y . \quad (\text{F.9})$$

Aus der dritten der obigen Gleichungen erhält man:

$$\iint |E(x, y)|^2 dx dy = \frac{R^2 c^2}{4\pi^2 \nu^2} \iint E_F^2(k_x, k_y) dk_x dk_y . \quad (\text{F.10})$$

Der Koeffizient ν/Rc ergibt sich aus der Erhaltung der Leistung, die aus einem Flächenelement ins Fernfeld fließt:

$$dA = R^2 d\Omega = R^2 d\theta_x d\theta_y = R^2 \frac{dk_x dk_y}{k^2} = \frac{R^2 c^2}{4\pi^2 \nu^2} dk_x dk_y . \quad (\text{F.11})$$

Die Mischungseffizienz m ist gegeben durch:

$$m = \frac{|\int \eta E_{LO} E_S^* dA|^2}{\int \eta E_{LO} \eta E_{LO}^* dA \int E_S E_S^* dA} . \quad (\text{F.12})$$

Unter der Annahme, dass die einfallende Welle die Form

$$E_S = E_0 e^{-i(k_x x + k_y y)} , \quad (\text{F.13})$$

mit E_0 parallel zu E_{LO} besitzt, wobei das negative Vorzeichen im Exponenten eine einfallende Welle beschreibt, erhält man:

$$m = \frac{|\int \eta E_{LO} E_0 e^{i(k_x x + k_y y)} dA|^2}{\int |\eta E_{LO}|^2 dA \int |E_0|^2 dA} . \quad (\text{F.14})$$

Im Zähler steht das Betragsquadrat des Fraunhoferintegrals das einem Oberflächenfeld $\eta E_{LO}(x, y)$ zugeordnet werden kann. Die frühere Ableitung der Mischeffizienz zeigt, dass die Beträge der Amplitude und Phase des ZF-Stromes direkt proportional zu diesem Integral sind. Daher ist die Amplitudenantwort des Detektors proportional zum Fraunhoferintegral der effektiven Lokalszillatorverteilung. Daraus folgt, dass das Antennendiagramm aussagt, dass die komplexe winkelabhängige Antwort des Detektors durch das Fernfelddiagramm $E_F(\theta_x, \theta_y)$ gegeben ist, das entstehen würde, wenn sich die einfallende Lokalszillatorleistung durch Zeitumkehr rückwärts in den freien Raum ausbreiten würde.

F.2 Mischertheorem und Antennendiagramm des Empfängers

Das Mischertheorem besagt, dass die Mischeffizienz m über jeder beliebige Fläche, die vollständig von der Lokaloszillator- und Signalstrahlung eingeschlossen wird, die auf die Oberfläche des Detektors trifft, berechnet werden kann. Mit dem Antennentheorem lässt sich das Fernfeld des Lokaloszillatorfeldes, das sich rückwärts von dem Detektor ausbreitet, berechnen. Durch das Mischertheorem ist es nun möglich die rückwärtige Ausbreitung der Lokaloszillatorwelle von ausserhalb der fokussierenden Linse zu berechnen unter der Voraussetzung, dass der Detektor die komplette einfallende Strahlung überdeckt. Durch diese Beschränkung ist das Diagramm des Empfängers das Fraunhofermuster das von dem Lokaloszillatorfeld nach dem Strahlteiler erzeugt wird. Bei einem konstanten Feld ist das Fernfelddiagramm die Airy-funktion.

F.3 Beitrag einzelner Komponenten zur Gesamtrauschtemperatur

Eine Antenne ist Teil eines Empfangssystemes das im allgemeinen aus einer Antenne, einem Empfänger und einer Verbindungsleitung besteht. Die Systemrauschtemperatur ist ein bestimmender Faktor für die Empfindlichkeit und das Signal-Rausch-Verhältnis eines Empfangssystemes. Die Systemrauschtemperatur hängt von der Rauschtemperatur des Himmels, des Bodens und der Antennenumgebung, der Antennenstruktur, der thermischen Effizienz der Antenne, der Rauschtemperatur T_R des Empfängers und der Effizienz der Verbindungsleitung zwischen Empfänger und Antenne ab. Sie ist gegeben durch:

$$T_{sys} = T_A + T_{AP}\left(\frac{1}{\epsilon_1} - 1\right) + T_{LP}\left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1\right) + \frac{\epsilon_2}{T_R} . \quad (\text{F.15})$$

Dabei sind T_{AP} und T_{LP} die physikalischen Temperaturen der Antenne bzw. der Leitung und ϵ_1 sowie ϵ_2 die thermische Antennen- bzw. Leitungseffizienz ($0 \leq \epsilon \leq 1$).

Ein Empfänger besteht im allgemeinen aus mehreren Filtern, Verstärkerstufen und anderen Komponenten. Für die nachfolgende Ableitung der Rauschtemperatur wird jede Komponente zunächst einmal als ein linearer Vierpol mit der Verstärkung G angesehen. Unter der Annahme, daß die Rauschleistung P_{VP} durch einen Widerstand der Temperatur T_{VP} erzeugt wird, gilt:

$$P_{VP} = k_B T_{VP} \Delta\nu . \quad (\text{F.16})$$

Nimmt man weiterhin an, daß der Vierpol selbst nicht rauscht, sondern daß P_{VP} durch einen am Eingang des Vierpols angeschlossenen Widerstandes erzeugt wird, so gilt:

$$P_{VP} = G k_B T \Delta\nu . \quad (\text{F.17})$$

Somit gilt für die äquivalente Eigenrauschtemperatur T des Vierpoles:

$$T = \frac{P_{VP}}{G k_B \Delta\nu} = \frac{T_{VP}}{G} . \quad (\text{F.18})$$

Bei Reihenschaltung von N Vierpolen mit verschiedenen Eigenrauschtemperaturen T_i und Verstärkungen G_i ist die gesamte Rauschleistung am Ende der Kette:

$$P = k_B \Delta\nu (G_1 G_2 G_3 \dots G_N T_1 + G_2 G_3 \dots G_N T_2 + G_3 \dots G_N T_3 + \dots G_N T_N) \quad (\text{F.19})$$

Mit (F.18) ist die äquivalente Gesamtrauschtemperatur der Gesamtkette:

$$T = \frac{P}{k_B \Delta\nu G_1 G_2 G_3 \dots G_{N-1} G_N} . \quad (\text{F.20})$$

Daraus folgt mit (F.19):

$$T = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 G_2} + \dots + \frac{T_N}{G_1 G_2 G_3 \dots G_{N-1}} . \quad (\text{F.21})$$

Im allgemeinen kommt also der wesentlichste Beitrag zur Gesamtrauschleistung von der ersten Verstärkerstufe und den verlustbehafteten Komponenten davor.

Anhang G

Verwendete Detektoren und Geräte

G.1 AOS

Das akustooptische Spektrometer (AOS) ermöglicht die instantane Beobachtung eines Frequenzbandes. Dabei wird der Strahl einer kohärenten Lichtquelle z.B. eines HeNe- oder Diodenlasers aufgeweitet und auf eine Braggzelle gelenkt. Dies ist ein spezieller, transparenter Kristall, in dem die Signalstrahlung mittels eines Piezoelementes eine fortschreitende Schallwelle induziert, die mit der aufgeweiteten kohärenten Lichtstrahlung wechselwirkt (Akustooptische Wechselwirkung [131]). Durch den elasto-optischen Effekt induziert die Schallwelle ein Brechungsgitter mit der Gitterkonstanten $g = c_{Schall}/f$ (c_{Schall} ist dabei die Schallgeschwindigkeit im Kristall und f die Frequenz des Signales, g ist identisch mit der Wellenlänge λ des Schalls im Kristall). Am Ende des Kristalles befindet sich ein sog. „akustischer Sumpf“ der die mechanische Welle absorbiert und dadurch eine Reflexion der Schallwelle am Ende des Kristalles verhindert. Das kohärente Licht wird an dem Gitter gebeugt und für kleine Ablenkwinkel θ unter denen Beugungsmaxima auftreten gilt der proportionale Zusammenhang zur Frequenz des Signales

$$\theta \approx \frac{\lambda}{2g} = \frac{\lambda f}{2c_{Schall}} \quad (\text{G.1})$$

Für kleine Schalleistungen gilt weiterhin eine direkte Proportionalität der spektralen Leistungsdichte der Signalleistung $B(f)$ zur spektralen Leistungsdichte des gebeugten Strahles erster Ordnung $S(f)$ [131, 132]. Die Messung der Leistungsdichte S in Abhängigkeit von θ , zum Beispiel mittels einer Photodetektorzeile, entspricht daher einer spektralen Analyse des Eingangssignales $B(f)$.

G.2 Golay-Zelle

Eine Golay-Zelle [133] besteht aus einer gasgefüllten Zelle mit einer geschwärzten Empfängermembran auf der einen und einer kleinen verspiegelten Membran auf der anderen Seite. Durch Absorption von Strahlung kommt es zur Erwärmung und somit zur Ausdehnung des Gases was eine Verschiebung der Spiegelmembran verursacht, die mittels eines optischen Systemes durch Ablenkung eines Lichtstrahles nachgewiesen werden kann. Die Golay-Zelle ist über einen weiten Spektralbereich einsetzbar und empfindlicher als eine Thermosäule. Sie ist jedoch nur für stabile Laborbedingungen geeignet, da der Membran sehr empfindlich auf Vibrationen und Schall reagiert.

G.3 Thermosäule/Thermoelement

In einem Thermoelement wird die Kontaktspannung zwischen zwei Metallen gemessen, wobei sich ein Kontaktpunkt in einem geschwärzten, thermisch isolierten Empfänger befindet und der andere Kontakt auf Raumtemperatur gehalten wird. Da das Ausgangssignal eines Thermoelementes in der Größenordnung μV pro μW einfallender Strahlung liegt, werden normalerweise Thermoelemente sternförmig in Reihe zu einer Thermosäule zusammengeschaltet, so dass das Ausgangssignal die Summe der Einzelsignale ist. Ein Nachteil des Thermoelementes ist, dass die Empfindlichkeitskurve nicht flach über der Wellenlänge verläuft - so wird zum Beispiel das Ausgangssignal zwischen $2\ \mu\text{m}$ und $30\ \mu\text{m}$ zwischen 10 und 40 Prozent kleiner.

