

**Neue Wege zur Untersuchung der
THz-Strahlungsemission intrinsischer
Josephson-Kontakte in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ und
von Quantenkaskadenlasern**

Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Eric Dorsch
aus Speyer

Tübingen
2026

Gedruckt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen.

Tag der mündlichen Qualifikation:	14.07.2026
Dekan:	Prof. Dr. Thilo Stehle
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. Reinhold Kleiner
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. Dieter Kölle

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	III
Zusammenfassung	V
1 Einführung	1
2 Grundlagen	3
2.1 Supraleitung	3
2.1.1 Empirische Befunde	4
2.1.2 BCS-Theorie	9
2.1.3 Josephson-Effekt	12
2.2 Emission von THz-Strahlung	22
2.2.1 BSCCO	22
2.2.2 QCL	27
2.3 Detektionsmethoden	30
2.3.1 Direkter Nachweis von THz-Strahlung	30
2.3.2 Indirekter Nachweis von THz-Strahlung	34
3 Fabrikation und Messaufbauten	43
3.1 Fabrikation	44
3.1.1 Ar-Ionen-Ätzanlage	44
3.1.2 Probenherstellung der BSCCO-GBG-Strukturen	55
3.2 Messaufbauten	61
3.2.1 Pyroelektrische Detektion und quantenoptischer Aufbau	62
3.2.2 THz-Mikroskop aus YBCO-Josephson-Kontakten	68
3.2.3 Bolometrisches Interferometer	70
4 Datenanalyse und Diskussion	73
4.1 QCLs als THz-Emitter	74
4.1.1 Stabilitätsanforderungen an Strom- und Spannungsregelungen	76
4.1.2 THz-Einkopplungsversuch in EIT präparierten Rydberg-Zustand	83
4.2 THz-Fernfeld-Analysen mithilfe von YBCO-Josephson-Antennen	88
4.3 Nah-gekoppelte BSCCO-Stapel	118
4.3.1 Charakteristiken der untersuchten GBG Probe	119
4.3.2 Optimierungen des Messaufbaus	124
4.3.3 Analyse der zwei Hauptkonfigurationen	137
5 Fazit und Ausblick	171
Literaturverzeichnis	178

Abkürzungsverzeichnis

JJ		Josephson Junction
IJJ		Intrinsic Josephson Junction
BSCCO		$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$
YBCO		$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$
QCL		Quantenkaskadenlaser
EIT		Elektromagnetisch Induzierte Transparenz
ATS		Autler Townes Splitting
AP		Arbeitspunkt
FFT		Fast Fourier Transform
STFT		Short Time Fourier Transform
CV		Variationskoeffizient

Zusammenfassung

Innerhalb des Frequenzbereichs der sogenannten *THz-Lücke* finden sich unter anderem die zwei THz-Emitter-Klassen des Quantenkaskadenlasers (QCL) und des Kuprat-Supraleiters $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO). Zur Generierung elektromagnetischer Strahlung unterscheiden sich beide in ihrer Funktionsweise fundamental: inmitten einer QCL-Kavität beteiligen sich einzelne Elektronen an den Intersubband-Übergängen, die zur Emission beitragen; wohingegen der intrinsische Josephson-Effekt auf dem kohärenten Transport von Cooper-Paaren basiert und in einer BSCCO-Kavität die Entstehung von komplexen Vortex-Dynamiken zur Folge hat und damit verknüpft, spezielle Moden-Konfigurationen ermöglicht. Die genaue räumliche Verteilung der emittierten THz-Strahlung durch den räumlich komplexen Stromfluss innerhalb des BSCCO-Emitters ist noch nicht gut verstanden.

Das erste Ziel der vorliegenden Arbeit beinhaltete die spektrale Auflösung und Analyse der emittierten THz-Strahlung eines Quantenkaskadenlasers wie auch eines THz-Emitters aus BSCCO - in Verbindung mit hoch-angeregten Rydberg-Atomen, die hiermit einen neuartigen Detektor für THz-Strahlung realisieren würden.

Zum Zweiten sollten sowohl das Nahfeld als auch das Fernfeld des THz-Wechselfeldes mithilfe von Josephson-Kontakten aus dem Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) im Volumen oberhalb einer emittierenden BSCCO-Kavität räumlich aufgelöst werden, um offene Fragen bzgl. der räumlichen Verteilung des elektromagnetischen Feldes in der Nähe der BSCCO-Emitter zu untersuchen.

Drittens sollten umfassende Fourier-Analysen in speziellen elektrischen Konfigurationen nah-gekoppelter BSCCO-Kavitäten abschließend die Beobachtung von subharmonischen Signal-Anteilen ermöglichen. Dies könnte interessant sein, um die emittierte THz-Strahlung von (leichter zugänglichen) höheren Frequenzen in einen (schwerer zugänglichen) niederfrequenten Frequenzbereich zu transferieren.

Bezogen auf den Versuch der Einkopplung eines THz-Wechselfeldes in einen atomaren Rydberg-Zustand, gelang es während der Experimentierphase, einen QCL zuverlässig im Strom-gepulsten Betrieb hinweg zu betreiben und zeitlich lange Frequenz-Scans zu realisieren. Mit kompakten Detektor-Klassen wie dem pyroelektrischen Detektor im Verbund mit Lock-In-Verfahren, konnte eine wesentlich leichterer Handhabung und Justage der THz-Wechselfelder erreicht werden.

Im Bild des differentiellen Widerstands bestrahlter IV-Kennlinien von YBCO-Josephson-Kontakten, erreichte die Wahl geeigneter mathematischer Parameter eine zweidimensionale Auflösung des Fernfeldes einer vermessenen BSCCO-Probe (*Proof of Concept*).

Fourier-Laufzeit-Analysen ermöglichten die Korrelation möglicher Nebenfrequenzen in bolometrisch-interferometrisch erhaltenen Frequenzspektren zweier nah-gekoppelter (über eine Spaltbreite von 500 nm) BSCCO-Kavitäten einer elektrischen aktiv/passiv-Konstellation. Bestimmte Strom- und Spannungseinstellungen scheinen potentiell subharmonische Signalanteile und womögliche Vielfache jener, begünstigt zu haben.

Kapitel 1

Einführung

Die vorliegende Dissertation befasst sich allgemein mit dem Kuprat-Supraleiter $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO) und dem intrinsischen Josephson-Effekt, welcher relevant für die von strukturierten BSCCO-Proben ausgehende Terahertz (THz)-Emission ist. Im Bereich des elektromagnetischen Spektrums von einigen THz, finden sich nur wenige geeignete Emitter-Klassen, die in ihrer Frequenz über einen möglichst breiten Frequenzbereich durchstimmbare sind. Diesbezüglich erscheint BSCCO als idealer Kandidat mit seiner reichhaltigen Josephson-Physik, integriert innerhalb einer aufgespannten Kavität einer typischen rechteckigen BSCCO-Struktur - mit einem Volumen von ca. $300 \times 50 \times 1 \mu\text{m}^3$. Darüber hinaus wird im Rahmen eines Experiments die THz-Emitter-Klasse der Quantenkaskadenlaser (QCL) genutzt. Der dabei auftretende Mechanismus zur Erzeugung von THz-Wechselfeldern unterscheidet sich fundamental zu BSCCO; und weist darüber hinaus einige relevante Unterschiede in der elektronischen Ansteuerung und experimentellen Implementierung auf.

Beide THz-Emitter-Klassen werden jeweils in unabhängigen Experimenten vorgestellt und eingesetzt. Im Falle des QCL's steht die Untersuchung einer quantenoptischen Wechselwirkung im Vordergrund, wie auch eine effektive elektronische Ansteuerung des THz-Emitters im gepulsten Betrieb.

Es folgen Experimente zum THz-Emitter BSCCO. Zum einen soll das Fernfeld einer BSCCO-Probe derart aufgelöst werden, dass ein räumlicher Kontrast Rückschlüsse über die Abstrahlcharakteristiken der Probe liefert. Des Weiteren ist die gegenseitige elektromagnetische Interaktion nah-gekoppelter BSCCO-Stapel im Bild der Physik subharmonischer Frequenzmuster von besonderem Interesse - vordergründig stehen hierbei Laufzeit-Analysen im Verbund mit der Statistik gemittelter Frequenzspektren.

Gegliedert ist die nachfolgende Thesis in drei Hauptkapitel.

Zunächst sollen die Grundlagen und die beschriebenen physikalischen Mechanismen ein fundiertes Verständnis ermöglichen, sodass die final gezogenen Schlüsse besser eingeordnet bzw. beurteilt werden können.

Daran anknüpfend, befasst sich das zweite Hauptkapitel mit der Fabrikation einer

1 Einführung

BSCCO-Probe im sogenannten GBG¹-Design, sowie der schematischen Übersicht der während der Promotionszeit genutzten Messaufbauten, einschließlich jener der jeweiligen Kooperationspartner. Außerdem beinhaltet das Kapitel zur Fabrikation die Prozessoptimierung der Ar-Ionen-Ätzanlage am Standort der Universität Tübingen - inklusive integrierter technischer Logiken zur Automatisierung des Ätzprozesses.

Das dritte Hauptkapitel beinhaltet die Auswertung und Diskussion der aus drei unterschiedlichen Experimenten erhaltenen Messergebnisse.

Das eingangs vorgestellte Experiment befasst sich mit dem Einkopplungsversuch eines emittierenden THz-QCL in hoch-angeregte gasförmige Rubidium-Atome. Im Mittelpunkt stehen dabei die Optimierungen der elektronischen Ansteuerung des QCL's, sowie die Analyse von Frequenz-Scans im Verbund mit einem präparierten Rydberg-Zustand (EIT - Elektromagnetisch-Induzierte-Transparenz), welcher im resonanten Fall mit dem ankoppelnden THz-Wechselfeld in sogenannte *dressed states* aufspalten würde (ATS - Autler-Townes-Splitting). Dies geschah in engster Zusammenarbeit mit Dr. Lara Torralbo-Campo aus der Arbeitsgruppe *Quantenoptik & Ultrakalte Atome* von Prof. József Fortágh.

Für das zweite Experiment wird eine leistungsstark emittierende BSCCO-Probe im GBG-Design im Fernfeld mit stromgesteuerten YBCO-Josephson-Kontakten räumlich analysiert und aufgelöst. Die dabei entstandenen Strom-Spannungs-Kennlinien werden mit geeigneten mathematischen Methoden auf Kleinstsignale hin ausgewertet, um schließlich einen verwertbaren Kontrast, lateral oberhalb der BSCCO-Probe, zu ermöglichen. Das zur Datenakquirierung verwendete THz-Mikroskop an der TU Braunschweig steht hierbei aufseiten der Kooperationspartner aus dem *Institut für Elektrische Messtechnik und Grundlagen der Elektrotechnik* (Arbeitsgruppe Prof. Meinhard Schilling).

Im zuletzt vorgestellten Experiment sind zwei entscheidende Strom-Spannungs-Konstellationen zweier nah-gekoppelter BSCCO-Stapel im GBG-Design aufgeführt. Zentral stehen hierbei aktive bzw. passive BSCCO-Stapel die miteinander elektromagnetisch wechselwirken. Die sich daraus ergebenden Frequenzspektren und relevanten Signale werden insbesondere auf ihre statistische Relevanz hin untersucht und eingeordnet. Dabei spielen Laufzeit-Analysen mithilfe der Kurzzeit-Fourier-Transformation eine bedeutende Rolle. Anschließend werden die graduell höchst-hypothetischen Schlüsse innerhalb der Thematik rund um die Erzeugung von subharmonischen Signalen eingebettet und abschließend beurteilt.

Ein finales Fazit und der Versuch eines Ausblicks zu den jeweiligen Experimenten und analysierten Datensätzen, werden innerhalb eines Schlusskapitels am Ende der Thesis formuliert.

¹GBG steht dabei für Gold-BSCCO-Gold; eine derart aufgebaute BSCCO-Probe besteht beidseitig aus Gold-Kontaktflächen.

Kapitel 2

Grundlagen

Die fundamentalen Konzepte und Modelle, welche die Grundpfeiler für die in dieser Dissertation vorgestellten experimentellen Datensätze legen, sind in drei wesentliche Kapitel unterteilt worden.

Das Unterkapitel zur **Supraleitung** befasst sich mit den vom Anfang bis zur Mitte des 20. Jahrhunderts erhaltenen empirischen Befunden, bis zu ersten theoretischen Abhandlungen zum makroskopischen Verständnis der Supraleitung. Dazu ergänzend wird die fundamentale mikroskopische Theorie der konventionellen Supraleitung vorgestellt und einige sich daraus ergebenden, bahnbrechende Konsequenzen angeführt. Mit dem Josephson-Effekt interferierender quantenmechanischer Wellenfunktionen schließt das Unterkapitel.

Zur **Emission von THz-Strahlung** wird der Versuch unternommen, die zwei unterschiedlichen physikalischen Mechanismen zur Erzeugung von kohärenten THz-Wechselfeldern, eines QCL's bzw. einer BSCCO-Probe, kompakt zu erörtern.

Am Ende des Grundlagen-Kapitels werden die in den Experimenten eingesetzten **Detektiionsmethoden** direkten bzw. indirekten Nachweises von THz-Strahlung prinzipiell skizziert.

2.1 Supraleitung

Im ersten Hauptkapitel der Grundlagen bezieht sich der Autor auf die fundamentale Theorie der supraleitenden Ladungsträger - die sogenannten Cooper-Paare - innerhalb der in den 50er Jahren des letzten Jahrhunderts entwickelten BCS-Theorie [1]. Außerdem werden die zwei grundlegenden Supraleiter-Klassen, Typ I bzw. Typ II, auf ihre generellen Eigenschaften und ihr elektro-magnetisches Verhalten bei tiefen Temperaturen betrachtet.

Insbesondere mit der Supraleitung verknüpfte quantenmechanische Interferenz-Phänomene, wie dem Josephson-Effekt, sind ausschlaggebend für ein erweitertes

2 Grundlagen

Verständnis der in der Auswertung präsentierten Proben und analysierten Wechselwirkungen bei den später im Auswertungsteil diskutierten Experimenten.

Als Quellen werden inmitten der Erläuterungen nicht nur die jeweiligen Einzelwerke und Veröffentlichungen herangezogen, sondern auch Grundlagenwerke der Festkörperphysik und im speziellen der Supraleitung, welche in sich schon die fundamentalen Konzepte wiedergeben und etwaige Details in wesentlich umfangreicheren Abhandlungen beleuchten.

Das vom Autor wiedergegebene und gefilterte Wissen ergibt sich aus einer von ihm getroffenen Auswahl an Werken, die in den vergangenen Jahren immer wieder herangezogen worden sind, insbesondere die angeführten Quellen, cf. [2] [3] [4] [5] [6].