G.4 Allan-Bradley-Temperatursensor

Das Allen-Bradley-Element ist ein aus Graphit bestehendes Widerstandsthermometer der „Allan Bradley Company“. Der Widerstand ändert sich besonders bei Temperaturen unterhalb 20 K und kann durch die semi-empirische Formel $\ln R + K/\ln R = A + B/T$ mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5\ \%$ ausgedrückt werden.

G.5 YIG-Oszillator

In einem YIG (Yttrium Iron Garnet)-abstimmbaren Oszillator wird ein kugelförmiger YIG-Einkristall dazu verwendet um die Induktivität einer Spule im Schwingkreis des Oszillators einzustellen. Da YIG ein ferrimagnetisches

Material ist (Vorteil: geringe Leitfähigkeit und daher wenig Wirbelstromverluste), kann seine effektive Permeabilität durch das Anlegen eines externen DC-Magnetfeldes kontrolliert und somit die Oszillator-Frequenz eingestellt werden. YIG-Oszillatoren können so hergestellt werden, dass man sie über eine Bandbreite von einer Dekade oder mehr bis zu Frequenzen von ≈ 50 GHz (Stand 2004) abstimmen kann.

G.6 HEMT

Ein HEMT (High-Electron-Mobility-Transistor) besteht im allgemeinen aus mehreren Schichten, die auf ein Substratmaterial aufgebracht werden. Die Beweglichkeit der Ladungsträger wird durch Streuprozesse an der Oberfläche und die Dotierung des verwendeten Halbleitermaterials bestimmt. Für eine möglichst gute Beweglichkeit muss die Rauigkeit der Oberfläche minimiert werden, was durch die Kombination unterschiedlicher Halbleiter mittels Epitaxie-Verfahren erreicht werden kann.

G.7 Martin-Puplett Diplexer

Um die Lokaloszillatorstrahlung möglichst ohne Dämpfungsverluste mit der Signalstrahlung zu kombinieren können Diplexer verwendet werden: Die linear polarisierte FIR-Strahlung des Lasers trifft auf den Analysator der so eingestellt ist, dass er diese Polarisationsrichtung vollständig auf einen Strahlteiler reflektiert. Die beiden entstehenden Teilstrahlen gleicher Leistung treffen nach Reflexion an einem Prisma, die eine Phasenverschiebung von 90° erzeugt, wieder an der selben Stelle auf den Strahlteiler. Der zuvor transmittierte Strahl wird nun auf Grund seiner geänderten Polarisation reflektiert und der zuvor reflektierte Strahl transmittiert. Im idealisierten Fall, d.h. beim Einsatz von idealen optischen Elementen, verlässt die gesamte einfallende Strahlung das Interferometer mit einer zum ursprünglichen Laserstrahl senkrechten Polarisation. Die relative Phasenlage der rekombinierenden Teilstrahlen läßt sich durch Verschiebung der Wegdifferenz in den beiden Armen durch einen beweglichen Eckspiegel einstellen. Bei Durchfahren der Wegdifferenz ändert sich die Polarisation des austretenden Strahles von horizontal zu zirkular, zu vertikal, zu zirkular mit dem anderen Umlaufsinn und wieder zurück zu horizontal. Eine Durchlaufperiode entsteht alle $\frac{\lambda_{\text{Laser}}}{2x}$ wobei x die Verschiebungsstrecke des Spiegels ist. Diese Eigenschaft kann dazu verwendet werden, um die Wellenlänge des Lasers zu überprüfen, da jedes Maximum immer der selben Wellenlänge zuzuordnen ist.

Anhang H

Physikalische Effekte

Nachfolgend wird in knapper Form auf Effekte eingegangen, deren Kenntnis für die vorliegende Arbeit wichtig ist. Für tiefergehende Erläuterungen sei auf weiterführende Literatur verwiesen.

H.1 Andreevreflektion

Quasiteilchen in einem Normalleiter können eine Normalleiter-Supraleiter-Grenzschicht nur dann überqueren, wenn sie dort einen freien energetischen Zustand vorfinden. Der an dieser Grenzfläche vorkommende Quasiteilchen-Streuprozess wurde erstmals von A. F. Andreev vorhergesagt und wird allgemein als Andreev-Reflektion bezeichnet.

H.2 Proximity-Effekt

Bringt man zwei Materialien, die jeweils normal- bzw. supraleitend sind in elektrischen Kontakt, so ist es unter gewissen Voraussetzungen möglich, dass der Normalleiter in der Nähe der NS-Grenzfläche supraleitende Eigenschaften aufweist. Da die Anwesenheit des Supraleiters die Supraleitung im Normalleiter verursacht spricht man auch von der „Induzierten Supraleitung“. In der S-Schicht kommt es zu einer Reduktion der Energielücke und zu einer Reduktion der kritischen Temperatur. Der Proximity-Effekt ist nicht nur von der Kontaktqualität und der Normalleiterdicke, sondern auch von der Temperatur abhängig.

H.3 Photoakustischer Effekt

Durch Ausnutzung des photoakustischen Effektes wird die Suche nach FIR-Lasermode vereinfacht. Dazu wird zerhackte („gechoppte“) CO_2 -Strahlung in den gasgefüllten FIR-Resonator gekoppelt und das Signal eines sich innerhalb dieses Resonators befindlichen Mikrofones detektiert. Durch Absorption der elektromagnetischen Strahlung werden die Gasmoleküle zu höheren elektronischen, vibratorischen oder rotatorischen Zuständen angeregt. Relaxation in niederenergetischere Zustände kann einerseits durch Abgabe von Strahlung (Fluoreszenz, Phosphoreszenz) oder andererseits strahlungsfrei durch Umwandlung in kinetische Energie erfolgen. Dies geschieht durch intermolekulare Stösse oder bei grossen Molekülen auch intramolekularen Stössen. Die strahlungsfreie Energieabgabe führt zu einem Ansteigen der Temperatur der beteiligten Gasmoleküle, da die Energie der kinetischen Freiheitsgrade erhöht wird. Diese Erhitzung des Gases führt gemäss der Zustandsgleichung für Gase zu einer Druckerhöhung. Kommt es nun zu einer periodischen Absorption von Strahlung (zum Beispiel durch Verwendung eines Choppers im einkoppelnden CO_2 -Strahl), entstehen periodische Druckschwankungen im FIR-Resonator und die Ausbildung eines Tones.

Anhang I

Mathematica-Quellcode

Auf der nachfolgenden Seite ist der Mathematica-Quelltext für die Berechnung der Antennendiagramme der Hybridantenne aufgelistet. Nach der Definition der globalen Variablen erfolgt das Einbinden verschiedener Zusatzmodule, wie sie z. B. für die dreidimensionale Darstellung der berechneten Vektoren erforderlich sind, sowie der eigentliche Programmcode. Das Ergebnis der Berechnung wird im vorliegenden Fall in die Datei "x0025FK119um_gitter100" abgespeichert. Näheres zur Berechnung befindet sich in Kapitel 7.1.2.

```

R = 6.39*10^-3;
Lext = 2.475*10^-3;
x0 = 0;
n2 = 1;
n1 = 3.42;
λ = 118.834*10^-6;
bogeningrad = 180/Pi;
AntennenE[r_, θ_, φ_] = Exp[-(θ*bogeningrad/38)^2];
EOθ = 1;
EOφ = 1;
δ = π/2;
μ0 = 12.566370614*10^-7;
ε0 = 8.854187817*10^-12;
Z0 = Sqrt[μ0/ε0];
k0 = 2*π/λ;
k = k0*n1;
ω = k*299792458;
gradinbogen = Pi/180;

datentrennung = True;
|x_?VectorQ| := Sqrt[x.x]
Norm[x_?VectorQ] := x/|x|
grenzwinkel = ArcSin[n2/n1];

(* Vektoren innerhalb der Linse, sowie auf Oberfläche *)
eeVEKTOR[θ_, φ_] = {Cos[ArcTan[Sin[θ]*Cos[φ]/Cos[θ]]], 0, -Sin[ArcTan[Sin[θ]*Cos[φ]/Cos[θ]]];
erVEKTOR[θ_, φ_] = {Sin[θ]*Cos[φ], Sin[θ]*Sin[φ], Cos[θ]};
eφVEKTOR[θ_, φ_] = eeVEKTOR[θ, φ]*erVEKTOR[θ, φ];

```

Abbildung I.1: Mathematica Quellcode für die Berechnung des Antennen-
diagrammes der Hybridantenne.

```

φstrich[ρ_, φ_] =
Which[(ρ * Cos[φ] - x0) > 0 && ρ * Sin[φ] > 0, ArcTan[ρ * Sin[φ] / (ρ * Cos[φ] - x0)],
((ρ * Cos[φ] - x0) > 0 && ρ * Sin[φ] < 0), 2 * π + ArcTan[ρ * Sin[φ] / (ρ * Cos[φ] - x0)],
(ρ * Cos[φ] - x0) == 0 && ρ * Sin[φ] > 0, π / 2,
(ρ * Cos[φ] - x0) == 0 && ρ * Sin[φ] < 0, 3 π / 2,
((ρ * Cos[φ] - x0) < 0 && ρ * Sin[φ] > 0), π + ArcTan[ρ * Sin[φ] / (ρ * Cos[φ] - x0)],
((ρ * Cos[φ] - x0) < 0 && ρ * Sin[φ] < 0), π + ArcTan[ρ * Sin[φ] / (ρ * Cos[φ] - x0)],
True, φ];
estrich[ρ_, φ_] = Which[(φ == 0 || φ == 2 π), ArcTan[(ρ - x0) / (Sqrt[R^2 - ρ^2] + Lext)],
(φ == π || φ == -π), ArcTan[(ρ + x0) / (Sqrt[R^2 - ρ^2] + Lext)],
True, ρ * Sin[φ] / (Sin[φstrich[ρ, φ]] * (Sqrt[R^2 - ρ^2] + Lext))];

rlaenge[ρ_, φ_] = Sqrt[R^2 + Lext^2 + x0^2 + 2 * Lext * Sqrt[R^2 - ρ^2] - 2 * ρ * x0 * Cos[φ]];
rVEKTOR[ρ_, φ_] = {ρ * Cos[φ] - x0, ρ * Sin[φ], Lext + Sqrt[R^2 - ρ^2]} / rlaenge[ρ, φ];
RVEKTOR[ρ_, φ_] = {ρ * Cos[φ], ρ * Sin[φ], Sqrt[R^2 - ρ^2]} / R;
ksenkrechtVEKTOR[ρ_, φ_] =
If[rVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ] == 1, Norm[eφVEKTOR[estrich[ρ, φ], φstrich[ρ, φ]]], Norm[rVEKTOR[ρ, φ] * RVEKTOR[ρ, φ]];
kparallelVEKTOR[ρ_, φ_] = If[rVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ] == 1, rVEKTOR[ρ, φ] * ksenkrechtVEKTOR[ρ, φ],
Norm[rVEKTOR[ρ, φ] * ksenkrechtVEKTOR[ρ, φ]]];

θein[ρ_, φ_] = ArcCos[rVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ]];
θaus[ρ_, φ_] = ArcSin[n1 * Sin[θein[ρ, φ]] / n2];
akonstante[ρ_, φ_] = If[θein[ρ, φ] > grenzwinkel || (rVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ] == 1),
0, ((RVEKTOR[ρ, φ] . rVEKTOR[ρ, φ]) * Sqrt[RVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ]] * Cos[θaus[ρ, φ]] -
(RVEKTOR[ρ, φ] . rVEKTOR[ρ, φ]) * Sqrt[rVEKTOR[ρ, φ] . rVEKTOR[ρ, φ]] * Cos[θaus[ρ, φ] - θein[ρ, φ]]) /
(((RVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ]) * (rVEKTOR[ρ, φ] . rVEKTOR[ρ, φ])) - (RVEKTOR[ρ, φ] . rVEKTOR[ρ, φ])^2)];
bkonstante[ρ_, φ_] = If[θein[ρ, φ] > grenzwinkel || (rVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ] == 1),
0, ((RVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ]) * Sqrt[rVEKTOR[ρ, φ] . rVEKTOR[ρ, φ]] * Cos[θaus[ρ, φ] - θein[ρ, φ]] -
(RVEKTOR[ρ, φ] . rVEKTOR[ρ, φ]) * Sqrt[RVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ]] * Cos[θaus[ρ, φ]]) /
(((RVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ]) * (rVEKTOR[ρ, φ] . rVEKTOR[ρ, φ])) - (RVEKTOR[ρ, φ] . rVEKTOR[ρ, φ])^2)];
kausVEKTOR[ρ_, φ_] =
If[rVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ] == 1, RVEKTOR[ρ, φ], akonstante[ρ, φ] * RVEKTOR[ρ, φ] + bkonstante[ρ, φ] * rVEKTOR[ρ, φ];
kparallelausVEKTOR[ρ_, φ_] = -ksenkrechtVEKTOR[ρ, φ] * kausVEKTOR[ρ, φ];

```

Abbildung I.2: Mathematica Quellcode für die Berechnung des Antennen-
diagrammes der Hybridantenne (Fortsetzung).

```
(* Fresnelsche Koeffizienten für Transmission und Reflexion sowie senkrechte und parallele Polarisation *)
FRs[θein_] := (Cos[θein] - Sqrt[(n2/n1)^2 - Sin[θein]^2]) / (Cos[θein] + Sqrt[(n2/n1)^2 - Sin[θein]^2])
FRs[θein_] := 2 * Cos[θein] / (Cos[θein] + Sqrt[(n2/n1)^2 - Sin[θein]^2])
FRp[θein_] :=
((n2/n1)^2 * Cos[θein] - Sqrt[(n2/n1)^2 - Sin[θein]^2]) / ((n2/n1)^2 * Cos[θein] + Sqrt[(n2/n1)^2 - Sin[θein]^2])
FRp[θein_] := 2 * (n2/n1) * Cos[θein] / ((n2/n1)^2 * Cos[θein] + Sqrt[(n2/n1)^2 - Sin[θein]^2])

cl[z_] = -I * ω * μ0 * Exp[-I * k0 * z] / (4 * π * z);
β[ρ_, φ_] = ArcCos[ewVEKTOR[estrich[ρ, φ], φstrich[ρ, φ]] . kparallelVEKTOR[ρ, φ]];
α[ρ_, φ_] = If[β[ρ, φ] >= π/2, -ArcCos[ewVEKTOR[estrich[ρ, φ], φstrich[ρ, φ]] . kparallelVEKTOR[ρ, φ]],
ArcCos[ewVEKTOR[estrich[ρ, φ], φstrich[ρ, φ]] . kparallelVEKTOR[ρ, φ]];
Eθ[ρ_, φ_] = AntennenE[0, estrich[ρ, φ], φstrich[ρ, φ]] * E0e * Exp[I * k * rlaenge[ρ, φ]] / rlaenge[ρ, φ];
Eφ[ρ_, φ_] = AntennenE[0, estrich[ρ, φ], φstrich[ρ, φ]] * E0φ * Exp[I * (k * rlaenge[ρ, φ] + δ)] / rlaenge[ρ, φ];
Einnen[ρ_, φ_] = 1 * (Eθ[ρ, φ] * Cos[α[ρ, φ]] + Eφ[ρ, φ] * Sin[α[ρ, φ]]) * kparallelVEKTOR[ρ, φ] +
1 * (-Eθ[ρ, φ] * Sin[α[ρ, φ]] + Eφ[ρ, φ] * Cos[α[ρ, φ]]) * ksenkrechtVEKTOR[ρ, φ];
Einnen[ρ_, φ_] = Eθ[ρ, φ] * ewVEKTOR[estrich[ρ, φ], φstrich[ρ, φ]] + Eφ[ρ, φ] * ewVEKTOR[estrich[ρ, φ], φstrich[ρ, φ]];
EVEKTOR[ρ_, φ_] = FRp[θein[ρ, φ]] * (Eθ[ρ, φ] * Cos[α[ρ, φ]] + Eφ[ρ, φ] * Sin[α[ρ, φ]]) * kparallelVEKTOR[ρ, φ] +
FRs[θein[ρ, φ]] * (-Eθ[ρ, φ] * Sin[α[ρ, φ]] + Eφ[ρ, φ] * Cos[α[ρ, φ]]) * ksenkrechtVEKTOR[ρ, φ];
HVEKTOR[ρ_, φ_] = (Z0/n2) * (kausVEKTOR[ρ, φ] * EVEKTOR[ρ, φ]);
MVEKTOR[ρ_, φ_] = If[rVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ] == 1, -RVEKTOR[ρ, φ] * EVEKTOR[ρ, φ], -RVEKTOR[ρ, φ] * EVEKTOR[ρ, φ]];
JVEKTOR[ρ_, φ_] = If[rVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ] == 1, RVEKTOR[ρ, φ] * HVEKTOR[ρ, φ], RVEKTOR[ρ, φ] * HVEKTOR[ρ, φ]];
epVEKTOR[η_, ξ_] = {Sin[ξ] * Cos[η], Sin[ξ] * Sin[η], Cos[ξ]};
NVEKTOR[ρ_, φ_, η_, ξ_] = If[rVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ] == 1,
JVEKTOR[ρ, φ] - (JVEKTOR[ρ, φ] . epVEKTOR[η, ξ]) * epVEKTOR[η, ξ] + (MVEKTOR[ρ, φ] * epVEKTOR[η, ξ]) / Z0,
JVEKTOR[ρ, φ] - (JVEKTOR[ρ, φ] . epVEKTOR[η, ξ]) * epVEKTOR[η, ξ] + (MVEKTOR[ρ, φ] * epVEKTOR[η, ξ]) / Z0];
GVEKTOR[ρ_, φ_, η_, ξ_, z_] = If[rVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ] == 1, NVEKTOR[ρ, φ, η, ξ] * cl[z] * ρ * R / Sqrt[R^2 - ρ^2],
NVEKTOR[ρ, φ, η, ξ] * cl[z] * ρ * R / Sqrt[R^2 - ρ^2]];
W[ρ_, φ_, η_, ξ_, z_] =
If[rVEKTOR[ρ, φ] . RVEKTOR[ρ, φ] == 1, Exp[I * k0 * R * Cos[ArcSin[ρ/R]] * Cos[ξ]] * GVEKTOR[ρ, φ, η, ξ, z],
Exp[I * k0 * R * Cos[ArcSin[ρ/R]] * Cos[ξ]] * GVEKTOR[ρ, φ, η, ξ, z]];