2.1.1 Empirische Befunde

1908 gelang es dem Niederländer und Tieftemperaturphysiker Heike Kamerlingh Onnes und seinen Mitarbeitern als erste Menschen überhaupt, nicht nur erfolgreich die Verflüssigung von Helium zu realisieren, sondern auch drei Jahre später einen ungewöhnlichen Effekt bei der Messung des elektrischen Widerstands R von Quecksilber zu beobachten - bei eben jenen tiefen Temperaturen, cf. [7]. Er entdeckte innerhalb des aufgenommenen Datensatzes $R(T)$ (Widerstand gegenüber der Temperatur), dass im Bereich von 4.2 K der elektrische Widerstand geradezu abrupt verschwand; wie eine Art Knick im Verlauf von $R(T)$; mit einem zuvor abnehmenden elektrischen Widerstand bei gleichzeitig sinkender Badtemperatur T .

Diese von ihm entdeckte kritische Temperatur T_c (oder auch Sprungtemperatur genannt) des Quecksilbers bei ca. 4.2 K, ordnete er einem neuen physikalischen Zustand zu; dem sogenannten *supraleitenden Zustand*, [2] [8]. Typische kritische Temperaturen T_c von reinen Elementen liegen unterhalb von 10 K, lediglich Niob sticht als reines Element hervor - mit einem vergleichsweise recht hohen Wert bei $T_c = 9.25$ K.

Neben dieser Eigenschaft des widerstandsfreien elektrischen Stromflusses, kommt es zu einem außergewöhnlichen diamagnetischen Verhalten eines Supraleiters. Es stellt sich heraus, dass beim Anlegen eines statischen Magnetfeldes das Innere einer derart präparierten Probe feldfrei erscheint. Die prinzipielle Verdrängung¹ des Magnetfeldes ist demnach seine zweite fundamentale Eigenschaft, die nach Erreichen der kritischen Temperatur zum Vorschein kommt.

Der nach ihren Entdeckern benannte *Meißner-Ochsenfeld-Effekt*, wurde von den beiden deutschen Physikern 1933 in Berlin der Öffentlichkeit präsentiert, cf. [9]. Hervorzuheben ist außerdem, dass dieser Zustand der Magnetfeldverdrängung für einen Supraleiter im Gegensatz zu einem idealen Leiter nicht von seiner Vorgeschichte (bezüglich der externen Feldeinkopplung bei Temperaturen $T > T_c$) abhängig ist; er verdrängt das Feld in

¹Später wird erläutert werden, dass es Typen von Supraleitern gibt, die in Teilen das Magnetfeld durch sich selbst führen können und nicht vollständig aus ihrem Innern verdrängen.

jedem Fall; völlig losgelöst davon, ob das Feld oberhalb oder unterhalb der kritischen Temperatur angelegt worden ist.

Schon kurz darauf zeigten die Brüder London, ausgehend von der von ihnen formulierten ersten und zweiten London-Gleichung, dass ein Supraleiter sogenannte Abschirmströme am Rande seiner Struktur bis auf einige 10 nm anwerfen kann und damit das extern anliegende Magnetfeld selbst abschirmt, cf. [2].

Es sollen nun bündig die beiden London-Gleichungen, die über die Maxwell-Gleichungen in Teilen verknüpft sind, aufgeführt werden, sodass sich jene Eindringtiefe λ_L , bis zu welcher das externe Magnetfeld in den Supraleiter einzudringen vermag, am Ende angeben lässt, aus [10].

$$\vec{j} = \frac{n_s e^2}{m} \vec{E}. \quad (2.1)$$

Dies ist die **1. London-Gleichung** und verknüpft zeitlich variierte Stromdichte des Suprastroms $\vec{j}$ mit dem elektrischen Feld $\vec{E}$ und den Vorfaktoren m für die Masse der Elektronen, e für deren Ladung und n_s für die Teilchendichte der beteiligten Ladungsträger.

Für die **2. London-Gleichung** lässt sich nach einigen Umformungen der ersten London-Gleichung folgende Relation finden:

$$\text{rot } \vec{j} = -\frac{n_s e^2}{m} \vec{B}. \quad (2.2)$$

Hieran wird unmittelbar ersichtlich, dass ein Supraleiter nicht vollkommen feldfrei bleiben kann, denn die Anwesenheit von den angeworfenen Abschirmströmen bedingt so gleich auch ein Magnetfeld vor Ort.

Man kann nun folgende Betrachtung anführen, wenn die Maxwell-Gleichung zum Ampèreschen Gesetz mit der zweiten London-Gleichung in Zusammenhang gebracht wird. Um nämlich das Eindringen des Magnetfeldes in einen Supraleiter zu modellieren, wird ein Halbraum für Werte $x > 0$ und das senkrecht dazu angelegte Magnetfeld in z -Richtung betrachtet.

Über die Verknüpfung der Maxwell-Gleichung des Durchflutungsgesetzes mit der zweiten London-Gleichung, erhält man nach elementaren Operator-Umformungen eine Differentialgleichung für den betrachteten Halbraum:

$$\partial_x^2 B_z(x) = \frac{\mu_0 n_s e^2}{m} B_z(x). \quad (2.3)$$

Über einen Exponentialansatz lässt sich die Gleichung 2.3 leicht lösen und die Konstanten im Exponent der Funktion als Abklingparameter λ_L zusammenfassen:

2 Grundlagen

$$B_z(x) = B_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right), \quad (2.4)$$

wobei die eingangs erwähnte **Londonsche Eindringtiefe** wie folgt lautet:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}}. \quad (2.5)$$

Über den Meißner-Ochsenfeld-Effekt und das Verhalten eines extern angelegten statischen Magnetfeldes beim Eindringen in den Supraleiter hinaus, kann folgende Frage gestellt werden. Was wäre, wenn das Magnetfeld beliebig anwüchse?

Tatsächlich zeigt sich, dass bei einem gewissen kritischen Magnetfeld B_c der supraleitende Zustand, in welchem der ideale Diamagnetismus vorherrscht, zusammenfällt und der Supraleiter seine supraleitenden Eigenschaften entweder komplett aufgibt, oder in eine zweite Phase übergeht - dies gilt für spezielle Typen des Supraleiters, die weiter unten aufgeführt werden sollen.

Das kritische Magnetfeld ist eine von der Temperatur abhängige Größe und lässt sich über nachfolgende, empirisch gefundene Beziehung in guter Übereinstimmung beschreiben:

$$B_c(T) = B_c(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right). \quad (2.6)$$

In [\[Abbildung 2.1\]](#) ist die oben aufgeführte Funktion des kritischen Magnetfelds gegenüber der Temperatur - jeweils normiert - aufgetragen.

Das Zusammenfallen der Supraleitung mit steigenden Magnetfeldern und damit einhergehend auch die Unstetigkeit der magnetischen Suszeptibilität, regte die Diskussion an, dass eine thermodynamische Beschreibung der Supraleitung und dem vorliegenden Phasenübergang zweiter Ordnung vonnöten sei.

Diese Überlegungen motivierten die umfangreichen thermodynamischen Arbeiten von Ginsburg und Landau zur Betrachtung der freien Energie eines Supraleiters, cf. [\[6\]](#). Sie führten diesbezüglich einen komplexen Ordnungsparameter $\Psi(x)$ ein (ähnlich der makroskopischen Wellenfunktion $\Psi(x) = \Psi_0 e^{i\varphi(x)}$ - mit ortsabhängiger Phase φ), welcher im Betragsquadrat gerade die an der Supraleitung beteiligte Ladungsträgerdichte n_s angibt:

$$|\Psi(x)|^2 = n_s = \Psi_0^2, \quad (2.7)$$

wobei der Ordnungsparameter Ψ zu Null geht, sobald der ungeordnete Zustand Temperaturen $T > T_c$ erreicht und die von Ginsburg und Landau genannten 'supraleitenden

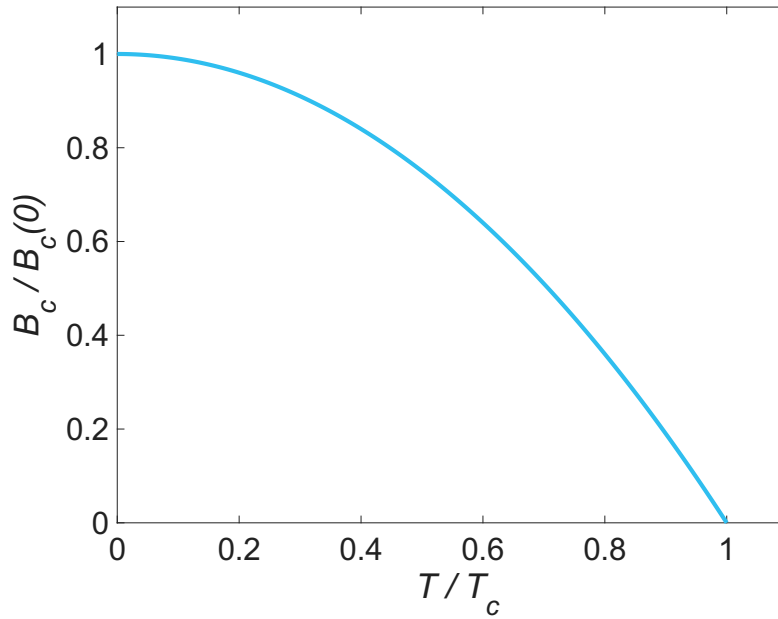


Abbildung 2.1: Normiertes, kritisches Magnetfeld B_c aufgetragen über die Temperatur, wiederum normiert auf die kritische Temperatur T_c des Supraleiters. Viele reine Elemente zeigen in Experimenten annähernd diesen Verlauf, cf. [3].

Elektronen' verschwinden.

Erst über die Minimierung der von den beiden Physikern aufgestellten freien Energie, konnten die beiden **Ginsburg-Landau-Gleichungen** abgeleitet werden, aus welchen zwei entscheidende Parameter resultierten.

Die bereits bekannte Eindringtiefe des Magnetfeldes am Rand des Supraleiters - in Übereinstimmung mit der schon phänomenologisch gefundenen Londonschen Eindringtiefe λ_L . Des weiteren die **Kohärenzlänge** ξ_{GL} , die angibt auf welcher Längenskala die supraleitende Ladungsträgerdichte abweicht, cf. [6].

Daraus resultiert eine äußerst interessante Beziehung zwischen den beiden Parametern ξ_{GL} und λ_L . Der Quotient dieser Größen wird **Ginsburg-Landau-Parameter** genannt und schreibt sich wie folgt:

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi_{GL}}, \quad (2.8)$$

und damit lassen sich Supraleiter in zwei Typen gliedern. Zum einen den bereits bekannten **Typ I Supraleiter** mit dem idealen Diamagnetismus und einem kritischen Magnetfeld B_c , bei welchem der supraleitende Zustand vollständig aufgegeben wird; und zum anderen den **Typ II Supraleiter** mit einem Mischzustand, genannt Shubnikov-Phase (experimentell gefunden in [11]):

2 Grundlagen

$$\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \rightarrow \quad \text{Typ I} \quad (2.9)$$

$$\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \rightarrow \quad \text{Typ II} \quad (2.10)$$

Jener Mischzustand des Supraleiters ermöglicht es ab einem unteren kritischen Feld B_{c1} , bis zu welchem der Meißner-Ochsenfeld-Effekt vorherrscht, magnetischen Fluss durch sich hindurch zu führen. Erst ab einem oberen kritischen Feld B_{c2} gibt der Typ II Supraleiter seinen Zustand auf und geht in den Zustand eines Normalleiters über. Das bereits erwähnte Element Niob weist zwei kritische Magnetfelder auf, und lässt sich daher als Typ II Supraleiter klassifizieren [12].

Das Besondere an diesem Mischzustand ist allerdings die Art und Weise wie der Fluss vom Supraleiter *eingefangen* wird. Tatsächlich bilden sich in ihrem Fluss quantisierte Flusswirbel (auch Abrikosov-Wirbel) aus. Abrikosov erarbeitete aus den Theorien von Ginsburg und Landau heraus, dass sich diese Wirbel in einem Dreiecksgitter innerhalb der Shubnikov-Phase eines Typ II Supraleiters anordnen, cf. [13][14]. Experimentell zeigt sich, dass dieser Magnetfluss durch die Abrikosov-Wirbel in Höhe eines magnetischen **Flussquantums** Φ_0 gegeben ist, hierbei ist das Flussquantum selbst über die Elementarladung e und das Plancksche Wirkungsquantum h fundamental verknüpft:

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} , \quad (2.11)$$

bzw. $\Phi_0 \approx 2.068 \cdot 10^{-15}$ Wb, cf. [15]. Bemerkenswerterweise tritt die zweifache Elementarladung hervor, später im Kapitel der BCS-Theorie werden die sogenannten Cooper-Paare eingeführt - die eigentlichen supraleitenden Ladungsträger mit der zweifachen Elementarladung.

Die innerhalb der Shubnikov-Phase vorherrschende Flussquantisierung der Flusswirbel zeigt sich allerdings auch fundamental für einen Supraleiter allgemein, wenn beispielsweise ein Magnetfeld durch einen supraleitenden Ring hindurchgeht. Hier werden, wie bereits durch die London-Gleichungen beschrieben, Abschirmströme innerhalb der äußeren Ringstruktur angeworfen, sodass das Innere des Supraleiters feldfrei bleibt, aber das angelegte Magnetfeld weiterhin durch das Loch im Ring besteht.

Nun kann das extern anliegende Magnetfeld abgeschaltet werden und die Abschirmströme zirkulieren weiterhin im Inneren des supraleitenden Rings und erzeugen ihrerseits wieder einen magnetischen Fluss. Dieser lässt sich gegenüber variierender externe Magnetfelder auftragen und zeigt normiert auf das Flussquantum diskretisierte Werte von ganzzahligem Fluss Φ_0 , cf. [16][17].

2.1.2 BCS-Theorie

Die bisherigen Erklärungsversuche und thermodynamischen Theorien haben sich zumindest auf der makroskopischen Ebene als äußerst effektiv zur Beschreibung des supraleitenden Zustands erwiesen. Allerdings war zum Zeitpunkt theoretisch noch nicht beschrieben worden, wie sich die supraleitenden Ladungsträger ausbilden bzw. wie ein Kondensationsvorgang beim Phasenübergang hin zum supraleitenden Zustand aussehen könnte.

Erst die Postulierung eines sogenannten Cooper-Paares - noch vor der Veröffentlichung der BCS-Theorie - sollte den beteiligten Wissenschaftlern einen mikroskopischen Unterbau bzw. Mechanismus liefern, der es wiederum ermögliche, die bereits wesentlichen phänomenologischen Befunde zu vereinen und zu ergänzen, cf. [1].

Konzeptionell entsteht ein **Cooper-Paar** über die Wechselwirkung mit dem Kristallgitter. Ein erstes Elektron verzerrt lokal das Gitter und erzeugt dadurch eine Polarisationsspur. Das zweite, gegenläufige Elektron kann diese Verzerrung energetisch nutzen. Die so entstandenen Cooper-Paare teilen sich einen gemeinsamen Schwerpunkt und es liegt nahe, ihre kollektive Bewegung mit einer makroskopischen Wellenfunktion $\Psi(x)$ zu beschreiben, ähnlich dem bereits eingeführten Ordnungsparameter durch Ginsburgs und Landaus Arbeiten.