```

Abbildung I.3: Mathematica Quellcode für die Berechnung des Antennen-
diagrammes der Hybridantenne (Fortsetzung).

```

(* Berechnung der Antennendiagramme *)
anzahlfourierglieder = 32;
Save["x0025FK119um_gitter100", R, Lext,  $\lambda$ , x0, E0e, E0 $\phi$ ,  $\delta$ , anzahlfourierglieder, datentrennung]
Wtabellex[ $\rho$ _,  $\eta$ _,  $\xi$ _, z_] :=
  Table[W[ $\rho$ ,  $-\pi + n * 2 * \pi / \text{anzahlfourierglieder}$ ,  $\eta$ ,  $\xi$ , z] . {1, 0, 0}, {n, 1, anzahlfourierglieder}];
 $\omega\text{mx}[\rho\_ , \eta\_ , \xi\_ , z\_ ] := \text{Fourier}[W\text{tabellex}[\rho, \eta, \xi, z] / \text{Sqrt}[\text{anzahlfourierglieder}];
xtabelle = Table[
  { $\xi$ , Sum[Sum[ $\omega\text{mx}[\rho, 0, \xi, 1.92][[m]] * \text{BesselJ}[-(m - 1), k0 * \rho * \text{Sin}[\xi]]$ , {m, 1, 25, 1}], { $\rho$ , 0,  $6 * 10^{-3}$ ,  $0.1 * 10^{-3}$ }},
  { $\xi$ , -0.035, 0.035, 0.0035}] >>>
x0025FK119um_gitter100
Wtabelley[ $\rho$ _,  $\eta$ _,  $\xi$ _, z_] :=
  Table[W[ $\rho$ ,  $-\pi + n * 2 * \pi / \text{anzahlfourierglieder}$ ,  $\eta$ ,  $\xi$ , z] . {0, 1, 0}, {n, 1, anzahlfourierglieder}];
 $\omega\text{my}[\rho\_ , \eta\_ , \xi\_ , z\_ ] := \text{Fourier}[W\text{tabelley}[\rho, \eta, \xi, z] / \text{Sqrt}[\text{anzahlfourierglieder}];
ytabelle = Table[
  { $\xi$ , Sum[Sum[ $\omega\text{my}[\rho, 0, \xi, 1.92][[m]] * \text{BesselJ}[-(m - 1), k0 * \rho * \text{Sin}[\xi]]$ , {m, 1, 25, 1}], { $\rho$ , 0,  $6 * 10^{-3}$ ,  $0.1 * 10^{-3}$ }},
  { $\xi$ , -0.035, 0.035, 0.0035}] >>>
x0025FK119um_gitter100$$ 
```

Abbildung I.4: Mathematica Quellcode für die Berechnung des Antennendiagrammes der Hybridantenne (Fortsetzung).

Anhang J

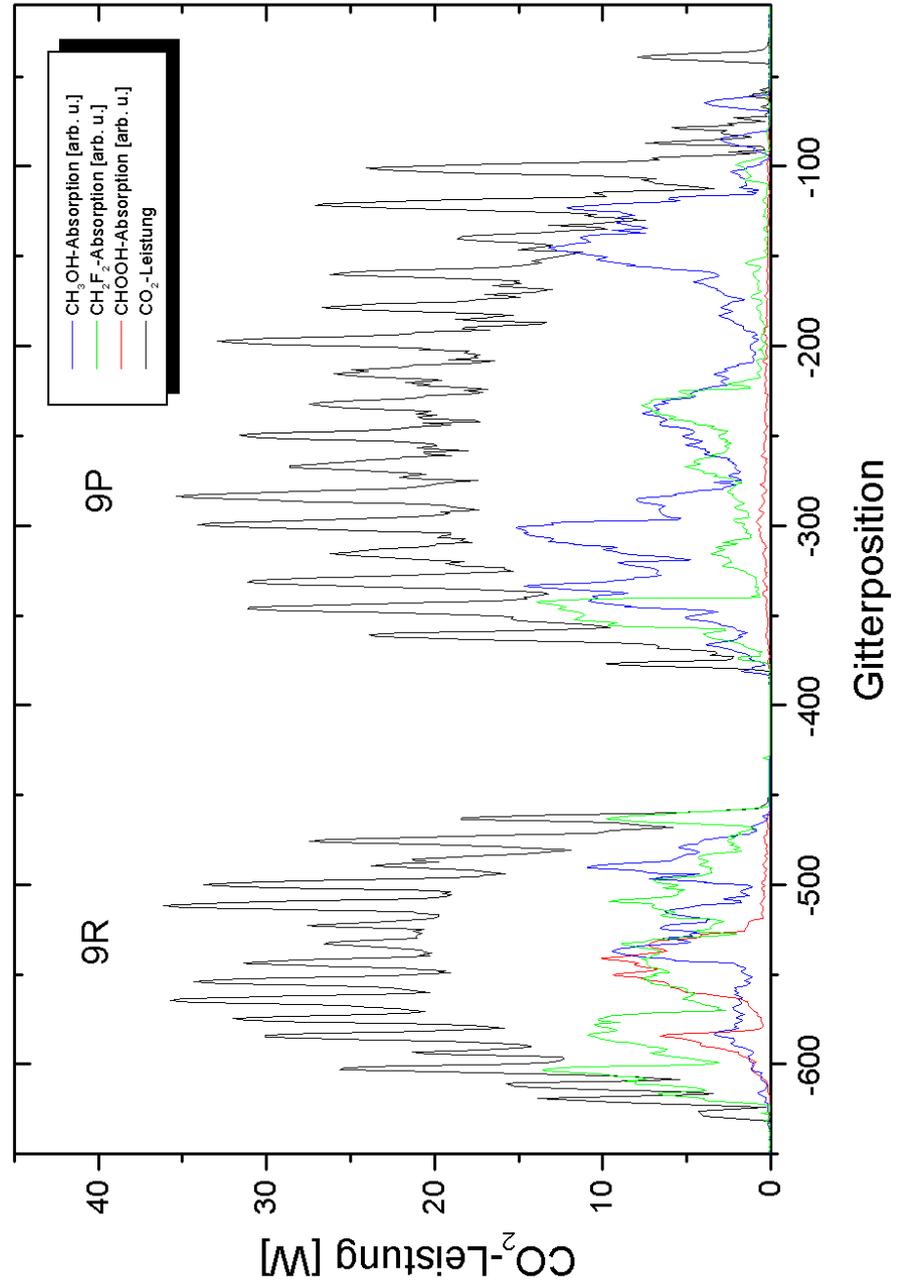
CO_2 -Gitterscans

Auf den nachfolgenden beiden Seiten befinden sich die „Gitterscans“ des aufgebauten CO_2 -Lasers. Dabei handelt es sich um die Laserausgangsleistung, die über der entsprechenden Gitterposition des CO_2 -Lasers aufgetragen ist. Zusätzlich befinden sich in den Diagrammen das Mikrofonsignal des FIR-Ringlasers bei den entsprechenden Gitterpositionen. Dieses Mikrofonsignal ist ein Indikator für die Absorption der CO_2 -Strahlung und sehr nützlich bei der Suche der für FIR-Lasertätigkeit erforderlichen Pumplinie.

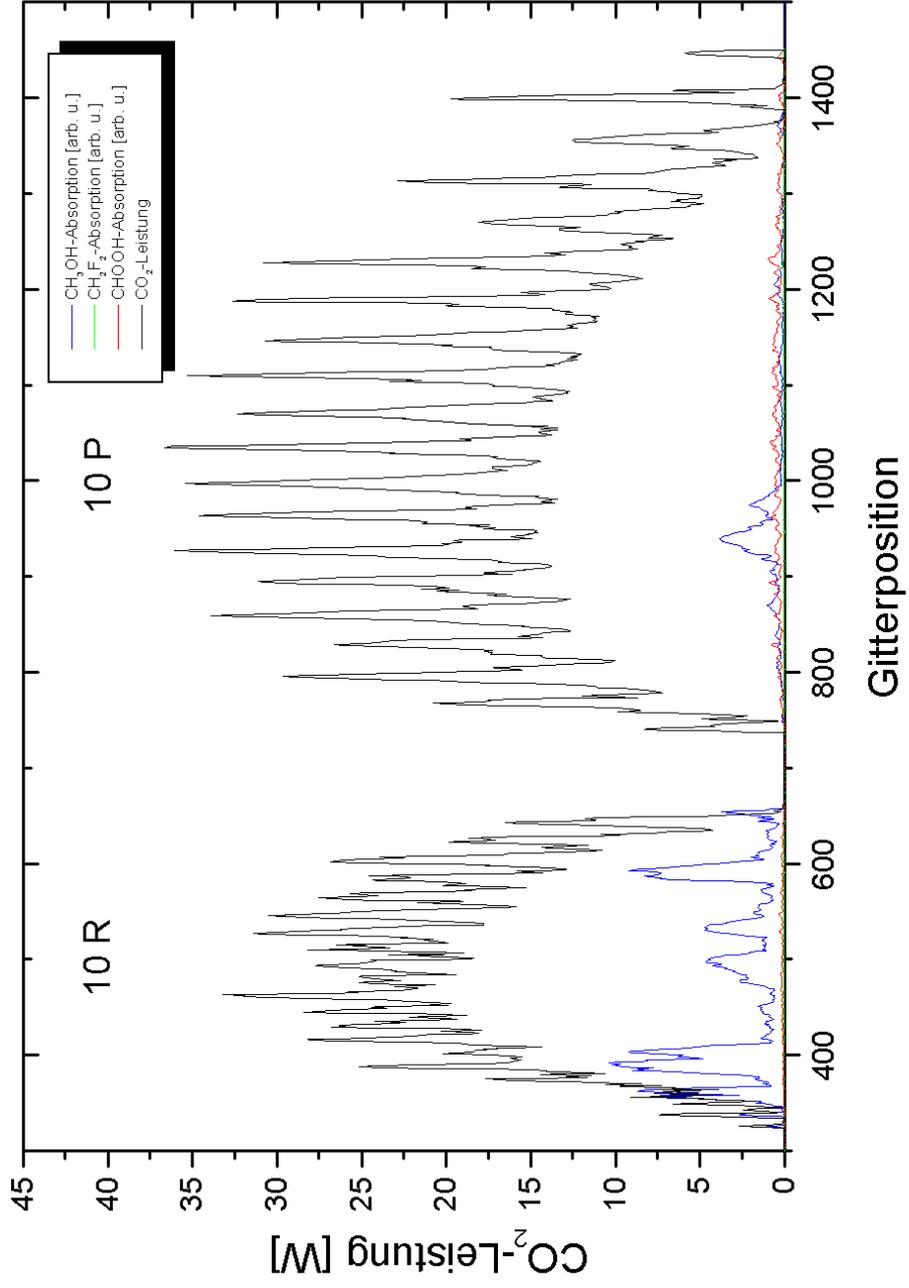
Die Leistungsangaben sind als Richtwerte zu betrachten, da auf Grund der grossen Zeitkonstante des Leistungsmessgerätes und der dazu relativ schnellen Änderung der Gitterposition kein stationärer Zustand des Messgerätes erreicht wurde.