Es bleibt anzumerken, dass aufgrund des Aufbaus aus zwei Elektronen, ein Cooper-Paar die zweifache Elementarladung e trägt. Dies ist umfassend über die Jahrzehnte bestätigt worden und findet sich beispielsweise in der Naturkonstante des magnetischen Flussquantums Φ_0 wieder.

Eine ebenso bedeutende Konsequenz aus der BCS-Theorie stellt das Konzept der **Energielücke** Δ eines Supraleiters um den Bereich des Fermi-Niveaus dar. Für den Supraleiter am absoluten Nullpunkt $T = 0$ K lässt sich die Energielücke wie folgt angeben; unter der Berücksichtigung, dass alle Zustände bis zum Fermi-Niveau (modulo der Energielücke) besetzt sind, und Elektronen nahe der Fermi-Fläche zu Cooper-Paaren kondensiert vorzufinden sind:

$$\Delta(T = 0) = 1.75 \, k_B T_c \, , \quad (2.12)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B und der kritischen Temperatur T_c des Supraleiters. Ebenso ist Δ die Anregungsenergie, um Quasipartikel aus den Einteilchen-Zuständen zu generieren, cf. [1]. Folglich gilt für das Aufbrechen eines Cooper-Paares gerade zweimal dieser Beitrag, i.e. $2 \, \Delta$. Für den Fall ansteigender, von Null verschiedener Temperaturen im Bereich $0 < T < T_c$, geht die Energielücke zu Null, je näher sie der kritischen Temperatur des Supraleiters kommt.

All die hier aufgezeigten Konzepte haben ihre Gültigkeit in der **konventionellen** (BCS-artigen) Supraleitung, allerdings ist für eine Reihe von Supraleitern die Entstehung der Supraleitung, genauer: der Paar-Mechanismus der Cooper-Paare, nicht mehr ausschließ-

2 Grundlagen

lich oder überhaupt nicht über eine Phononen-Wechselwirkung erklärbar. Auch die Symmetrie des Ordnungsparameters kann bei dieser **unkonventionellen** Supraleitung eine d-Wellen-Symmetrie anstelle einer s-Wellen-Symmetrie aufweisen.

Die Hinführung zur Energielücke Δ hat vordergründig den Zweck, dass später in (relativ) einfachen Tunnelkontakt-Experimenten anschaulich auf makroskopischer Messebene, diese Energielücke selbst gemessen werden kann.

Doch bevor das Schlüsselexperiment erläutert wird, soll als nächstes die **Zustandsdichte DOS** eines Supraleiters am absoluten Nullpunkt in Kombination mit der Zustandsdichte eines Normalleiters in einem $DOS(E - E_F)$ -Diagramm dargestellt werden, um schließlich einen besseren Überblick über den Tunnel-Mechanismus im Zusammenspiel mit der Energielücke, dem Fermi-Niveau und einer extern angelegten Spannung V zu gewähren.

In [Abbildung 2.2] findet sich dieses Zustandsdichte-Diagramm für die Temperatur $T = 0$ wieder. Hier wird am Grenzübergang eines Normalleiter-Isolator-Supraleiter Kontakts anschaulich klar, warum gewisse Energien vonnöten sind, um Quasiteilchen aus den besetzten Zuständen des Normalleiters in den Supraleiter anzuheben, i.e. das Tunneln zu ermöglichen. Für den Fall einer angelegten Spannung $V < \Delta/e$ und einer damit einhergehenden Anhebung des Fermi-Niveaus aufseiten des Normalleiters, wird deutlich, dass den besetzten Zuständen keine unbesetzten im Supraleiter zur Verfügung stehen.

Es ist also zu erwarten, dass erst ab einer anliegenden Spannung $V = \Delta/e$ ein (abrupt) einsetzender Quasiteilchen-Tunnelstrom einen deutlichen Anstieg des elektrischen Stroms zur Folge hat, wenn eine derartige Struktur auf ihre IV-Charakteristik (Strom-Spannungs-Charakteristik) hin untersucht wird, wie von Giaever et al. zuerst in Tunnelkontakt-Experimenten - kurz nach den Vorhersagen der BCS-Theorie - umfassend bestätigt worden war, cf. [18].

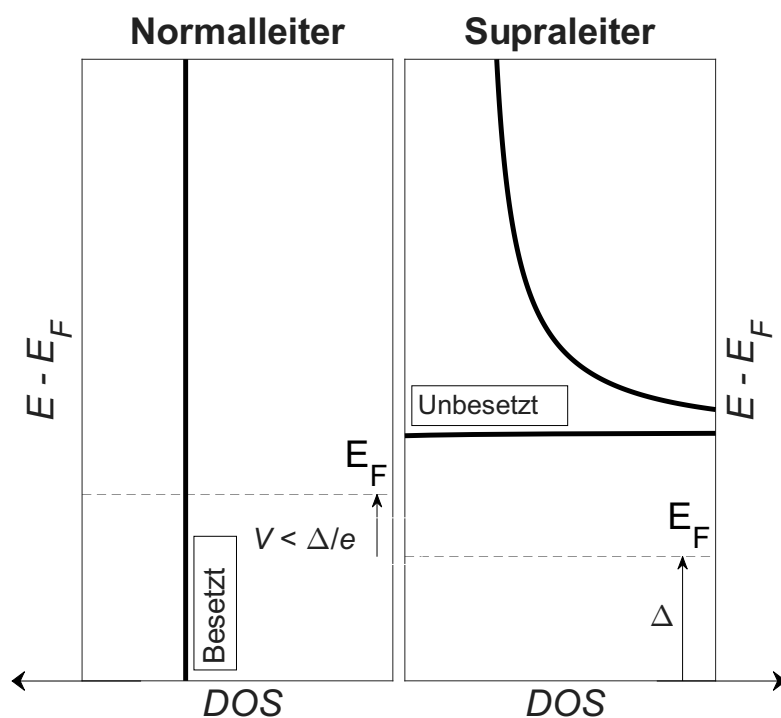


Abbildung 2.2: Verbotener Tunnelvorgang bei $T = 0$ von Quasiteilchen am Normalleiter-Isolator-Supraleiter Kontakt im Bild der Zustandsdichte DOS . Die Energien sind um die Fermi-Energie E_F verschoben.

Der abgebildete Fall zeigt eine Erhöhung jenes Niveaus um eine Spannung $V < \Delta/e$ gegenüber dem Fermi-Niveau im Supraleiter. Die Energie der besetzten Zustände (Normalleiter) erreicht nicht das Energie-Niveau der unbesetzten Zustände im Supraleiter.

2.1.3 Josephson-Effekt

Bereits im Kapitel über die BCS-Theorie inklusive ihrer Aussagen über das Konzept der Energielücke Δ , wurde erläutert, dass durch ein Zusammenbringen von Normalleiter und Supraleiter, Tunnelvorgänge in bestimmten elektrischen Konfigurationen auftauchen können.

Wenige Jahre nach der Veröffentlichung der BCS-Theorie postulierte Brian D. Josephson erstmals die Folgerungen der Interaktionen der makroskopischen Wellenfunktionen an Grenzübergängen eines Metall-Metall Tunnelkontakts - verallgemeinerbar auf supraleitende Strukturen, cf. [19]. Indem die zwei makroskopischen Wellenfunktionen $\Psi(x)$ der beiden Supraleiter miteinander **interferieren**, was dadurch gelingt, da ein Überlappen der jeweiligen Wellenfunktionen in die trennende Isolatorschicht stattfinden kann; cf. konzeptionell und schematisch innerhalb eines DC-Stromkreises in [Abbildung 2.3]. Experimentell sind Josephsons Vorhersagen einer solchen Barriere in Tunnelexperimenten mit typischen **IV-Kennlinien** von Anderson et al. kurz darauf beobachtet und dementsprechend gedeutet worden, cf. [20].

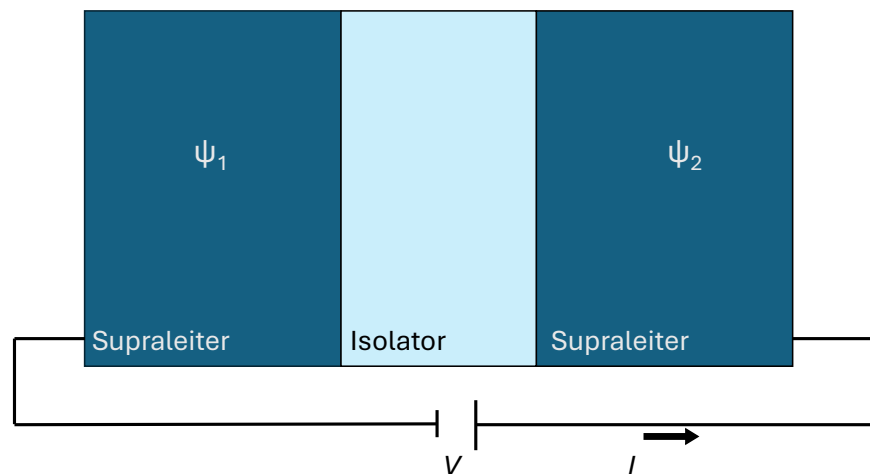


Abbildung 2.3: Josephson SIS-Tunnelkontakt in einen Stromkreis eingebettet mit einer angelegten Gleichspannung V und einem elektrischen Strom I (technische Stromrichtung gezeichnet).

Weiter sind die beiden makroskopischen Wellenfunktionen $\Psi_{1,2}$ für die supraleitenden Ladungsträger (Cooper-Paare) mit ihren ortsabhängigen Phasen $\varphi_{1,2}$ angedeutet. Ein Übersprechen der makroskopischen Wellenfunktionen in die Isolatorschicht, und damit einhergehend eine Interferenz der Phasen untereinander, ist bei hinreichend dünnen Isolatorschichten gegeben.

Zur grundlegenden mathematischen Beschreibung des Suprastroms I_s über einen

Josephson-Kontakt - es sei hier angemerkt, dass der in [Abbildung 2.3] eingetragene Strom I den gesamten elektrischen Strom über die Struktur beschreibt - resultieren zwei fundamentale Gleichungen, die sogenannten **Josephson-Gleichungen**, cf. [21][22].

$$I_s = I_c \sin(\gamma) \quad (2.13)$$

ist gerade die **erste Josephson-Gleichung** mit dem kritischen Strom I_c und der eichinvarianten Phasendifferenz γ .

Dabei gibt der kritische Strom I_c den Stromwert an, ab welchem ein Josephson-Kontakt den DC-Modus mit Spannungsabfall Null verlässt und in den AC-Modus übergeht, wobei eine Spannung ungleich Null über den Josephson-Kontakt messbar wird.

Das Argument im Sinus, die eichinvariante Phasendifferenz γ , ist allgemein wie folgt definiert:

$$\gamma = \varphi_1 - \varphi_2 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \vec{A} \cdot d\vec{l} , \quad (2.14)$$

hierbei gehen die zwei interferierenden Phasen $\varphi_{1,2}$ der makroskopischen Wellenfunktionen $\Psi_{1,2}$ der beiden Supraleiter mit ein, sowie das magnetische Vektorpotential $\vec{A}$ - integriert über einen Weg beginnend vom ersten Supraleiter hin zum zweiten Supraleiter, über die isolierende Schwachstelle des Josephson-Kontakts hinweg. Ein so in den Josephson-Kontakt eindringendes Magnetfeld moduliert γ und sorgt für eine inhomogene Verteilung des Arguments über einen nicht-punktförmigen Kontakt, i.e. die Ausdehnung des Kontakts wird in solchen Fällen berücksichtigt. Φ_0 ist das bereits aus den vorangegangenen Kapiteln bekannte magnetische Flussquantum.

Im AC-Modus des Kontakts kommt es plötzlich zu einem messbaren Spannungsabfall an einem Josephson-Kontakt und der Suprastrom I_s beginnt zu oszillieren. Am Tunnelvorgang sind nun zusätzlich zu den Cooper-Paaren Quasiteilchen beteiligt. Dies hat in seiner Konsequenz eine in der Zeit variierende Phasendifferenz $\dot{\gamma}$ zur Folge:

$$\dot{\gamma} = \frac{2\pi}{\Phi_0} V . \quad (2.15)$$

Dies ist die **zweite Josephson-Gleichung**, und somit taucht für den resistiven Fall des Josephson-Kontakts die Spannung V im Argument des Sinus der ersten Josephson-Gleichung auf, nachdem die obige Relation nach der Zeit t integriert worden ist:

$$I_s = I_c \sin\left(\gamma_0 + \frac{2\pi}{\Phi_0} V \cdot t\right) . \quad (2.16)$$

Der Vorfaktor der Zeit t modulo 2π wird als **charakteristische Josephson-Frequenz**

2 Grundlagen

f_J gelesen:

$$f_J = \frac{V}{\Phi_0}, \quad (2.17)$$

und weist gerundet einen Wert von 484 GHz auf, wenn die Spannung gerade 1 mV betrage. Damit eignet sich ein Josephson-Kontakt elegant als idealer Frequenz-zu-Spannungskonverter, mit ausschließlich fundamentalen Naturkonstanten - eingehend als Vorfaktoren.

Noch bevor eine typische IV-Kennlinie eines Josephson-Kontakts simuliert und abgebildet wird, scheint es sinnvoll zuerst das sogenannte **RCSJ-Modell**² einzuführen, cf. [23][24][25]. Dabei spielen vordergründig gewisse physikalische Parameter, zur Steuerung der Dynamik eines Josephson-Kontakts, eine bedeutende Rolle.

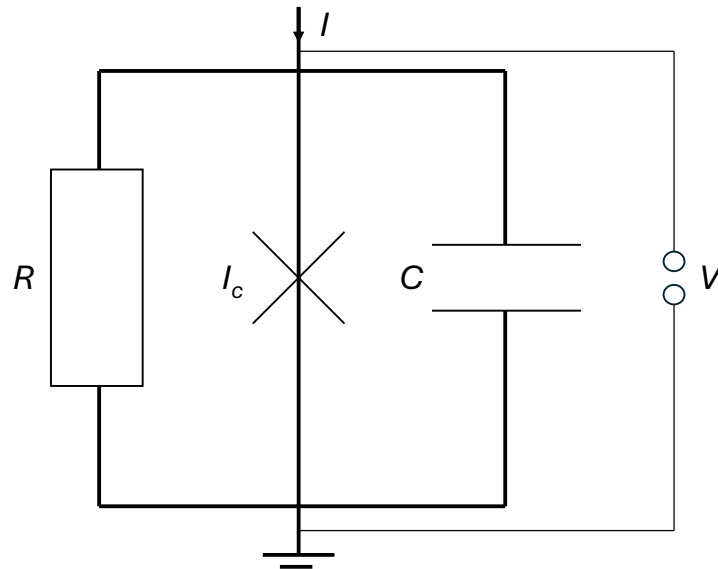


Abbildung 2.4: Ersatzschaltbild für einen Josephson-Kontakt im Bild des RCSJ-Modells. Der Gesamtstrom I teilt sich auf über die verschiedenen parallel angeordneten Anteile Quasipartikelstrom, Josephson-Strom und kapazitiver Verschiebungsstrom. Abgegriffen wird die Spannung V .