Die maximale Ausgangsleistung des CO_2 -Lasers betrug ≈ 49 Watt.

CO_2 -Laser, Gitterscan: 9er-Band



CO₂-Laser, Gitterscan: 10er-Band



Anhang K

Fotografien

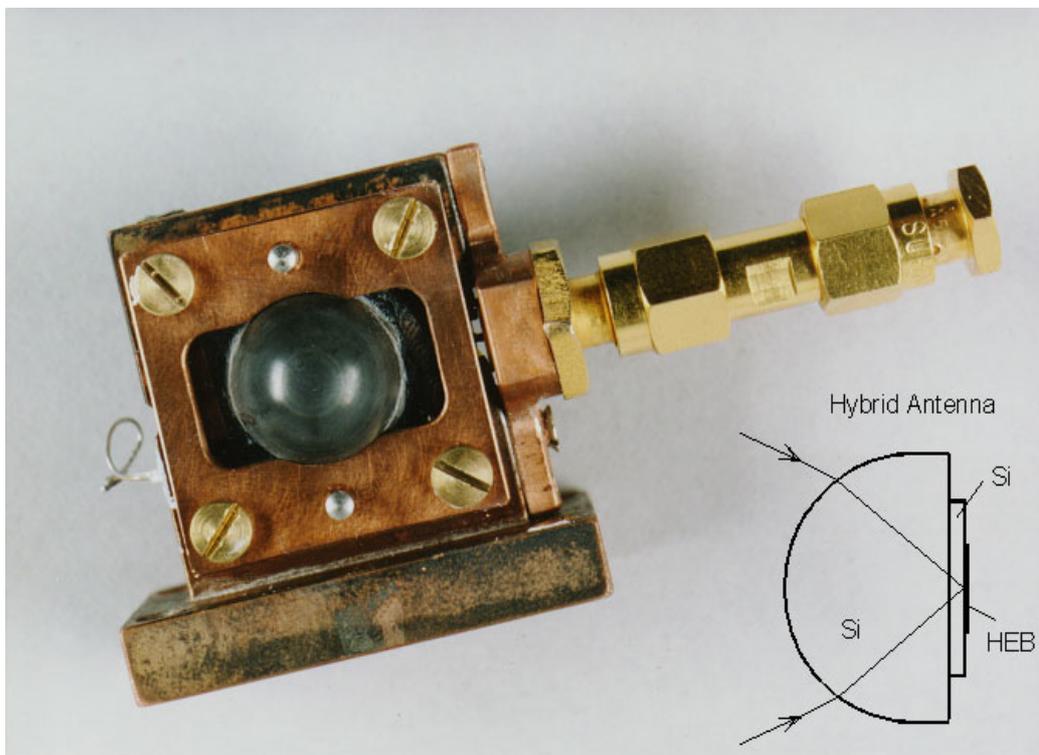


Abbildung K.1: Mischerblock mit Si-Linse.

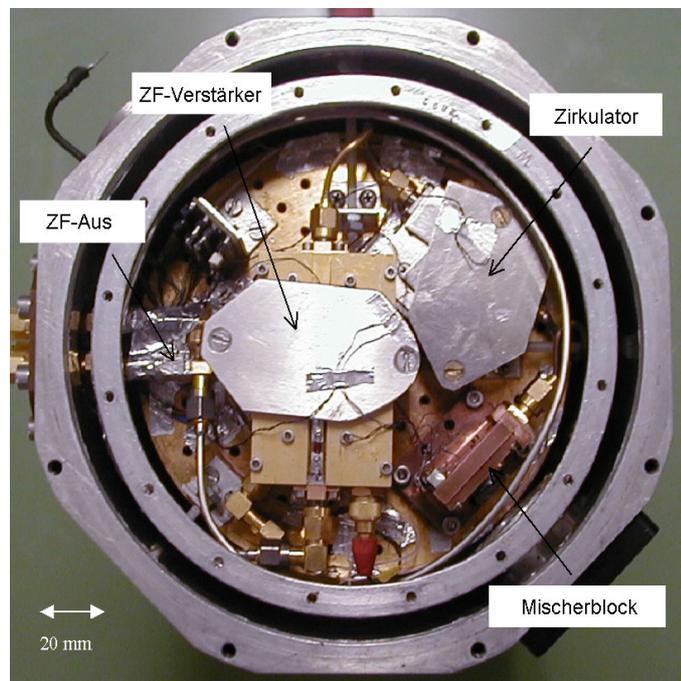


Abbildung K.2: Blick auf die Kaltplatte des geöffneten Kryostaten.

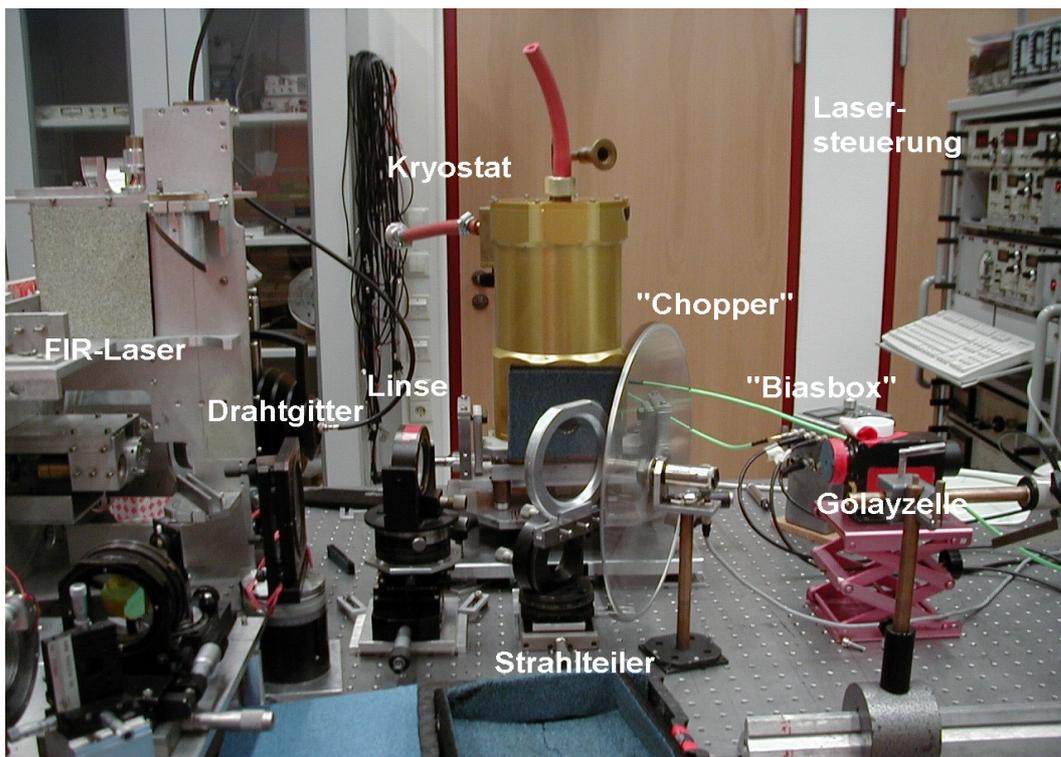


Abbildung K.3: Typischer Messaufbau aus Blickrichtung der Signalquelle. Die einzelnen Komponenten sind in Kapitel 5.3 näher beschrieben. Der Chopper wurde für die Aufnahme gedreht, um den Blick auf das Einkoppelfenster freizugeben.