[Abbildung 2.4 zeichnet das Ersatzschaltbild für einen innerhalb dieses Modells

²Resistively and Capacitively Shunted Junction

konzipierten Josephson-Kontakt. Der Gesamtstrom ergibt sich aus dem Ohmschen Anteil R der am Tunnelvorgang beteiligten Quasipartikel - als Strom-Größe I_q . Für den Josephson-Strom I_s geht der kritische Strom I_c als Amplitude ein, und parallel dazu gibt es einen Verschiebungsstrom I_d . Die Spannung V wird parallel über diese drei Komponenten abgegriffen.

Somit ergibt sich mithilfe des Kirchhoffschen Gesetzes folgende Aufstellung der elektrischen Ströme:

$$I = I_q + I_s + I_d , \quad (2.18)$$

erweitert um die einzelnen Beiträge und der beiden Josephson-Gleichungen, ergibt sich aus der obigen Gleichung eine inhomogene Differentialgleichung für die Dynamik der eichinvarianten Phasendifferenz γ im punkt-förmigen³ Josephson-Kontakt:

$$I = I_c \sin(\gamma) + \frac{\Phi_0}{2\pi R} \dot{\gamma} + \frac{\Phi_0 C}{2\pi} \ddot{\gamma} . \quad (2.19)$$

Diese Differentialgleichung erscheint etwas unhandlich bezüglich ihrer Vorfaktoren, so dass im nächsten Schritt die Josephson Zeitkonstante τ_J als Hilfsparameter eingeführt wird und dazu ergänzend, $\tilde{\tau}$ als dimensionslose Zeit zur Vereinfachung der Gleichung herangezogen wird, cf. [24]. Mit

$$\tau_J = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c R} \quad (2.20)$$

und

$$\tilde{\tau} = \frac{t}{\tau_J} , \quad (2.21)$$

sowie dem sogenannten **Stewart-McCumber-Parameter** β_c :

$$\beta_c = \frac{2\pi I_c C R^2}{\Phi_0} , \quad (2.22)$$

lässt sich die Dynamik der eichinvarianten Phasendifferenz $\gamma(\tilde{\tau})$ zweckmäßig umschreiben zu:

$$i = \sin(\gamma) + \partial_{\tilde{\tau}} \gamma + \beta_c \partial_{\tilde{\tau}}^2 \gamma . \quad (2.23)$$

³Die räumliche Ausdehnung eines Kontakts wird vorerst vernachlässigt in dieser Anschauung; später wird das Modell jedoch um den *langen Josephson-Kontakt* ergänzt.

2 Grundlagen

Für den Gesamtstrom I gilt nun, dass er normiert auf den kritischen Strom I_c in die Gleichung übergegangen ist; zu $i = \frac{I}{I_c}$.

Praktischerweise lässt sich nun die volle Dynamik der Differentialgleichung elegant über den Parameter β_c steuern und erleichtert so den Umgang mit numerischen Lösungsverfahren gängiger Algorithmen.

In [Abbildung 2.5] sind zwei Fälle für unterschiedliche β_c gezeichnet. Anhand des simulierten Verlaufs der IV-Charakteristik eines Josephson-Kontakts lassen sich nun die bereits kennengelernten Dynamiken erklären. Aufgetragen sind der auf den kritischen Strom I_c normierte Strom über den Kontakt gegen die gleichfalls normierte Spannung V . Teilbild a) stellt dabei die Kennlinie für den Fall $\beta_c = 1$ dar, wobei der simulierte Kontakt spannungsfrei bis zum kritischen Strom I_c bleibt, hier findet der Tunnelvorgang der Ladungsträger im DC-Modus statt. Im weiteren Verlauf geht der Kontakt in den **resistiven Zustand** (AC-Modus) über und der hochfrequente Josephson-Wechselstrom oszilliert - einhergehend mit einer abfallenden Gleichspannung über die Struktur. Sobald der Strom verringert wird, springt die Kennlinie bei ungefähr der Höhe von I_c wieder zurück auf den vertikal verlaufenden **supraleitenden Ast**.

Das Teilbild b) gibt den typischen Verlauf eines Josephson-Kontakts mit einem $\beta_c > 1$ wieder, hier zeigt sich deutlich, dass beim Zurückfahren des Stroms sich eine Hysterese innerhalb der Kennlinie ausbildet. Der Josephson-Kontakt verbleibt also in seinem resistiven Zustand auch nach Erreichen des kritischen Stroms I_c wenn dieser unterschritten worden ist.

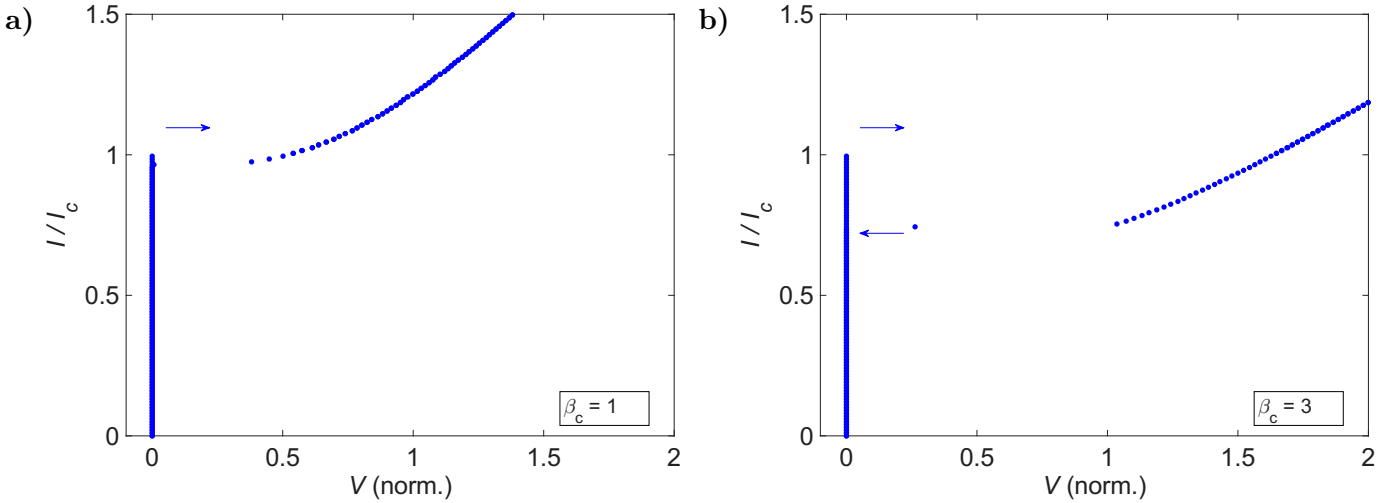


Abbildung 2.5: Simulierte IV-Kennlinien für zwei unterschiedlich eingestellte Stewart-McCumber-Parameter β_c eines Josephson-Kontakts im RCSJ-Modell. a) zeichnet keine merkliche Hysterese des Kontakts; wohingegen die Kennlinie in b) eine sichtbare Hysterese ausbildet, sobald der Strom beim Zurückfahren I_c passiert.

Ein beliebtes Analogon zu der Dynamik der eichinvarianten Phasendifferenz liegt im

Bild des physikalischen Pendels. So können der Strom bzw. die restlichen Vorfaktoren in Gleichung 2.19 mit dem Drehmoment (I), der Länge des Pendels mit der Gravitationskraft ($I_c \sin(\gamma)$), einem Dämpfungsparameter ($\frac{1}{R}$) und dem Trägheitsmoment (C) identifiziert werden; modulo des Flussquantums und dem Vorfaktor 2π inmitten dieser Analogie.

Vorteilhaft wird diese Gegenüberstellung insbesondere, sobald die Länge (räumliche Ausdehnung) des Josephson-Kontakts im RCSJ-Modell berücksichtigt werden soll, i.e. $\gamma(x, t)$.

Festzustellen bleibt, dass ein Josephson-Kontakt eine Hysterese ausbilden kann, je nachdem wie sich das Dämpfungsverhalten aus β_c niederschlägt:

$$\beta_c \quad \left\{ \begin{array}{ll} > 1 & \text{unterdämpft} \\ < 1 & \text{überdämpft} . \end{array} \right.$$

Man kann β_c auch in Abhängigkeit mit zweier entscheidender Kreisfrequenzen beschreiben. Zum einen die charakteristische Frequenz des Josephson-Kontakts dargestellt als Kreisfrequenz $\omega_c = \frac{2\pi I_c R_n}{\Phi_0}$, wobei R_n den konstanten Widerstandswert des Josephson-Kontakts im linearen Teil des resistiven Astes wiedergibt; und zum anderen der Josephson-Plasma Kreisfrequenz $\omega_{pl} = \sqrt{\frac{2\pi I_c}{\Phi_0 C}}$:

$$\beta_c = \left(\frac{\omega_c}{\omega_{pl}} \right)^2 , \quad (2.24)$$

hier gibt im Pendel-Analogon die Josephson-Plasma Kreisfrequenz gerade die Frequenz der Oszillationen von γ um eine Auslenkung γ_0 an.

Eine im RCSJ-Modell *bestrahlte* Kennlinie bildet dabei einen bedeutsamen Effekt aus, welcher für die später im Auswertungskapitel betrachteten Signal-Analysen von besonderem Interesse ist. Wenn ein zusätzlich oszillierender Strom-Term in die Gleichung 2.23 eingeht, sodass sich der gesamte Strom wie folgt zusammensetzen lässt:

$$I = i + \frac{I_{ac}}{I_c} \sin(2\pi f_{ac} t) , \quad (2.25)$$

dann bilden sich sogenannte **Shapiro-Stufen** konstanter Spannungswerte in diskreten Abständen auf der IV-Kennlinie aus, cf. [26]. I_{ac} gibt die Amplitude und somit die Stärke des einkoppelnden Wechselfeldes an, welches mit der Kreisfrequenz $\omega_{ac} = 2\pi f_{ac}$ schwingt. Löst man diese Differentialgleichung, so ergibt sich ein in [Abbildung 2.6] gezeichneter, treppenartiger Verlauf der IV.

Hier gilt für die äquidistant auftauchenden n -ten Spannungswerte gerade die Beziehung:

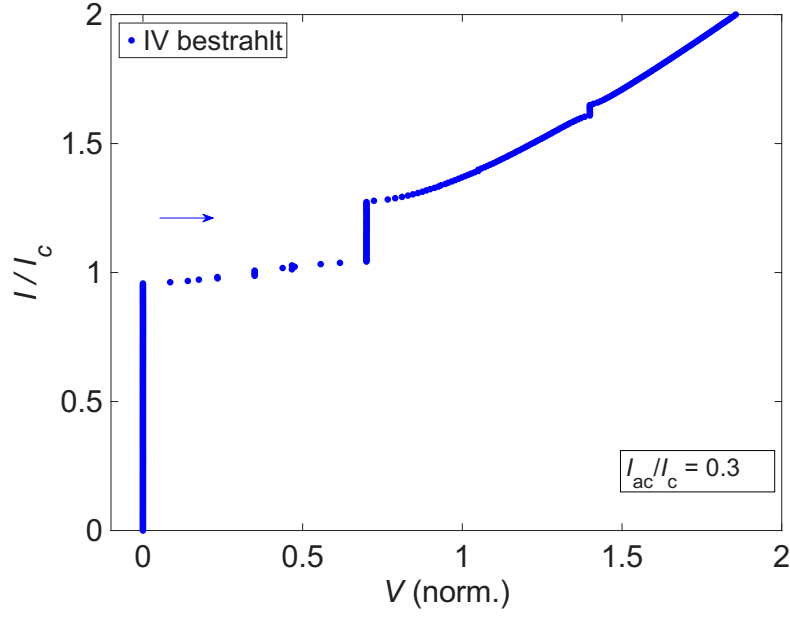


Abbildung 2.6: Simulierte IV-Kennlinien mit oszillierendem Wechselfeld der Kreisfrequenz ω_{ac} und normierter Amplitude I_{ac}/I_c . Die konstanten Spannungswerte tauchen bei $V = 0.7$ und 1.4 auf; darüber hinaus erscheint der kritische Strom I_c leicht unterdrückt, da I_c selbst eine Abschwächung durch das eingestrahelte Wechselfeld erfährt.

$$V_n = n\Phi_0 f_{ac} . \quad (2.26)$$

So kann über eine erfolgreiche Einkopplung eines Wechselfeldes in einen Josephson-Kontakt, wiederum über die konstant auftretenden Spannungswerte die Frequenz eines potentiell unbekannten Wechselfeldes angegeben werden - hier wird dem Josephson-Kontakt gewissermaßen die Bedeutung eines empfindlichen Sensors zuteil. Weiter unten im Kapitel der Detektionsmethoden, sind die zur Auswertung genutzten relevanten Schritte aufgeführt, um einen Josephson-Kontakt effektiv als detektierende Antenne einzusetzen.

Bisher ist die räumliche Ausdehnung eines Josephson-Kontakts vernachlässigt worden, um die prinzipiellen Modelle und die daraus folgenden physikalischen Parameter abzuleiten. Anschließend an den punkt-förmigen Kontakt kann nun die eichinvariante Phasendifferenz in Abhängigkeit der Ausdehnung in x um eine Dimension erweitert werden, i.e. $\gamma(x, t)$.

Für solch einen langen Josephson-Kontakt wird das sogenannte **Sine-Gordon Modell**⁴ angewandt, welches insbesondere die Dynamiken der Lösungen sogenannter **Solitonen** beinhaltet, cf. [27][28][29].

Eine demnach in Teilen gestörte Sine-Gordon-Gleichung phänomenologischen Ursprungs, lässt sich wie folgt aufstellen für die eichinvariante Phasendifferenz $\gamma(x, t)$ am langen Josephson-Kontakt, cf. [30]:

$$\lambda_J^2 \partial_x^2 \gamma - \omega_{pl}^{-2} \ddot{\gamma} - \tau_c \dot{\gamma} = \sin(\gamma) , \quad (2.27)$$

die Punkte oberhalb von γ stehen für die jeweilige erste bzw. zweite Ableitung nach der Zeit. Auffallend ist, dass im Vergleich zum RCSJ-Modell, der normierte elektrische Strom i zur späteren Vereinfachung der analytischen Lösungen ausgelassen worden ist. Die beiden neu eingeführten Vorfaktoren λ_J und τ_c stehen für die Eindringtiefe des Magnetfeldes ins Innere eines langen Josephson-Kontakts bzw. eine Konstante über welche das Dämpfungsverhalten gesteuert wird.

Zur weiteren Vereinfachung kann indes der Dämpfungsterm vernachlässigt werden und die obige Differentialgleichung geht in die ungestörte Sine-Gordon-Gleichung über:

$$\lambda_J^2 \partial_x^2 \gamma - \omega_{pl}^{-2} \ddot{\gamma} = \sin(\gamma) , \quad (2.28)$$

diese Differentialgleichung besitzt eine analytische Lösung, und beschreibt das dynamische Verhalten eines **Josephson-Vortex** (Soliton) zwischen den supraleitenden Schichten des Josephson-Kontakts:

$$\gamma_{\pm}(x, t) = 4 \arctan \left(e^{\pm \frac{x-x_0}{\sqrt{1-(\frac{v}{c_{sw}})^2}}} \right) . \quad (2.29)$$

Darin enthalten ist die Swihart-Geschwindigkeit c_{sw} , die sich aus dem Produkt der Josephson-Plasma Frequenz ω_{pl} und der Josephson-Eindringtiefe λ_J zusammensetzt. Sie gibt die höchste Geschwindigkeit an, die ein Wellenpaket entlang eines Josephson-Kontakts erfährt. Die Vorzeichen $\pm$ geben an, ob es sich um ein Fluxon respektive Antifluxon handelt.

Das Entstehen von sogenannten **Josephson-Plasma-Wellen** wird anschaulich klarer, wenn man sich erneut dem Pendel-Analogon widmet. Im Fall der Sine-Gordon-Gleichung existiert allerdings eine ganze Pendelreihe über die räumliche Ausdehnung des langen Kontakts. Jene Einzelpendel sind untereinander gekoppelt, wie an einem Gummiband hängend, und erfahren gegenseitige Torsionskräfte beim Verdrillen bzw. Auslenken über ihre Ruhelage hinaus.

Die Dispersionsrelation dieser Josephson-Plasma-Wellen kann über die Linearisierung

⁴Der Name ist der bekannten Klein-Gordon-Gleichung angelehnt, welche für die Wellendynamik jeweils zweite Ableitungen in Ort und Zeit in sich trägt.

2 Grundlagen

des Sinus innerhalb der ungestörten Sine-Gordon-Gleichung erlangt werden, wenn man sich auf kleine Auslenkungen der Pendel beschränkt. Indem der folgende allgemeine Lösungsansatz einer ebenen Welle für $\gamma(x, t)$ gewählt wird:

$$\gamma(x, t) = \gamma_0 e^{i(kx - \omega t)}, \quad (2.30)$$

ergibt sich daraus für die Dispersionsrelation

$$\omega(k) = \sqrt{\omega_{\text{pl}}^2 + c_{\text{sw}}^2 k^2}. \quad (2.31)$$

Daran lässt sich leicht erkennen, dass Wellenpakete mit einer Kreisfrequenz kleiner der Josephson-Plasma Kreisfrequenz einen imaginären Wellenvektor k zur Konsequenz haben. So wird aus dem obigen Lösungsansatz ersichtlich, dass derartige Wellenmuster exponentiell zu Null gehen.

Über diese Anschauung der Pendelreihe kann nun auch ein Josephson-Vortex bildlich eingebettet werden. Sobald ein einzelnes Pendel um seine Ruhelage ausgelenkt würde, sodass das Pendel selbst um 2π gedreht wieder in seine Ausgangslage überginge, würden die benachbarten Pendel derart über die Torsionskräfte des Gummibands ausgerichtet werden, dass eine Art Spirale oder Schraube bis zum nächsten Pendel in Ruhelage entstünde.

Eben diese Änderung der eichinvarianten Phasendifferenz - entlang des langen Josephson-Kontakts um 2π - lässt ein Soliton entstehen. Dazu aufbauend können in [Abbildung 2.7] die Phase, der Suprastrom und die Proportionalität zum magnetischen Fluss eines Solitons respektive Josephson-Vortex', gegenüber der räumlichen Ausdehnung in x entnommen werden. Dabei umreisen die Verläufe ausschließlich zwei Geschwindigkeiten v des Wellenpakets, wobei der Unterschied zwischen beiden Fällen möglichst groß gewählt worden ist. Es sei daran erinnert, dass die Swihart-Geschwindigkeit c_{sw} gerade die Grenzgeschwindigkeit einer Wellen-Fortpflanzung im Innern des langen Josephson-Kontakts angibt. So werden bei hinreichend hohen Geschwindigkeiten Effekte wie die Lorentzkontraktion sichtbar, welche in den gestauchten Kurvenverläufen qualitativ zu entnehmen ist.

Ein so durch den langen Josephson-Kontakt wandernder Vortex weist einen Ringstrom aus Supraströmen auf, mit einer im Kern wiederum Strom-freien und magnetischen Fluss tragenden - in Höhe des Flussquantums Φ_0 - Struktur.

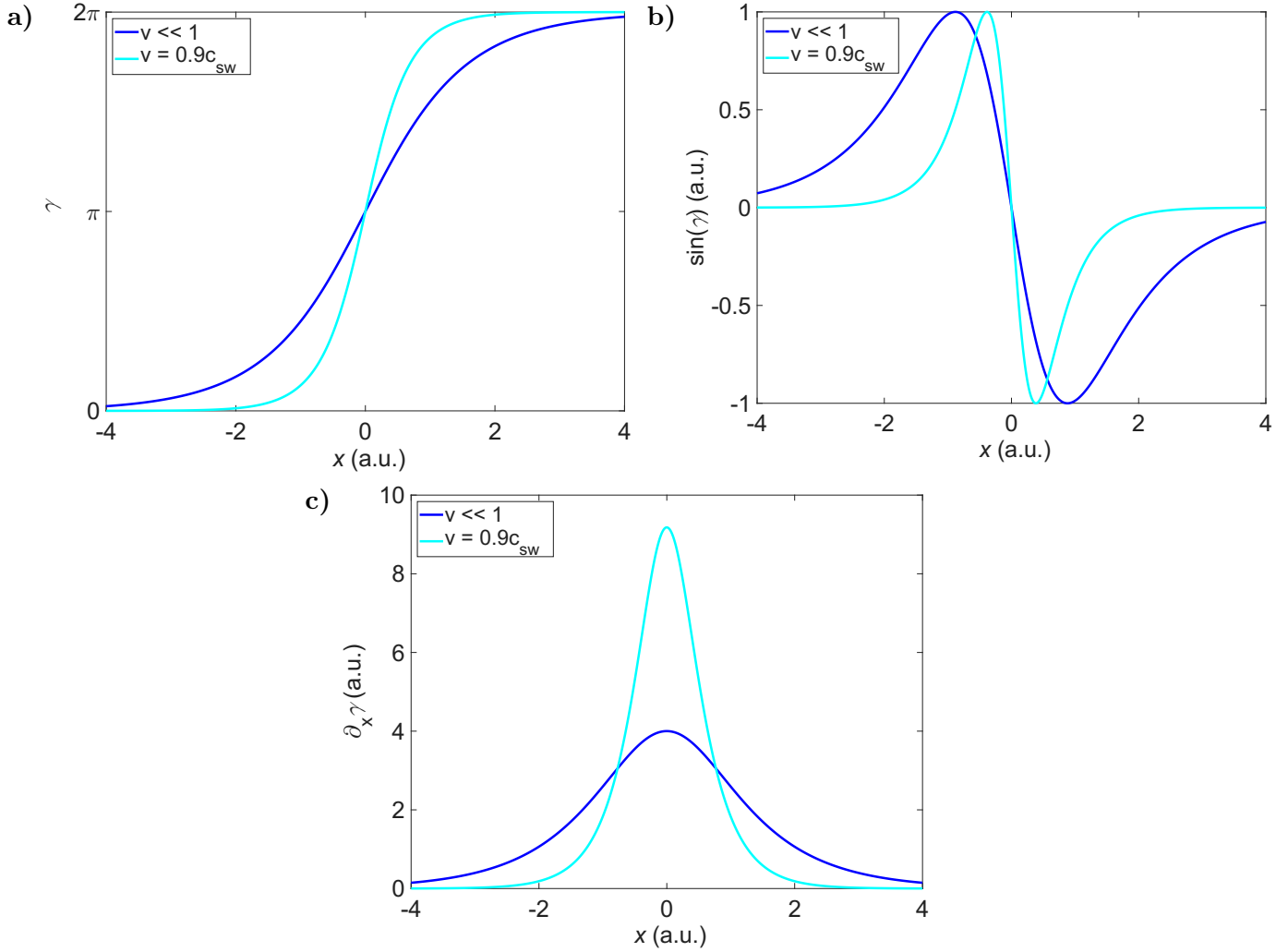


Abbildung 2.7: Für einen Josephson-Vortex simulierte Verläufe der eichinvarianten Phasendifferenz γ in a), des Josephson-Stroms $\sin(\gamma)$ in b), und die Proportionalität der differenzierten Phase nach x zum magnetischen Fluss eines Solitons im langen Josephson-Kontakt. Die Verläufe sind in ihrer Geschwindigkeit v variiert worden und zeigen die Unterschiede qualitativ auf - Längenkontraktion ist hierbei beobachtbar.

2.2 Emission von THz-Strahlung

Ausgehend vom zuvor beschriebenen Josephson-Effekt ergeben sich nützliche Effekte wenn viele solcher Kontakte in Serie angeordnet und untereinander gekoppelt sind. Beim Typ II Supraleiter BSCCO ist dies - bezogen auf den Kristallaufbau - natürlicherweise gegeben. Der von Kleiner et al. 1992 entdeckte sogenannte **intrinsische Josephson-Effekt** hat gerade zur Folge, dass ein solch mehrschichtiges System aus vielen hundert von intrinsischen Josephson-Kontakten (IJJs, engl.: **I**ntrinsic **J**osephson **J**unction) elektromagnetische Wechselfelder im THz-Bereich aussendet - dies mit deutlich sichtbarem Zuwachs der Intensität im Vergleich zu einem einzelnen Josephson-Kontakt, cf. [31][32]. Zunächst sollen die grundlegenden Eigenschaften eines supraleitenden BSCCO-Stapels vorgestellt und abschließend, im Bild gekoppelter Sine-Gordon-Gleichungen der Vollständigkeit wegen, stark komprimiert ergänzt werden.

Im Anschluss daran wird die THz-Emitter-Klasse der von Faith et al. 1994 etablierten **Quantenkaskadenlaser** (QCL) vorgestellt und theoretisch grob umrissen, da während der Promotionszeit etliche Versuche unternommen wurden, die elektrische Feldamplitude des THz-Wechselfeldes eines tief-kalten QCL's in hoch-angeregte Rydberg-Atome einzukoppeln, cf. [33].

Die soeben aufgeführten zwei Probenklassen generieren ihre THz-Wechselfelder über voneinander unabhängige physikalische Prinzipien, dennoch teilen sie, in ihrem experimentellen Design wie auch der elektronischen Ansteuerung und Inbetriebnahme, gewisse Gemeinsamkeiten. Bezüglich der typischen Frequenzbereiche, die die jeweiligen Emitter abdecken, liegen diese im Fall eines THz-QCL im Bereich weniger THz - zum Zeitpunkt der hier durchgeführten Literaturrecherche sind einzelne THz-QCL mit Hauptfrequenzen im Bereich 1.0 - 5.4 THz zu finden, cf. [34][35]; eine BSCCO-Probe hingegen wird üblicherweise bei Frequenzen zwischen 0.3 und 1 THz betrieben und weist im Vergleich zum THz-QCL, eine über einen größeren Bereich durchstimbare Emitter-Frequenz auf.

2.2.1 BSCCO

Die Entdeckung der Hochtemperatur-Supraleiter (HTS) durch Bednorz und Müller 1986 innerhalb der Material-Klasse der (supraleitenden) Kuprat-Verbindungen (-CuO), hatte gerade zwei Jahre später die Veröffentlichung des unkonventionellen HTS BiSrCaCuO (BSCCO) des Teams um Maeda et al. nach sich gezogen, cf. [36][37].

Der in dieser Arbeit vorliegende und diskutierte Kuprat-Supraleiter BSCCO liegt in der Konfiguration 2212 vor, mit zusätzlich 8 beteiligten Sauerstoff Atomen in der Einheitszelle, i.e. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ - angedeutet ist ein etwaiger Überschuss δ an Sauerstoff Atomen, die über Dotierungsverfahren eingebracht werden können.

Die Einheitszelle besteht hierbei aus zweifach auftretenden, Calcium umschließenden Schichten aus Kupfer-Oxid, umgeben von Bismuth-Oxid- und Strontium-Oxid-Ebenen, cf. [38]. Diese doppelten CuO_2 -Schichten sind ca. 1.5 nm voneinander getrennt, und können über den Sauerstoffanteil ihre Elektronen an die umliegenden Ebenen binden,

sodass Elektronen-Löcher in der Kuprat-Schicht selbst zurückbleiben. Sobald also der Kristall in den supraleitenden Zustand übergegangen ist, liegt die Cooper-Paarung in Form einer Löcher-Paarung vor. Es stellt sich heraus, dass aufgrund der Kohärenzlänge in Richtung der c -Achse des Kristalls von $\xi_c < 0.1$ nm, die Supraleitung auf die Kuprat-Ebenen beschränkt bleibt. Die übrigen Oxid-Schichten aus Bismuth und Strontium wirken dagegen wie ein elektrischer Isolator. Dies hat außerdem zur Folge, dass der spezifische elektrische Widerstand entlang der c -Achse um 5 Größenordnungen oberhalb des Wertes in der ab -Ebene des Kristalls liegt. Zusätzlich zu dieser hohen elektrischen Anisotropie weist BSCCO darüber hinaus auch eine ca. 10-fach schwächere Wärmeleitung in Richtung der c -Achse im Vergleich zur lateralen Ebene auf.

Ein aus BSCCO gefertigter Stapel von vielen hunderten Schichten besteht demnach aus alternierenden isolierenden bzw. supraleitenden Ebenen, die beim Kristallwachstum epitaktisch natürlicherweise aufeinanderfolgen. So kann sich der intrinsische Josephson-Effekt beim Unterschreiten der kritischen Temperatur T_c für eine solche Struktur ausbilden, wobei für einen dünnen Stapel von $1\text{ }\mu\text{m}$ in Richtung der c -Achse ca. 666 intrinsische Josephson-Kontakte in Serie angeordnet sind.

Wie in [\[Abbildung 2.3\]](#) bereits gezeichnet, können elektrischer Strom und Spannung an die äußersten intrinsischen Josephson-Kontakte angelegt bzw. ausgelesen werden, sodass die Ströme über die c -Achse des Kristalls hindurch fließen. Beispielhaft ist ein Ausschnitt einer typischen Kennlinie eines derart angesteuerten BSCCO-Stapels in [\[Abbildung 2.8\]](#) gezeichnet, der Stapel besitzt gewöhnlich laterale Abmaße von $50\text{ }\mu\text{m} \times 300\text{ }\mu\text{m}$ bei einer Höhe von $1\text{ }\mu\text{m}$.