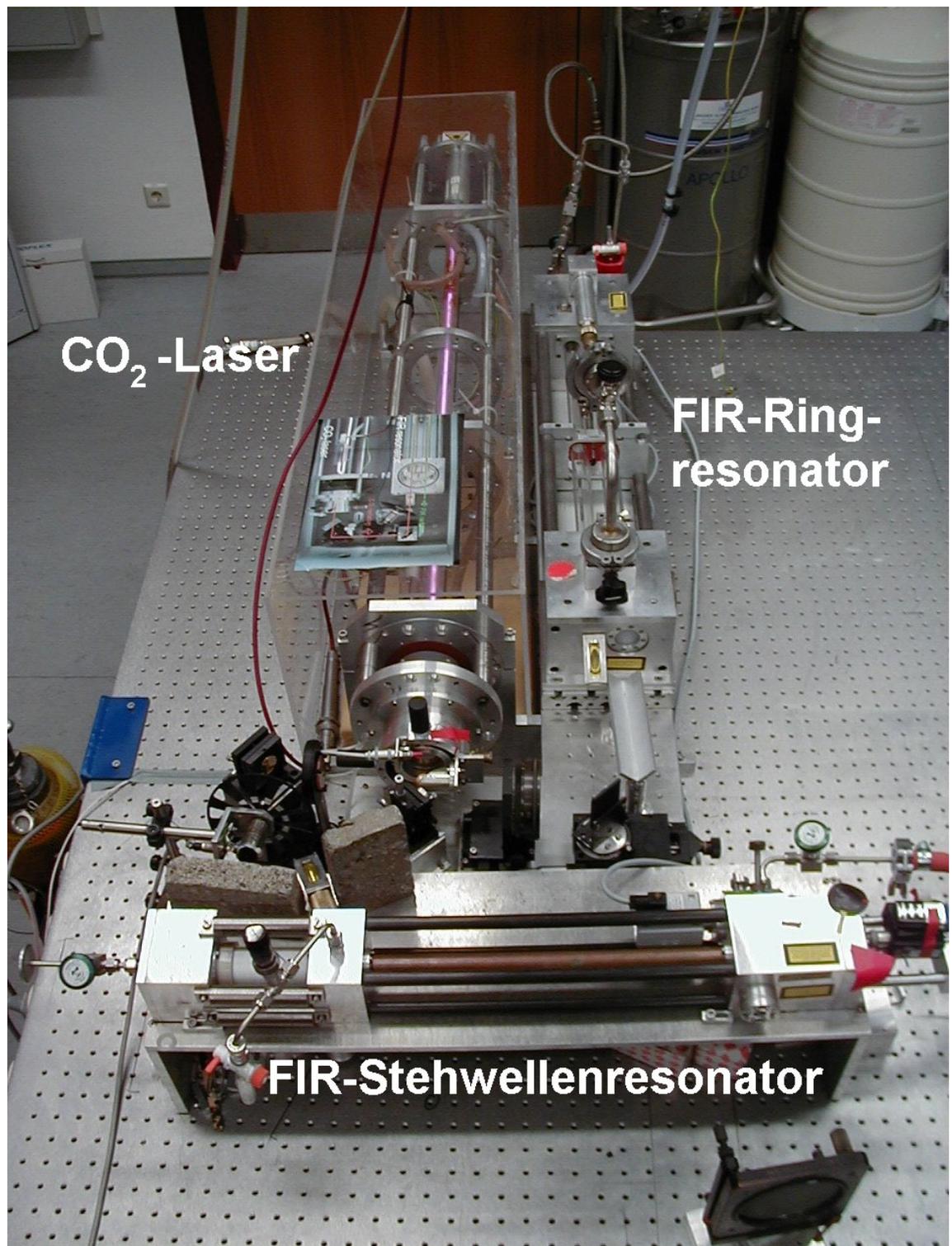


Abbildung K.4: Optisch gepumpter FIR-Laser. Bei dieser Anordnung wird der Ausgangsstrahl des CO_2 -Lasers in den Stehwellenresonator eingekoppelt, der FIR-Ringlaser ist dabei nicht in Verwendung.

Literaturverzeichnis

- [1] *Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik: Benennung der Wellenlängenbereiche*. DIN 5031 Teil 7, 1984.
- [2] H.-P. Röser: *Heterodyne spectroscopy for submillimeter and far-Infrared wavelengths from 100 μm to 500 μm* . *Infrared Phys.*, 32:385–407, 1991.
- [3] P. Fabian: *Atmosphäre und Umwelt*. Springer Verlag, 1992.
- [4] H.-W. Hübers, H. P. Röser: *Submillimeter and far-infrared observing platforms for astronomy*. *Spectroscopy from Space*, NATO ASI Series, 2001.
- [5] Herausgeber: Ruth Titz, Hans-Peter Röser: *SOFIA, Astronomie und Technologie im 21. Jahrhundert*. Wissenschaft und Technik Verlag Berlin, 1998.
- [6] A. Krabbe, H.-P. Röser: *SOFIA Astronomy and Technology in the 21st Century*. *Rev. of Mod. Astronomy*, 12, 1999.
- [7] G. L. Pilbratt: *The ESA FIRST cornerstone mission*. *SPIE* 4013, Seiten 142–151, 2000.
- [8] H.-W. Hübers, A. Semenov, J. Schubert, G. Gol'tsman, B. Voronov, E. Gershenson, A. Krabbe, H. P. Röser: *NbN hot electron bolometer as THz mixer for SOFIA*. *Proceedings of SPIE*, 4014:195–202, 2000.
- [9] P. Yagoubov, M. Kroug, H. Merkel, E. Kollberg, H.-W. Hübers, J. Schubert, G. Schwaab, G. Gol'tsman, E. Gershenson: *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.
- [10] H.-W. Hübers, H. P. Röser, G. W. Schwaab: *A heterodyne receiver for the frequency range 1-6 THz*. *Proc. 30th ESLAB Symp. 'Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation'*, ESA SP-388:159–162, 1996.

- [11] W. Demtröder: *Laserspektroskopie*. Springer-Verlag, 2000.
- [12] H. P. Röser, M. V. Schönermark: *Erdatmosphäre: Absorptions- und Emissionsprozesse*. Vorlesung, TU Berlin, 2000.
- [13] H. Vogel, C. Gerthsen: *Physik*. 18. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1995.
- [14] R. Titz, H.P Röser: *Spurengase in der Erdatmosphäre*. Vorlesung „Weltraumsensorik“, Technische Universität Berlin, Institut für Luft- und Raumfahrt, WS 2000/2001.
- [15] C. R. Englert: *Observation of OH in the middle atmosphere with an improved and characterized 2.5 THz heterodyne spectrometer*, *Dissertation*. Shaker Verlag, 1999.
- [16] Th. de Graauw: *THz astronomy from space*. New Directions in Terahertz Technology, NATO ASI Series E: Applied Sciences, 334:237–244, 1997.
- [17] R. T. Boreiko, A. L. Betz, J. Zmuidzinas: *Heterodyne spectroscopy of the 158 micron CII line in M42*. *Astrophys. Journal*, 325:L47–L51, 1988.
- [18] R. H. Kingston: *Detection of Optical and Infrared Radiation*. Springer Verlag, 1978.
- [19] J. C. G. Lesurf: *Millimetre-wave optics, devices and systems*. Adam Hilger, Bristol and New York (USA), 1990.
- [20] O. Hachenberg, B. Vowinkel: *Technische Grundlage der Radioastronomie*. B.I.-Wissenschaftsverlag, Bibliographisches Institut Mannheim/Wien/Zürich, 1982.
- [21] A. R. Kerr, M. J. Feldmann, S.-K. Pan: *Receiver noise temperature, the quantum noise limit and the role of the zero-point fluctuations*. 8th International Symposium on Space Terahertz Technology, Cambridge (USA), Seiten 101–111, 1997.
- [22] H. B. Callen, T. A. Welton: *Irreversibility and generalized noise*. *Phys. Rev.*, 83 (1):24–40, 1951.
- [23] M. Krocka: *Optimierung und Erweiterung eines flugzeuggetragenen FIR Heterodyn-Spektrometers im Hinblick auf Emissions- und Absorptionsmessung*. Dissertation, TU Berlin, Fakultät für Verkehrs- und Maschinensysteme, 2002.

- [24] E. M. Gershenson, G. N. Golt'sman, I. G. Gogidze, Y. P. Gusev, A. I. Elantev, B. S. Karasik, A. D. Semenov: *Millimeter and submillimeter range mixer based on electronic heating of superconductive films in the resistive state*. Superconductivity, 3 (10):1582–1597, 1990.
- [25] K. J. Button: *Reviews of Infrared and Millimeter Waves*. Plenum Press, New York, 1983.
- [26] John D. Kraus: *Radio Astronomy*. Cygnus-Quasar Books, Powell, Ohio 43065, 1982.
- [27] P. L. Richards: *Bolometers for infrared and millimeter waves*. J. Appl. Phys., 76 (1), 1994.
- [28] A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman, R. Sobolewski: *Hot-Electron Effect in Superconductors and its Applications for Radiation Sensors, Topical Review Article*. Superconducting Science and Technology, 15:R1–R16, 2002.
- [29] M. Kroug, S. Cherednichenko, M. Choumas, H. Merkel, E. Kollberg, H. W. Hübers, H. Richter, D. Loudkov, B. Voronov, G. Gol'tsman.: *HEB Quasi-optical Heterodyne Receiver for THz frequencies*. 12th International Symposium on Space THz Techonolgy, San Diego, Seiten 244–252, 2001.
- [30] A. L. Betz, R. T. Boreiko: *A practical Schottky mixer for 5 THz (Part II)*. Proceedings of the 7th International Symposium on Space THz Technology, Charlottesville, Seiten 503–510, 1996.
- [31] H. P. Röser, H.-W. Hübers, T. W. Crowe, W. C. B. Peatman: *Nano-structure GaAs Schottky diodes for far-infrared heterodyne receivers*. Infrared Phys. Technol., 35:451–462, 1994.
- [32] D. E. Prober: *Superconducting terahertz mixer using a transition-edge microbolometer*. Appl. Phys. Lett., 62 (17):2119–2121, 1993.
- [33] Boris S. Karasik, William R. McGrath: *Optimal choice of material for HEB superconducting mixers*. 9th International Symposium on Space Terahertz Technology, Pasadena, Seiten 73–80, 1998.
- [34] I. Siddiqi, D. E. Prober, B. Bumble, H. G. LeDuc: *Reduced T_c Nb superconducting HEB mixers*. Proc. 12th International Symposium on Space Terahertz Technology, San Diego, Seiten 36–41, 2001.

- [35] W. R. McGrath: *Hot-Electron bolometer mixers for submillimeter wavelengths: an overview of recent developments*. 6th International Symposium on Space Terahertz Technology, Pasadena, Seiten 216–228, 1995.
- [36] A. F. Andreev. *Sov. phys. JETP*, 19:1228, 1964.
- [37] S. B. Kaplan: *Acoustic matching of superconducting films to substrates*. *J. Low. Temp. Phys.*, 37:343–365, 1979.
- [38] N. Perrin, C. Vanneste: *Response of superconducting films to a periodic optical irradiation*. *Phys. Rev. B*, 28(9):5150–5159, 1983.
- [39] E. M. Gershenzon, M. E. Gershenzon, G. N. Gol'tsman, A. M. Lyul'kin, A. D. Semenov and A. V. Sergeev: *On the limiting characteristics of high-speed superconducting bolometers*. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 34(2):195–201, 1989.
- [40] Y. Gousev, G. N. Gol'tsman, A. D. Semenov, E. M. Gershenzon: *Broadband ultrafast superconducting NbN detector for electromagnetic radiation*. *J. Appl. Phys.*, 75:3695–3697, 1994.
- [41] C. E. Tong, J. Stern, K. Megerian, H. LeDuc, T. K. Sridharan, H. Gibson, R. Blundell: *A Low-Noise NbTiN Hot Electron Bolometer Mixer*. 12th International Symposium on Space Terahertz Technology, San Diego, Seiten 253–261, 2001.
- [42] K. H. Gundlach, T. Lehnert, C. Rösch, M. Schicke, C. Schwoerer, H. Rothermel, F. Schäfer: *NbN hot-electron bolometer mixers*. *SOFIA: Astronomie und Technologie im 21. Jahrhundert*, Seiten 173–182, 1998.
- [43] B. S. Karasik, A. I. Elant'ev: *Noise temperature limit of a superconducting hot-electron bolometer mixer*. *Appl. Phys. Lett.*, 68 (6), 1996.
- [44] B. S. Karasik, A. I. Elantev: *Analysis of the noise performance of a hot-electron superconducting bolometer mixer*. 6th International Symposium on Space Terahertz Technology, Pasadena, Seiten 229–246, 1995.
- [45] H. Ekström, B. Karasik, E. Kollberg, K. S. Yngvesson: *Conversion Gain and Noise of Niobium Superconducting Hot-Electron Mixers*. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 43:938–947, 1995.