Wenn der Strom am Stapel erhöht wird, so springt die Spannung aus dem supraleitenden Ast (0 V) hin zu Werten ungleich Null, und innere Äste der IV-Kennlinie können ausgefahren werden. Jeder Ast steht dabei für eine unterschiedliche Anzahl resistiv gewordener intrinsischer Josephson-Kontakte. Sobald man auf dem äußersten Ast der Kennlinie landet, befinden sich alle IJJs im resistiven Zustand.

Die nahezu horizontal laufenden inneren Äste bei vergleichsweise kleinen Strömen, werden hin zu höheren Werten wieder auf den resistiven Ast zulaufen und sich gewissermaßen zurückbiegen (engl. back bending). Es wird noch gezeigt werden, dass dem äußersten Ast eine besondere Bedeutung zuteil wird, und BSCCO als THz-Emitter insbesondere auf diesem resistiven Teil der IV-Kennlinie in den Experimenten gesteuert wird, wie erstmals von Ozyuzer et al. 2007 beobachtet worden war, cf. [\[31\]](#).

Um die elektrischen sowie die thermischen Eigenschaften eines stromdurchflossenen BSCCO-Stapels genauer zu verstehen, wird zur näheren Betrachtung eine emittierende Probe in [\[Abbildung 2.9\]](#) mit lediglich ihrem supraleitenden und resistiven Ast inklusive des Zurückbiegens gezeichnet. Die detektierte Emission wird hierbei innerhalb einer sogenannten IVE-Kennlinie ('E' steht für die parallel aufgezeichnete Emission) farblich aufgetragen.

Der IVE-Plot eines während der Promotionszeit aufgezeichneten Datensatzes veranschaulicht die zwei wesentlichen Bereiche, bei welchen Emission auftreten kann.

Der sogenannte *high-bias Bereich* liegt oberhalb des Spannungsmaximums der BSCCO-

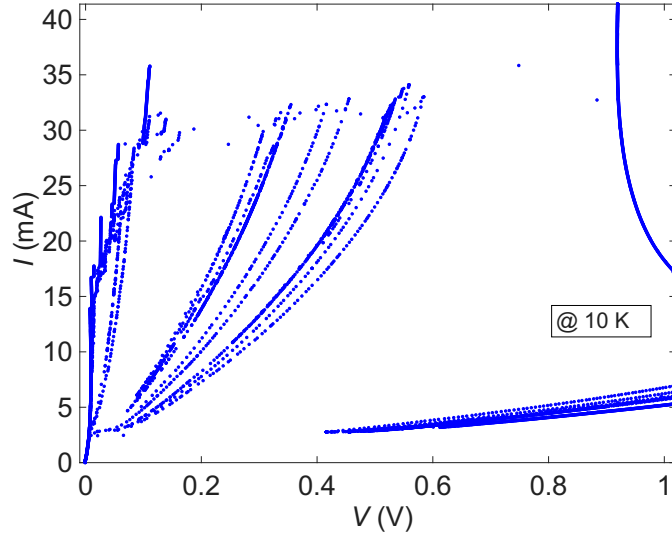


Abbildung 2.8: IV-Kennlinie eines stromführenden BSCCO-Stapels bei einer Badtemperatur von 10 K mit einigen *inneren Ästen* und einem äußersten resistiven Ast, einhergehend mit dem Zustand, dass alle IJJs selbst resistiv sind. Die für BSCCO übliche Hysterese ist deutlich an den inneren Ästen in Richtung kleiner werdender Ströme erkennbar.

Struktur und geht einher mit einer thermischen Kaskade im Innern der BSCCO-Kavität (das verfügbare Volumen zur Synchronisation intrinsischer Josephson-Kontakte). Das Zurückbiegen der Kennlinie resultiert aus dem negativen Temperaturkoeffizienten von BSCCO, i.e. mit steigender Temperatur sinkt der elektrische Widerstand in c-Richtung. Ein so injizierter Strom an einer Stapelseite erwärmt durch Joulesches Heizen die Probe und aufgrund des dadurch sinkenden Widerstands, gelangt weiter mehr elektrischer Strom durch diesen initial lokal erwärmten Bereich, und ein sogenannter *Hotspot* im Innern der Kavität formiert sich, wie eine Art Röhre durch den Stapel hindurch. Diese Formation sorgt nicht nur für eine inhomogene Stromverteilung durch den Stapel, sondern weist darüber hinaus auch Temperaturen von $T > T_c$ auf. Der Hotspot steuert quasi das Volumen der für die intrinsischen Josephson-Kontakte verfügbare Kavität im BSCCO-Stapel und dient somit als ein Synchronisations-Element (cf. [39]), welches über den injizierten Strom sogar entlang der langen Stapelseite verschoben werden kann und einen BSCCO-Stapel in zwei Bereiche unterteilt; wie insbesondere Aufnahmen der Tieftemperatur-Raster-Laser-Mikroskopie zeigen [40].

Der Bereich unterhalb des Maximums der Spannung wird *low-bias Bereich* genannt und unterscheidet sich dahingehend vom high-bias Bereich, dass er eine (fast) homogene Strom- und Temperaturverteilung durch den Stapel aufweist. Hier kann ebenfalls Emission detektiert werden, wie im Beispiel in [Abbildung 2.9] experimentell aufgeführt, jedoch unterscheidet sich die Linienbreite von wenigen hundert MHz signifikant zu derjenigen des high-bias Bereichs, wohingegen die Linienbreite einige MHz betragen kann,

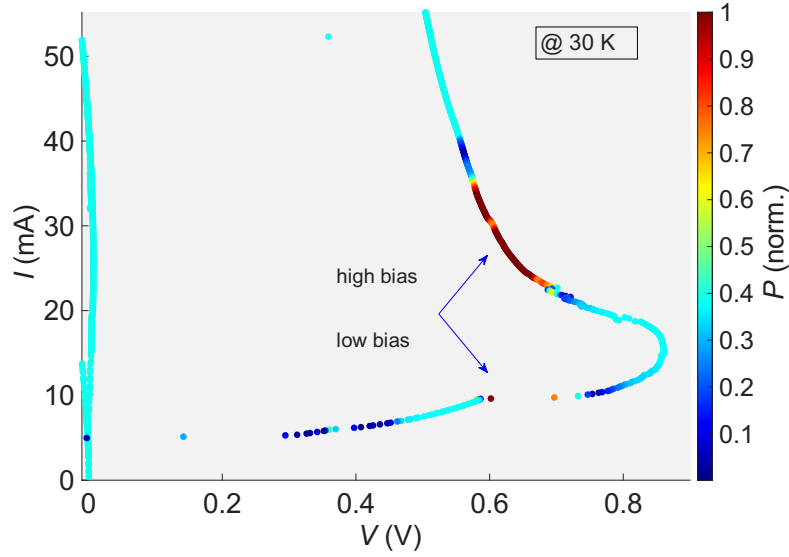


Abbildung 2.9: IVE-Kennlinie einer emittierenden BSCCO-Probe bei 30 K. Die normierte detektierte Leistung ist der farblich kodierte Palette zu entnehmen. 'high-bias' und 'low-bias' markieren die beiden typischen Strom-/Spannungseinstellungen einhergehender Emission. Das Zurückbiegen der Kennlinie findet bei ca. 0.85 V statt und markiert die Grenze zwischen den beiden Emissions-Bereichen.

cf. [41][42]. Auch die Frequenz des abgestrahlten THz-Wechselfelds ist aufgrund der Abwesenheit eines Hotspots nicht einfach variabel änderbar, da die verfügbare Kavität im low-bias Bereich eine starre Geometrie und fixe Moden-Konfigurationen der synchronisierenden intrinsischen Josephson-Kontakte vorgibt. Für annähernd gleich verteilte Spannungen über die einzelnen IJJs hinweg, bleibt festzustellen, dass sich die ausgesandte Frequenz des THz-Wechselfelds proportional dazu - ähnlich der charakteristischen Josephson-Frequenz - angeben lässt:

$$f_J = \frac{V_{\text{tot}}}{\Phi_0} N^{-1}, \quad (2.32)$$

mit der über den gesamten BSCCO-Stapel abfallenden Spannung V_{tot} und der reziproken Anzahl N^{-1} der an der Emission beteiligten IJJs. Bezüglich der Frequenzen mit einem emittierenden BSCCO-Stapel, lassen sich zumindest theoretisch Werte bis 10 THz erreichen, wenn man das durch die Energielücke festgesetzte Dämpfungs-Limit für Anregungen von Quasiteilchen berücksichtigt, cf. [38].

Dass es überhaupt zur Emission kommen kann, bedarf es der phasensynchronen Kopplung aller intrinsischen Josephson-Kontakte im resistiven Zustand - innerhalb der supraleitenden BSCCO-Kavität. Zur mathematischen Modellierung erweitert man dafür

2 Grundlagen

die Sine-Gordon-Gleichung eines einzelnen Josephson-Kontakts zur **gekoppelten Sine-Gordon-Gleichung** und betrachtet die Josephson-Vortex Dynamik.

Für etwaige Detail-Betrachtungen wird an dieser Stelle ausdrücklich auf die aufgeführten Quellen verwiesen. Der hier äußerst kurz gehaltene Überblick, dient in erster Linie zur Veranschaulichung der relevanten Synchronisationsmechanismen, cf. [43][44][45].

Ausgehend von einer eichinvarianten Phasendifferenz γ_n für den n -ten IJJ aus der Gesamtanzahl N der im betrachteten Stapel intrinsischen Josephson-Kontakte, erhält man die folgende Beziehung:

$$\gamma_n = \varphi_n - \varphi_{n-1} - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{(n-1)(d_i+d_s)}^{n(d_i+d_s)} \vec{A} \, d\vec{l} \, , \quad (2.33)$$

mit den Schichtdicken $d_{i,s}$ für die isolierende bzw. supraleitenden Ebenen der IJJs. Das Integral läuft hierbei von einer supraleitenden Schicht zur benachbarten und schließt den Isolator mit ein.

Die Stromdichte entlang der c -Richtung des Kristalls, senkrecht zu den Ebenen der IJJs, wird oftmals mit j_z angegeben. So erhält man gemäß des RCSJ-Modells für die Stromdichte in z -Richtung des n -ten Kontakts, nachfolgende Gleichung:

$$\frac{j_{z,n}}{j_c} = \sin(\gamma_n) + \dot{\gamma}_n + \beta_c \ddot{\gamma}_n \, , \quad (2.34)$$

mit der kritischen Stromdichte j_c und dem bereits bekannten Stewart-McCumber-Parameter β_c . Über die Integration des Gradienten der eichinvarianten Phasendifferenz und unter Verwendung der Maxwell-Gleichungen, ergibt sich:

$$\partial_x^2 \gamma_n = \lambda_m^{-2} \frac{j_{z,n}}{j_c} + \lambda_k^{-2} \frac{2j_{z,n} - j_{z,n-1} - j_{z,n+1}}{j_c} \, . \quad (2.35)$$

Diese Gleichung beinhaltet die benachbarten Stromdichten in z -Richtung eines einzelnen IJJ; und die vormalis eingeführten Schichtdicken tauchen in den ebenso von der kritischen Stromdichte j_c abhängigen Koeffizienten $\lambda_{k,m}$ auf. Aus den letzten beiden Gleichungen lässt sich die gekoppelte Sine-Gordon-Gleichung zusammensetzen und für spezielle Fälle bzw. Näherungen entwickeln und final lösen. So ergibt sich für den hier betrachteten Spezialfall **kollektiver Plasma-Oszillationen** kleiner Amplituden in $\gamma_n(x, t)$:

$$\gamma_n(x, t) = g_1 + g_2 \sin(\omega_{q,k} t) \sin\left(\pi \frac{(n+1)q}{N+1}\right) \cos\left(\pi \frac{kx}{b}\right) \, , \quad (2.36)$$

wobei $g_{1,2}$ allgemeine Amplituden darstellen, und q, k für die jeweils relevanten Wellenvektoren stehen. k durchläuft hierbei ganze positive Werte entlang des langen IJJ; und q senkrecht dazu in z -Richtung verlaufend, über die gesamte Anzahl N an IJJs. b steht

wiederum für die Länge eines IJJ; und für die Dispersionsrelation $\omega_{q,k}$ lässt sich folgender Ausdruck finden:

$$\omega_{q,k} = \sqrt{\omega_{\text{pl}}^2 \left(1 - \frac{I}{I_c}\right) + c_q^2 \left(\frac{\pi k}{b}\right)^2}, \quad (2.37)$$

darin enthaltene Moden-Geschwindigkeiten c_q :

$$c_q = \frac{\omega_{\text{pl}} \lambda_J}{\sqrt{1 - 2s \cos\left(\frac{\pi q}{N+1}\right)}}, \quad (2.38)$$

und einer definierten Kopplungskonstanten $s = (\lambda_k/\lambda_J)^2$. Für die Mode in z -Richtung $q = 1$ zeigt sich gerade eine phasensynchrone kollektive Ausrichtung der auftretenden Josephson-Vortices, cf. experimentell in [46]; über deren in Richtung der c -Achse parallele Anordnung die THz-Feldamplitude schließlich anwächst, und mit einem merklichen Zugewinn der Intensität des Wechselfeldes einhergehen kann - ein derart intern synchronisierter BSCCO-Stapel emittiert nun.

Im Allgemeinen geht in der Dispersionsrelation 2.37 ein weiterer Wellenvektor für lateral zweidimensionale IJJ ein - i.e. $k_{x,y}$, sodass sich resultierende Frequenzen aus den Formationen (Moden-Konfigurationen) der Vortices innerhalb der supraleitenden, dreidimensionalen Kavität angeben lassen.

Zuvor sind die beiden Emissions-Bereiche auf dem äußersten Ast des IVE-Plots beschrieben worden, mit dem wesentlichen Unterschied, dass die Kavitäten in den beiden Regimen sich in ihrem Volumen zum einen dynamisch aufgrund des Hotspots verhalten können, und zum anderen eine starre Geometrie aufweisen. Im low-bias Bereich stimmt diese eben hergeleitete Betrachtung mit dem Experiment gut überein, wohingegen beim Auftauchen eines Hotspots die gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen zusätzlich mit den Wärme-Diffusions-Gleichungen parallel gelöst werden können, cf. [47][48].

Genauer betrachtet werden diese Mechanismen allerdings nicht in dem vorliegenden Kapitel, sondern lediglich der Verweis auf die Quellen mit den darin enthaltenen, umfangreichen Simulationen angeführt. Die Herleitung zur gekoppelten Sine-Gordon-Gleichung stellt insbesondere das Fundament zum Verständnis von Vortex-Dynamiken (Moden-Konfigurationen) und damit verbundenen kollektiven Ordnungsphänomenen eines emittierenden THz-Emitters aus BSCCO dar.

2.2.2 QCL

Die theoretischen Vorarbeiten zu möglichen kaskadenartigen **Intersubband-Übergängen** in quantenmechanischen Potentialtöpfen, realisiert über Schichtstrukturen aus Halbleitern, gehen unter anderem auf Kazarinov und Suris im Jahr 1971 zurück, cf. [49][50]. Im Gegensatz zu Halbleiter-Lasern, welche durch Rekombinationsvorgänge der Elektronen mit Löchern über die Bandlücke hinweg den Emissionsvorgang mit zwei La-

2 Grundlagen

dungsträgern umsetzen, gehen die quantenmechanischen Übergänge und Tunnelprozesse im QCL ausschließlich auf die Beteiligung von Elektronen als Ladungsträger zurück. Zur Entstehung von Subbändern im Leitungsband des QCL's ist es daher erforderlich, dass durch eine geschickte Aneinanderreihung von unterschiedlich hohen Energieniveaus, resultierend aus der Wahl der Halbleitermaterialien sowie ihren voneinander abweichenden Leitungsbandern, eine periodische Abfolge von quantenmechanischen Potentialtöpfen entstehen kann. Um darüber hinaus die Diskretisierung jener Subbänder innerhalb der quantenmechanischen Potentialtöpfe zu erlangen, ist es zwingend erforderlich die Ladungsträger räumlich derart einzuengen, um einen **Quanteneinschluss** (engl. quantum confinement) zu realisieren. Hier gilt, dass die Ausdehnung der Elektronen führenden Halbleitermaterialien senkrecht zu den alternierenden **Schichtstrukturen** kleiner der **de Broglie-Wellenlänge**

$$\lambda = \frac{h}{p_e} \quad (2.39)$$

ausfällt; h repräsentiert das Plancksche Wirkungsquantum und p_e steht hierbei für den nicht-relativistischen Impuls des Elektrons. Typischerweise belaufen sich die Schichtdicken der alternierenden Halbleitermaterialien auf wenige nm und werden in typischen Verfahren der Gasphasenabscheidung wie der Molekularstrahlepitaxie realisiert, [51].

Darüber hinaus werden die Potentialtöpfe in ihrer Anordnung derart zusammengesetzt, sodass sich **aktive Regionen**, bestehend aus einem 4-Laser-Niveau mit Besetzungsinversion und anschließenden Extraktions- bzw. Injektions-Regionen ergeben - sogenannte **Minibänder**, cf. [52]. Hervorgehoben sei an dieser Stelle außerdem, dass es zu einer starken Kopplung der Elektron-Wellenfunktionen zwischen den quantenmechanischen Potentialtöpfen und den Nanometer-dünnen Barrieren kommt und den Tunnelvorgang zwischen den jeweiligen Bänder-Regionen so mit beeinflusst.

Im Betriebszustand wird senkrecht zu den hundertten von alternierenden Halbleiterschichten eines QCL's eine Spannung angelegt und der Strom soweit erhöht bis zum Grenzstrom I_{thr} , ab welchem Emission auftritt. Für die typische QCL Bandstruktur, mit den Potentialtöpfen und den diskretisierten Subbändern, ergibt sich durch das Anlegen einer Spannung eine Verkipfung derselbigen und damit einhergehend, eine energetisch/räumliche Auszeichnung der Tunnelvorgänge und Elektronenübergänge - schließlich wird so die Kaskade in Gang gesetzt und die in ihrer Frequenz übereinstimmenden, emittierten Photonen tragen zum elektromagnetischen Wechselfeld bei.

In [Abbildung 2.10] ist der treppenartige Verlauf der Potentialtöpfe einer einzelnen Laserstufe abgebildet. Über die Minibänder gelangen schnell relaxierende Elektronen zum Übergang in das oberste Energieniveau E_3 des Vierniveausystems. Durch zusätzliche Phononen-Streuung wird erreicht, dass eine Besetzungsinversion auf dem Subband E_3 gegenüber E_2 entstehen kann. Angedeutet sind die Tunnelvorgänge, das Überlappen der Wellenfunktionen und die Intersubband-Übergänge bezogen auf die durch den Quanteneinschluss diskretisierten Potential-Niveaus. hf deutet ein emittiertes Photon bei $\Delta E = E_3 - E_2$ an. Der Übergang in das Extraktions-Miniband von E_0 aus, geht

ebenso schnell vonstatten und garantiert eine effektive Entvölkerung des untersten Laser-niveaus - unter der Beteiligung von phononischen Stoßprozessen. Der gesamte Prozess läuft nun kaskadenartig weiter in periodisch auftretenden Laserstufen über die Heterostrukturen des QCL's hinweg.

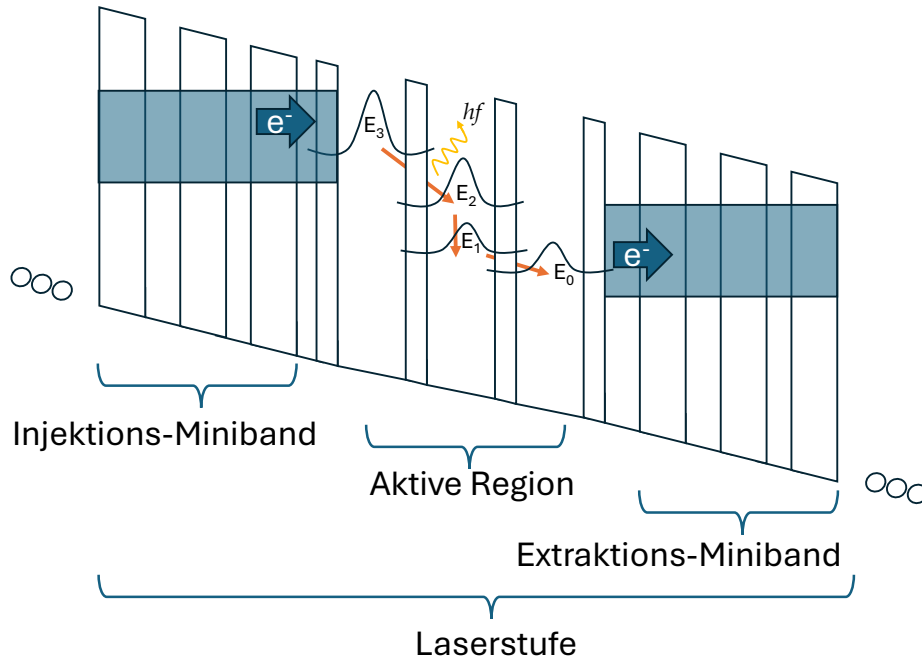


Abbildung 2.10: Idealisierter Potentialtopf-Verlauf einer aktiven Laserstufe angelehnt an [33][52], mit überlappenden Wellenfunktionen.

Die aus den Minibändern injizierten, schnell-relaxierenden Elektronen sorgen für eine Besetzungsinversion im Vierniveausystem der aktiven Region der Laserstufe. Das anschließende Extraktions-Miniband sorgt für eine effiziente Entvölkerung des Energieniveaus E_0 .

Ein Photon wird demnach mit der Energie $hf = E_3 - E_2$ emittiert.

Der erste im Experiment realisierte QCL geht auf Faist et al. im Jahr 1994 zurück und emittierte im mittleren Infrarot-Bereich, cf. [33]. Einige Jahre später im Jahr 2002 veröffentlichten Koehler et al. ihre Arbeiten zum ersten THz-QCL bei einer Betriebstemperatur von 50 K, cf. [53]. Bisweilen können heutige THz-QCL im Bereich um die 250 K betrieben werden, sind aber im Vergleich zu den bei Raumtemperatur betriebenen QCLs mit Emission im mittleren Infrarot (cf. [50][54]), weiterhin von aufwendigen Kühlösungen abhängig oder benötigen einen Strom-gepulsten Betrieb, um etwaige Phononen-Streuung zu reduzieren.

2.3 Detektionsmethoden

Geeignete Detektoren für gerade schwach abstrahlende THz-Emitter zu finden, erfordert die Anwendung besonderer Messprinzipien und die Integration von zusätzlichen technischen Erweiterungen, rund um die Probe und den Detektor selbst. Gerade im Bereich der THz-Frequenzen von ca. 0.1 THz bis ca. 10 THz (Mikrowellen bis fernstes Infrarot) sorgen alleine die in der Atmosphäre befindlichen Wassermoleküle mit ihren Rotationsübergängen für gewisse Frequenz-Bereiche, welche die zu detektierende THz-Strahlung absorbieren und die im Detektor ankommende Leistung deutlich mindern können, cf. [55] [56].

Prinzipiell befasst sich die zugrunde liegende Thesis mit vier Detektionsmethoden, die über die gesamte Promotionszeit des Autors in teils unterschiedlichen Experimenten zum Einsatz gekommen waren.

Eine Vorab-Unterteilung dieser diversen Verfahren zum Nachweis der Anwesenheit von THz-Strahlung, handelt zunächst vom *direkten Nachweis* jener Strahlung, und diskutiert abschließend zwei konzeptionell hoch-technologische Ansätze *indirekten Nachweises*. Zu den bereits etablierten und typischen Verfahren der Detektion von THz-Strahlung zählen dabei die hier vorgestellten Methodiken des direkten Nachweises - also der thermischen Einkopplung der zu detektierenden THz-Wechselfelder in die jeweiligen Sensoren und der damit einhergehenden Messung der implantierten Leistung.

Darüber hinaus ermöglichen die hier vorgestellten Messmethoden des indirekten Nachweises, dass zusätzliche physikalische Eigenschaften des emittierten THz-Wechselfeldes, wie der Frequenz aufgelöst bzw. das Feld selbst spektral analysiert werden können; und die so erhaltene Informationsdichte über die Strahlungs-Quelle gegenüber den etablierten Messmethoden gesteigert werden kann.

2.3.1 Direkter Nachweis von THz-Strahlung

Unter dem direkten Nachweis von THz-Strahlung wird innerhalb der vorliegenden Arbeit verstanden, dass sich die Wechselwirkung einer ankommenden THz-Strahlung auf ein Sensor-Element eines Detektors, unmittelbar in eine physikalisch messbare Veränderung eines Parameters überführt.

Zwei der hier vorgestellten und im Experiment angewandten Methoden adressieren eine im Kern thermische Wechselwirkung innerhalb des jeweiligen Sensors - dem pyroelektrischen Effekt (basierend auf dem piezoelektrischen Effekt), als auch dem Prinzip der bolometrischen Detektion mithilfe eines Helium-Kryostaten. Diese *Standard-Methoden* werden üblicherweise bei der Vermessung der Abstrahl-Charakteristiken der in dieser Arbeit vorgestellten THz-Emitter-Klassen eingesetzt.

Pyroelektrischer Effekt

Treffen elektromagnetische Wechselfelder einer gewissen Strahlungsleistung auf einen piezoelektrischen Kristall, so ändert sich die Temperatur des Kristallgitters um einen

bestimmten Betrag ΔT . Dies macht pyroelektrische Sensoren äußerst wirksam bei sich ständig ändernden Temperaturen aufgrund einer Strahlungsmodulation des zu untersuchenden THz-Wechselfeldes.

Aufgrund der fundamentalen elektrischen Eigenschaften eines piezoelektrischen Kristalls, welcher im Kern ein permanentes Dipolmoment vorzuweisen hat, kommt es aufgrund von Verformungen am Kristallgitter zu einer diesem Dipolmoment entgegengesetzten Ladungsverschiebung im Innern. Folglich kann die so entstandene Spannungsdifferenz elektrisch abgegriffen und ein elektrischer Strom - bei geschlossenem Stromkreis - gemessen werden. Es sei betont, dass nur Kristalle solch einer Definition der Pyroelektrizität zugeordnet werden können, welche ein überall messbares permanentes elektrisches Dipolmoment aufzuweisen haben; die Einheitszellen selbst stellen einen permanenten elektrischen Dipol dar und müssen sich im gleichen Sinn ausrichten, sodass es an den Kristallrändern zu einer definierten Ausbildung der elektrischen Pole kommt - ähnlich der Definition ferromagnetischer Kristalle und derer Einheitszellen, cf. [57] [58].

Gerade diese Änderung der Polarisierung $\delta \vec{P}$ folgt linear dem als Tensor angegebenen pyroelektrischen Koeffizienten $\vec{p}$, und dem Beitrag der induzierten Temperaturänderung ΔT , cf. [59] [60], i.e.:

$$\delta \vec{P} = \vec{p} \Delta T . \quad (2.40)$$

Dieses grundlegende Prinzip wird bei der Untersuchung von THz-Strahlung, integriert in sogenannten Pyroelektrischen Detektoren, messtechnisch nutzbar gemacht. Dabei ist es möglich mit geeigneten Lock-In-Verfahren das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR, engl. *signal to noise ratio*) deutlich anzuheben - dies theoretisch mit einer äquivalenten Rauschleistung (NEP, engl. *noise equivalent power*) von wenigen hundert pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ bei Schaltfrequenzen von einigen kHz (im Rahmen der 3 dB Grenze) [61].

Zum Zeitpunkt der Erstellung der vorliegenden Thesis sind kommerziell erwerbbar Detektoren dieser Klasse beispielsweise beim deutschen Hersteller WiredSense GmbH verfügbar und wurden auch zur Datenakquirierung während der Promotionszeit des Autors mit Erfolg angewandt; es sei abschließend angemerkt, dass die hier getätigten messtechnischen Angaben sich auf jene verwendete Detektoren-Typen beziehen.

Bolometrische Detektion

Ein weiteres zentrales und umfangreich genutztes Messprinzip der hier vorliegenden Thesis, stellt die im Experiment integrierte Messeinheit des Bolometers, welches im Kern ein auf 4.2 K gekühltes Halbleiter-Element innerhalb eines Helium-Kryostaten aufzuweisen hat, dar.

Ähnlich dem vorangegangenen Prinzip des pyroelektrischen Effekts, funktioniert ein Bolometer über einen Temperatureintrag - ebenfalls in Verbindung mit Lock-In-Verfahren zum Mischen einer Referenzfrequenz mit dem vom Bolometer ausgegebenen Signal, um letztendlich das SNR signifikant anzuheben. Die starke Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands des Halbleiter-Elements (zB. Germanium-Verbindungen und

2 Grundlagen

andere Komposit-Materialien) - das für Halbleiter typische Heißeiter-Verhalten mit negativem Temperaturkoeffizienten (NTC, engl. *negative temperature coefficient*) des Widerstands - sorgt bei steigenden Temperaturen für einen immer kleiner werdenden Widerstandswert. So verursachen bereits kleine Temperaturänderungen ΔT bei einem stromdurchflossenen Halbleiterelement für große Spannungsänderungen beim Aufnehmen einer IV-Charakteristik der Ansteuerungslogiken, cf. [62].