- [46] K. S. Yngvesson, E. L. Kollberg: *Optimum receiver noise temperature for NbN HEB mixers according to the standard model*. 10th International Symposium on Space Terahertz Technology, Charlottesville, Seiten 566–582, 1999.
- [47] R. S. Nebosis, A. D. Semenov, Y. P. Goussev, K. F. Renk: *Rigorous Analysis of a superconducting hot-electron bolometer mixer: theory and comparison with experiment*. Proceedings of the 7th Symposium on Space Terahertz Technology, Charlottesville, Seiten 601–613, 1996.
- [48] P. Khosropanah, H. Merkel, S. Yngvesson, A. Adam, S. Cherednichenko, E. Kollberg: *A distributed device model for phonon-cooled HEB mixers predicting IV characteristics, gain, noise and IF bandwidth*. Proceedings of 11th International Symposium on Space Terahertz Technology, Seiten 474–488, 2000.
- [49] W. J. Skocpol, M. R. Beasley, M. Tinkham: *Self-heating hotspots in superconducting thin-film microbridges*. J. Appl. Phys., 45 (9):4054–4066, 1974.
- [50] D. W. Floet, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, P. A. J. de Korte: *Comparison between electronic hot spot model and current-voltage characteristics of superconducting hot-electron bolometers*. Proc. of 10th International Symposium on Space Terahertz Technology, Charlottesville, Seiten 583–591, 1999.
- [51] A. D. Semenov, R. S. Nebosis, Y. P. Gousev, M. A. Heusinger, K. F. Renk: *Analysis of the nonequilibrium photoresponse of superconducting films to pulsed radiation by use of a two-temperature model*. Phys. Rev. B, 52 (1):581–590, 1995.
- [52] H. Merkel, P. Khosropanah, P. Yagoubov, E. Kollberg: *A hot-spot mixer model for phonon-cooled NbN hot electron bolometric mixers*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 9:4201–4204, 1999.
- [53] H. Merkel, P. Khosropanah, D. W. Floet, P. A. Yagoubov, E. Kollberg: *Conversion gain and fluctuation noise of phonon-cooled hot-electron bolometers in hot-spot regime*. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 48:690–699, 2000.
- [54] A. T. Lee, P. L. Richards, S. W. Nam, B. Cabrera, K. D. Irwin: *A superconducting bolometer with strong electrothermal feedback*. Appl. Phys. Lett., 69 (12):1801–1803, 1996.

- [55] E. K. Hollmann, A. G. Zaitsev: *Optimal magnetron sputtering parameters for superconducting NbN thin film deposition*. Vacuum, 44 (8):847–850, 1993.
- [56] M. Frommberger, P. Sabon, M. Schicke, K. F. Schuster: *Characterization of NbN thin films produced on quartz substrates using MgO seed layers for phonon cooled Hot-Electron Bolometer devices*. 12th International Symposium on Space Terahertz Technology, San Diego, Seiten 159–167, 2001.
- [57] A. D. Semenov, Yu. Gousev, R. S. Nebosis, K. F. Renk, P. Yagoubov, B. M. Voronov, G. N. Gol'tsman, V. D. Syomash, E. M. Gershenson: *Heterodyne detection of THz radiation with a superconducting hot-electron bolometer mixer*. Appl. Phys. Lett., 69 (2):260–262, 1996.
- [58] E. L. Kollberg: *Superconducting Mixers for Submillimetre Wavelengths*, Band 334 der Reihe *New Directions in Terahertz Technology, Series E: Applied Sciences*. Kluwer Academic Publishers, 1997.
- [59] M. Kroug: *NbN Hot Electron Bolometric Mixers for a Quasi-Optical THz Receiver*. Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, 2001.
- [60] O. Marti, J. Colchero: *Reibungsmikroskopie*. Phys. Bl., 48:1007, 1992.
- [61] G. Binning, H. Rohrer: *Atomic Force Microscope*. Phys. Rev. Lett, 56:S. 390, 1986.
- [62] H. Richter: *Rasterkraftmikroskopie im Intermittent-Contact-Mode*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Karlsruhe, 1999.
- [63] P. Schunk: *Untersuchung von Oberflächen und Oberflächenprozessen mit dem Rasterkraftmikroskop*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Karlsruhe (TH), 1997.
- [64] S. Paulus: *Rauheitsuntersuchung und Nanostrukturierung mit dem Rasterkraftmikroskop: Experimente und Bildanalysen*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Karlsruhe (TH), 1999.
- [65] M. Frommberger: *Herstellung und Charakterisierung supraleitender Nb und NbN Hot-Electron Bolometer Mischerelemente*. Shaker Verlag, Aachen, 2001.

- [66] P. Santham, D. E. Prober: *Inelastic electron scattering mechanisms in clean aluminium films*. Phys. Rev. B, 29:3733–3736, 1984.
- [67] S. Cherednichenko, P. Yagoubov, K. Il'in, G. Gol'tsman, E. Gershenson: *Large bandwidth of NbN phonon-cooled hot-electron bolometer mixers on sapphire substrates*. 8th International Symposium on Space Terahertz Technology, Cambridge (USA), Seiten 245–257, 1997.
- [68] D. W. Pashley, M. J. Stowell, M. H. Jacobs, T. J. Law: *The growth and structure of gold and silver deposits formed by evaporation inside an electron microscope*. Phil. Mag., 10:127–158, 1964.
- [69] R. Glang L. I. Maissel: *Handbook of Thin Film Technology*. McGraw-Hill Book Company, 1970.
- [70] Y. B. Vachtomin, M. I. Finkel. S. V. Antipov, B. M. Voronov, K. V. Smirnov, N. S. Kaurova, V. N. Drakinski, G. N. Gol'tsman: *Gain bandwidth of phonon-cooled HEB mixers made of NbN thin film with MgO buffer layer on Si*. 13th International Symposium on Space Terahertz Technoly, Cambridge (USA), Seiten 259–270, 2002.
- [71] J. A. Dayton, V. O. Heinen, N. Stankiewics, T. M. Wallett: *Submillimeter Backward Wave Oscillators*. Int. J. Infrared Millimeter Waves, 8 (10):1257–1268, 1987.
- [72] H. Rothermel, T. G. Phillips, J. Keene: *A Solid-State Frequency Source for Radio Astronomy in the 100 to 1000 GHz Range*. Int. J. Infrared Millimeter Waves, 10 (1):83–100, 1989.
- [73] H. P. Roeser, R. Wattenbach: *Der optisch gepumpte Moleküllaser für den Wellenlängenbereich 10 μm bis 2 mm*. Laser Optoelekt., 16, 1984.
- [74] H. P. Roeser, R. Wattenbach, E. J. Durwen, G. V. Schultz: *A high resolution heterodyne spectrometer from 100 μm to 1000 μm and the detection of CO ($J=7-6$), CO ($J=6-5$) and ^{13}CO ($J=3-2$)*. Astron. Astrophys., 165:287–299, 1986.
- [75] M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, G. Wüstefeld, H.-W. Hübers: *Steady-state far-infrared coherent synchrotron radiation detected at BESSY II*. Phys. Rev. Lett., 88(25):254801(1)–(4), 2002.
- [76] M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, P. Kuske, W. B. Peatman, U. Schade, G. Wüstefeld, H.-W. Hübers: *Brilliant, coherent far-infrared (THz) synchrotron radiation*. Phys. Rev. Lett., 90(9):94801(1)–(4), 2003.

- [77] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, F. Rossi: *Terahertz semiconductor-heterostructure laser*. Nature, 417:156–159, 2002.
- [78] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho: *Quantum Cascade Laser*. Science, 264:553–556, 1994.
- [79] M. Rochat, L. Ajili, H. Willenberg, J. Faist, H. Beere, G. Davies, E. Linfield, D. Ritchie: *Low-threshold terahertz quantum-cascade lasers*. Appl. Phys. Lett., 81(8):1381–1383, 2002.
- [80] C. K. N. Patel: *continuous-wave laser action on vibrational-rotational transitions of CO₂*. Phys. Rev., 136 (5A):1187–1193, 1964.
- [81] C. K. N. Patel: *CW laser action in N₂O (N₂ – N₂O system)*. Appl. Phys. Lett., 6 (1):12–13, 1965.
- [82] H. P. Röser, B. Auel, R. Röß, K. Krause: *CO₂-Laser in Miniaturausführung*. Laser und Optoelektronik, 22. Jahrgang, 6, 1990.
- [83] J. Hawkes, I. Latimer: *Lasers - Theory and Practice*. Prentice Hall International Series in Optoelectronics, 1994.
- [84] F. K. Kneubühl, M. W. Sigrist: *Laser*. B. G. Teubner Stuttgart, 1999.
- [85] N. G. Douglas: *Milimetre and Submilimetre Wavelength Lasers*. Springer-Verlag, 1989.
- [86] H. P. Röser: *Die Entwicklung eines optisch gepumpten submm Lasers als lokaler Oszillator in einem Heterodyn-System*. Max Planck Institut für Radioastronomie Bonn, Dissertation, 1979.
- [87] D. B. Rutledge, D. P. Neikirk and D. P. Kasilingam: *Integrated-Circuit Antennas*. Infrared and Millimeter Waves, K. J. Button Ed. New York: Academic Press, 10:1–90, 1983.
- [88] G. M. Rebeiz: *Millimeter-Wave and Terahertz Integrated Circuit Antennas*. Proc. IEEE, 90(11):1748–1770, 1992.
- [89] D. F. Filipovic, S. S. Gearhart, G. M. Rebeiz: *Double-slot antennas on extended hemispherical and elliptical silicon dielectric lenses*. IEEE Transactions on microwave theory and techniques, 41(10):1738–1749, 1993.
- [90] M. Born, E. Wolf: *Principles of Optics*. Pergamon Press, 1964.

- [91] M. J. M. Van der Vorst: *Integrated lens antennas for submillimetre-wave applications*. Dissertation, Technische Universität Eindhoven, 1999.
- [92] E. Hecht: *Optics*. Oldenbourg Verlag München, Wien, 2001.
- [93] Thomas H. Büttgenbach: *An improved solution for integrated array optics in quasi-optical mm and submm receivers: the hybrid antenna*. IEEE Transactions on microwave theory and techniques, 41(10):1750–1761, 1993.
- [94] P. J. I. de Maagt, M. J. M. van der Vorst, M. H. A. J. Herben: *Internal reflections of and matching layers for integrated lens antennas*. 7th International Symposium on Space Terahertz Technology, Charlottesville, Seiten 282–287, 1996.
- [95] Olaf Stenzel: *Das Dünnschichtspektrum*. Akademie Verlag, 1996.
- [96] H.-W. Hübers, J. Schubert, A. Krabbe, M. Birk, G. Wagner, A. Semenov, G. Gol'tsman, B. Voronov, E. Gershenson: *Parylene anti-reflection coating of a quasi-optical hot-electron-bolometric mixer at terahertz frequencies*. Infrared Physics & Technology, 42:41–47, 2001.
- [97] J. D. Dyson: *The equiangular spiral antenna*. IRE Transactions on antennas and propagation, Seiten 181–187, 1959.
- [98] J. Thaysen et al: *Numerical and experimental investigation of a coplanar wave guide fed spiral antenna*. IEEE 24th QMW Antenna Symposium, Seiten 13–16, 2000.
- [99] J. Thaysen, K. Jakobsen, J. Appel-Hansen: *Characterisation and optimisation of a coplanar waveguide fed logarithmic spiral antenna*. IEEE-APS Conference On Antennas And Propagation For Wireless Communications, Seiten 25–28, 2000.
- [100] D. M. Pozar: *Microwave Engineering, 2nd Ed.* New York: John Wiley and Sons, 1998.
- [101] J. Thaysen, K. B. Jakobsen, J. Appel-Hansen: *A logarithmic spiral antenna for 0.4 to 3.8 GHz*. Applied Microwave and Wireless, Seiten 32–45, 2001.
- [102] Y. Zhuang, K. S. Yngvesson: *Negative resistance effects in NbN HEB devices*. 12th International Symposium on Space Terahertz Technology, San Diego, Seiten 131–140, 2001.

- [103] J. Schubert, A. Semenov, G. Gol'tsman, H.-W. Hübers, G. Schwab, B. Voronov, E. Gershenson: *Noise temperature and sensitivity of a NbN hot-electron-mixer at frequencies from 0.7 THz to 5.2 THz*. Proc. of the 10th International Symposium on Space Terahertz Technology, Charlottesville, Seiten 190–199, 1999.
- [104] A. D. Semenov, H.-W. Hübers, J. Schubert, G. N. Gol'tsman, A. I. Elantiev, B. M. Voronov, E. M. Gershenson: *Design and Performance of the Lattice-Cooled Hot-Electron Terahertz Mixer*. J. Appl. Phys., 88:6758–6767, 2000.
- [105] P. Khosropanah, S. Cherdnichenko, H. Merkel, S. Svechnikov, V. Drakinskiy, E. Kolberg, G. Golt'sman: *Geometry dependence of the performance of NbN heterodyne hot electron bolometer superconducting mixers*. Proceedings of EUCAS, Sorrento, 2003.
- [106] H. Ekström, E. Kollberg, P. Yagoubov, G. Gol'tsman, E. Gershenson, S. Yngvesson: *Gain and noise bandwidth of NbN hot-electron bolometric mixers*. Appl. Phys. Lett., 70(24):3296–3298, 1997.
- [107] D. Meledin, C.-Y. E. Tong, R. Blundell: *The sensitivity and IF bandwidth of waveguide NbN Hot Electron Bolometer mixers on MgO buffer layers over crystalline quartz*. 13th International Symposium on Space Terahertz Technology, Cambridge (USA), Seiten 65–72, 2002.
- [108] *Installation and Operating Instructions for the TK TeraHertz Absolute Power Meter System, Version 1.21*. Thomas Keating Ltd., Station Mills, England, 2002.
- [109] S. E. Schwarz: *Efficiency of quasi-optical couplers*. Int. J. Infrared Millimeter Waves, 5:1517–1525, 1984.
- [110] S. Wolfram: *Mathematica - ein System für Mathematik auf dem Computer, Zweite Auflage*. Addison Wesley, 1994.
- [111] *Quasioptical Systems: Paul F. Goldsmith*. IEEE Press/Chapman and Hall Publishers, Series on Microwave Technology and RF, 1998.
- [112] A. D. Semenov, H.-W. Hübers, H. Richter, M. Birk, M. Krocka, K. Smirnov, G. N. Gol'tsman, B. V. Voronov: *2.5 THz Heterodyne Receiver with NbN Hot-Electron-Bolometer Mixer*. Proc. EUCAS, 2001.
- [113] D. W. Allan: *Statistics of atomic frequency standards*. Proceedings of the IEE, 54 No.2:221–230, 1966.

- [114] R. Schieder, C. Kramer: *Optimization of heterodyne observations using Allan-Variance measurements*. KOSMA, A A 373, 373:746–756, 2001.
- [115] J. W. Kooi, G. Chattopadhyay, M. Thielman, T. G. Philips, R. Schieder: *Noise Stability of SIS Receivers*. Int. J. IR and MM Waves, 21(5):1–18, 2000.
- [116] National Instruments Corporation: *LabVIEW*. 11500 N, Mopac Expwy, Austin, USA.
- [117] P. Minguzzi, M. Tonelli, G. Carrara, A. Di Lieto: *CH₃OH and CH₃⁸¹Br Self-Broadening Measurements with a Millimeter-Wave Stark Interferometer*. Journal of Molecular Spectroscopy, 109:395–401, 1985.
- [118] Siegman: *Lasers*. University Science Books, 20 Edgehill Road, Mill Vally California, 1986.
- [119] C. A. Balanis: *Antenna Theory: Analysis and Design*. New York: Wiley, 1982.
- [120] S. Silver (Ed.): *Microwave antenna theory and design*. 1949.
- [121] V. Galindo-Israel, R. Mittra: *A new series representation for the radiation integral with application to reflector antennas*. IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 25:631–641, 1977.
- [122] D. Loudkov, P. Khosropanah, S. Cherednichenko, A. Adam, H. Merkel, E. Kollberg, G. Gol'tsman: *Broadband Fourier Transform Spectrometer (FTS) Measurements of Spiral and Double-Slot Antennas at THz Frequencies*. 13th International Symposium on Space Terahertz Technology, Harvard, Seiten 373–381, 2002.
- [123] R. A. Wyss, A. Neto, W. R. McGrath, B. Bumble, H. LeDuc: *Submillimeter-wave spectral response of twin slot antennas coupled to hot electron bolometers*. 11th International Symposium on Space Terahertz Technology, Ann Arbor, Seiten 379–388, 2000.
- [124] W. F. M. Ganzevles, J. R. Gao, P. A. J. Korte, T. M. Klapwijk: *Direct response of microstrip line coupled Nb THz hot electron bolometer mixer*. Applied Physics Letters, 79 (15):2483–2485, 2001.
- [125] J. Kanpinen, J. Partanen: *Fourier Transforms in Spectroscopy*. WILEY-VCH, 2001.

- [126] J. R. Birch: *Systematic errors in dispersive Fourier transform spectroscopy*. National Physical Laboratory Report DES 133, Seiten 1–20, 1994.
- [127] W. Ganzevles, L. Swart, J. Gao, P. de Korte, T. Klapwijk: *Direct response of twin-slot antenna-coupled hot-electron bolometer mixers designed for 2.5 THz radiation detection*. Appl. Phys. Lett., 76(22):3304–3306, 2000.
- [128] S. Cherednichenko, M. Kroug, H. Merkel, P. Khosropanah, A. Adam, E. Kollberg, D. Loudkov, G. Gol'tsman, B. Voronov, H. Richter, H.-W. Hübers: *1.6 THz heterodyne receiver for the far infrared space telescope*. Physica C, Seiten 427–431, 2002.
- [129] J. Mathews, R. L. Walker: *Mathematical Methods of Physics*. W. A. Benjamin, Inc., Menlo Park, California, 1973.
- [130] *OWIS Schrittmotorsteuerung SMS, Benutzerhandbuch*. OWIS Feinmechanische und optische Systemtechnik, 1997.
- [131] A. Korpel: *AcoustoOptics-A review of fundamentals*. Proceedings of the IEEE, 69 (1):48–53, 1981.
- [132] G. W. Schwab: *Hochauflösende Molekülspektroskopie im Submillimeterbereich zur Erprobung eines breitbandig optimierten akustooptischen Spektrometers*. Diplomarbeit, Bonn, 1987.
- [133] M. J. E. Golay: *A pneumatic infra-red detector*. The Review of Scientific Instruments, 18 (5):357–362, 1947.