Die thermische Zeitkonstante τ_{bolo} eines im Bolometer eingesetzten Absorbers beläuft sich dabei auf:

$$\tau_{\text{bolo}} = \frac{C}{G} , \quad (2.41)$$

wobei C und G für die Wärmekapazität bzw. die thermische Leitfähigkeit stehen. Solch ein System entwickelt wiederum eine typische Signalantwort bei modulierten Signalen mit Frequenzen bis zu ungefähr $\omega = \tau_{\text{bolo}}^{-1}$ und verhält sich im Vergleich zu den schneller reagierenden pyroelektrischen Sensoren eher wie ein Tiefpass mit großer Wärmekapazität C und ansteigender Leitfähigkeit G bei zunehmender Temperatur, [62]. Einer der größten messtechnischen Vorteile von Bolometern neuester Generationen liegt in ihrer bemerkenswerten Empfindlichkeit, mit einer äquivalenten Rauschleistung von ca. $2 \cdot 10^{-20}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ bei einer Badtemperatur von 25 mK, cf. [63].

Gegenüberstellung

Es soll hier der Versuch unternommen werden, eine äußerst grobe Übersicht bzw. Gegenüberstellung der messtechnischen Eigenschaften der beiden diskutierten Detektor-Klassen zu gewähren. Weiter, die angegebenen Abschätzungen/Zahlenwerte ergeben sich aus der Literaturrecherche und den gesammelten Erfahrungswerte über die Dauer der Promotionszeit.

Innerhalb der [Tabelle 2.1] sind zwei Zeilen zu den jeweiligen Detektor-Klassen aufgeführt, für eine kompakte Darstellung der in den Experimenten verwendeten Messprinzipien. Die dazugehörigen Spalten geben die für diese Diskussion relevanten Klassen-Parameter an. Zu der äquivalenten Rauschleistung NEP lässt sich folgende Definition finden, aus [62]:

$$NEP = \frac{N_{\text{tot}}}{R_{\text{res}}} = \frac{1}{R_{\text{res}}} \int S(f) \, df , \quad (2.42)$$

in Worten ausgedrückt, gibt die äquivalente Rauschleistung gerade den spektralen Leistungswert in W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ an, welcher ein am Sensor resultierendes Signal-Rausch-Verhältnis SNR von 1 erzeugt - bei einer Bandbreite von 1 Hz, wenn die totale Rauschleistungsdichte N_{tot} in V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ und die Responsivität R_{res} in V/W angegeben werden. Das Integral summiert über alle beteiligten Frequenzen f , die in der spektralen Rauschleistungsdichte

S eingehen.

Somit leitet sich das SNR_{Hz} , bezogen auf eine effektive Bandbreite von einem Hertz, wie folgt ab:

$$SNR_{\text{Hz}} = \frac{P_{\text{in}}}{NEP} , \quad (2.43)$$

wobei P_{in} die ankommende Leistung am Sensor angibt. Es ist leicht ersichtlich, dass bei Verkleinerung der Bandbreite BW , auf welche das NEP wirkt, die resultierende Rauschleistung mindert.

$$SNR_{\text{BW}} = \frac{P_{\text{in}}}{NEP \sqrt{BW}} , \quad (2.44)$$

zeigt direkt, dass das SNR anwächst, sobald die Integrationszeit eines Tiefpass-Filters erhöht wird und folglich die Bandbreite kleiner wird, da $BW \propto 1/\tau$ gilt. Eine über 100 Messperioden eingestellte Mittelung, liefert schließlich ein um den Faktor 10 erhöhtes SNR .

Die zwei wesentlichen messtechnischen Unterschiede der beiden Prinzipien zur Detektion von THz-Strahlung liegen nun darin begründet, wie auch direkt aus der angemerkten Tabelle hervorgeht, dass im Betrieb eines äußerst empfindlichen Bolometers Badtemperaturen für den Sensor von wenigen K vorherrschen müssen, wohingegen ein pyroelektrischer Detektor bei Raumtemperatur, allerdings mit zwingend erforderlichen modulierten Eingangssignalen, genutzt werden kann.

Detektor-Prinzip	NEP (V/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	T_{Bad} (K)	BW
Pyroelektrisch	$\sim 10^{-9}$	~ 300	Hz - 20 kHz
Bolometrisch	$\sim 10^{-10}$	~ 4	DC - 100 Hz

Tabelle 2.1: Tabellarische Gegenüberstellung einiger ausgewählter Detektor-Parameter zur groben Übersicht der während der Promotionszeit genutzten Detektor-Klassen. Es sei angemerkt, dass typischerweise nicht an den Grenzen der hier angegebenen Bereichen gearbeitet wurde.

2.3.2 Indirekter Nachweis von THz-Strahlung

Verglichen mit den beiden zuletzt angesprochenen Detektionsmethoden, finden sich aufseiten des indirekten Nachweises von THz-Strahlung technologisch aufwändigere Messprinzipien, welche sich in ihrer Art der Signal-Umsetzung bzw. ihrer Ausleseprinzipien fundamental unterscheiden und zusätzliche Informationen des THz-Wechselfeldes auflösen können.

Im Kern, basieren die hier vorgestellten Methodiken auf quantenmechanischen Wechselwirkungen und geeigneten Datenanalysen, die zum einen das Feld der Atomphysik mit hoch angeregten *Rydberg-Zuständen* umfassen, und andererseits die Physik der Josephson-Kontakte, welche aufgrund ihrer mit externen Wechselfelder synchronisierenden Eigenschaften diskrete Spannungswerte ausbilden können, sogenannte *Shapiro-Stufen*, cf. [26][64].

Kopplung von THz-Wechselfeldern in Rydberg-Zustände

Die hier eingeführte Methodik hat zum Ziel, dass der physikalische Mechanismus zur Vermessung eines THz-Wechselfeldes es erlaubt, bei resonanter Einkopplung die E-Feld-Amplitude eines an einen Rydberg-Zustand ankoppelnden THz-Emitters selbst anzugeben und spektral aufzulösen. Um allerdings zu verstehen, wie ein Rydberg-Zustand als solches derart präpariert werden kann, dass dieser selbst als eine Art Antenne für ankommende elektromagnetische Wechselfelder fungiert, scheint es sinnvoll eine kurze Einleitung zu den in dieser Thesis genutzten und angestrebten Interaktionen zu geben. Zuallererst versteht man unter einem Rydberg-Zustand jene Elektronen-Konfiguration des Atoms, welches in seiner fundamentalen Quantenzahl n (und damit seines Zustands) weit über dem Grundzustand des betrachteten Atoms selbst liegt, i.e. $n \gg 7$, hier gibt die Zahl 7 gerade die Hauptquantenzahlen des Periodensystems (Anzahl der *Schalen*) wieder. Die Energie-Niveaus eines solchen Rydberg-Zustands lassen sich dann gemäß der aus den Berechnungen der Schrödingergleichung zum Wasserstoff, mit folgender Relation angeben:

$$E_{nlj} = -\frac{Ry}{(n - \delta_{lj}(n))^2} \quad (2.45)$$

wobei Ry die fundamentale Rydberg-Konstante darstellt (der Zusammenhang ursprünglich empirisch in [65] entdeckt); in Einheiten von Elektronenvolt gerundet auf $Ry = 13.6$ eV. Die verbliebenen Quantenzahlen l, j stehen für die Nebenquantenzahl des Atomorbitals bzw. für den Gesamtdrehimpuls; beide gehen in den Quantendefekt $\delta_{lj}(n)$ ein, welcher die Streuung Elektron/Ion berücksichtigt, cf. [64]. Das negative Vorzeichen der Rydberg-Relation gibt an, dass die Energie des Elektrons kleiner ist als diejenige Energie für das vom Elektron freie Atom - die Höhe dieses Energiewertes ist gerade die Ablöseenergie des Elektrons vom Atom für die Entfernung vom Positiven Kern $r \rightarrow \infty$. Zur Präparierung eines solchen Rydberg-Zustands werden kohärente Lichtquellen - Laser - benötigt. Die sogenannte elektromagnetisch-induzierte Transparenz (EIT, engl.

electromagnetically induced transparency) geht hierbei als quantenoptisches Fundament aus einem 3-Niveau-System hervor; es ist der präparierte Ausgangszustand bzw. die eigentliche *Antenne*, welche sensitiv auf ein weiteres elektromagnetisches Wechselfeld reagiert bzw. aufspaltet. Bei also erfolgreicher Aufspaltung des präparierten Rydberg-Zustands, sorgt der AC-Stark-Effekt am Elektron dafür, dass über die Rabi-Frequenz der entstandenen *dressed states* die resonant wechselwirkende E-Feld-Amplitude angegeben werden kann. Dieser Effekt der Aufspaltung wird *Autler-Townes-Splitting* (ATS) genannt, cf. [66] [67] [68] [69].

[Abbildung 2.11] zeichnet hier schematisch das 3-Niveau-System für den präparierten EIT-Zustand der gasförmigen Rb-Atome. Ausgehend vom Grundzustand wird der rote Probe-Laser derart resonant eingestrahlt, sodass ein angeregter Zustand $|e\rangle$ als Ausgangslevel für den darüber liegenden Rydberg-Zustand mit dem blauen Coupling-Laser angeregt werden kann. Durch diesen resonanten Übergang hin zum hoch-angeregten Zustand $|r\rangle$ wird der energetisch darunter liegende Zustand $|e\rangle$ durchlässig (transparent) für Photonen des Probe-Lasers. Diese Transmission kann wiederum mit einem geeigneten Detektor aufgenommen werden und zeigt die Durchlässigkeit dieser speziellen Konfiguration. Die folgenden Zustände für den EIT Rydberg-Zustand wurden während der Promotionszeit über präpariert bzw. resonant angeregt für das Element Rb⁸⁷:

$$\begin{array}{ccccc} |0\rangle & \rightarrow & |e\rangle & \rightarrow & |r\rangle \\ 5S_{1/2} & \rightarrow & 5P_{3/2} & \rightarrow & 28S_{1/2} \end{array}$$

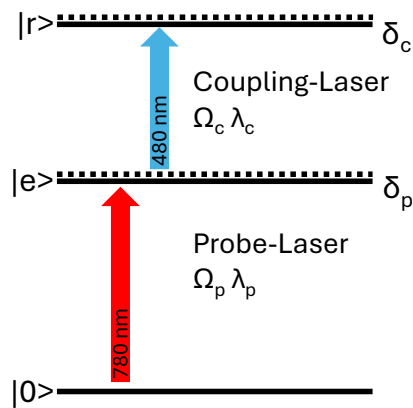


Abbildung 2.11: 3-Niveau-System eines EIT präparierten Rydberg-Zustands $|r\rangle$. Ω , λ und δ geben jeweils indiziert zum Coupling- bzw. Probe-Laser die Rabi-Frequenz, Wellenlänge und die Verstimmung gegenüber der resonanten Anregung an. $|e\rangle$ und $|0\rangle$ stehen für den vom roten Probe-Laser angeregten (engl. *excited*) Zustand bzw. den Grundzustand des Rb-Atoms.

2 Grundlagen

Erst nachdem das EIT-Signal als stabiles Hintergrundsignal vorliegt, kann versucht werden, dass das vom Quantenkaskadenlaser (QCL) ausgesandte THz-Wechselfeld via des AC-Stark-Effekts an den Zustand $|r'\rangle$ resonant koppelt, und die bereits erwähnten *dressed states* im spektralen Bild bei Verstimmung der Coupling-Laser-Frequenz aufgelöst werden, cf. schematischer Übergang vom EIT Rydberg-Zustand zum noch höher angeregten Übergang im P-Orbital in [\[Abbildung 2.12\]](#).

Das sogenannte Autler-Townes-Splitting (ATS) ist in der vorliegenden Konstellation theoretisch bei folgendem Übergang zu erwarten:

$$\begin{array}{ccc} |r\rangle & \rightarrow & |r'\rangle \\ 28S_{1/2} & \rightarrow & 22P_{3/2} \end{array}$$

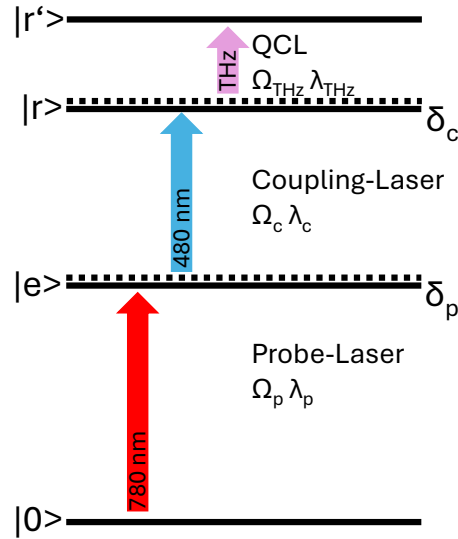


Abbildung 2.12: Das 4-Niveau-System, aufbauend auf dem EIT-Zustand, zeigt den resonanten Fall mit dem eingestrahnten THz-Wechselfeld. Der Zustand $|r'\rangle$ repräsentiert die durch den AC-Stark-Effekt hervorgerufenen *dressed states* bei spektraler Betrachtung.

Ergänzend zu den oben beschriebenen Wechselwirkungen EIT und ATS, sollen in [Abbildung 2.13] und in [Abbildung 2.14] die im Experiment zu erwartenden Transmissionspektren versus der jeweiligen Verstimmung der Laserfrequenz δ gezeichnet werden.

Aus den Berechnungen ergibt sich so zum einen im Transmissionspektrum des EIT-Signals ohne ATS in [Abbildung 2.13] das typische Signal-Maximum im resonanten Fall bei einer Verstimmung von $\delta_{\text{probe}} = 0$; bei einer Rabi-Frequenz $\Omega_c \neq 0$ des Coupling-Lasers; cf. Legende innerhalb des Plots.

Für die Simulation des EIT-Zustands und der damit einhergehenden relevanten Betrachtungen der komplexen Suszeptibilität $\chi = \chi' + i\chi''$, wurden folgende Gleichungen aus [70] hinzugezogen und qualitativ ausgewertet:

$$\chi'' \propto \frac{1}{Z} \delta^2 (\gamma_{21} + \gamma_{31}) - \gamma_{31} (\delta^2 - \gamma_{21}\gamma_{31} - (\Omega_c^2)/4), \quad (2.46)$$

wobei

$$Z = (\delta^2 - \gamma_{21}\gamma_{31} - (\Omega_c^2)/4)^2 + \delta^2 (\gamma_{21} + \gamma_{31})^2. \quad (2.47)$$

Die hier aufgeführten Parameter γ stehen für die jeweiligen Dephasierungs- bzw. Zerfallsraten der angegebenen Übergänge. Der Imaginärteil der komplexen Suszeptibilität führt im Allgemeinen die Absorption auf; in dem hier betrachteten Fall liegt das Interesse eher an der Transmission, weshalb über den Absorptionskoeffizienten $\alpha \propto k\chi''$ im Beer-Lambert-Gesetz die Transmission selbst proportional zu folgendem Ausdruck ist; cf. [71]:

$$T(\omega) \propto \exp(-\alpha(\omega)) \propto \exp(-k\chi''(\omega)), \quad (2.48)$$

hierbei liegt der Wertebereich der Transmission T bei ≤ 1 . Für das Experiment wurde also die Verstimmung so gewählt, dass gerade das EIT-Signal maximal erschien und somit optimale Einkopplung bei einstrahlendem THz-Wechselfeld gewährt werden konnte.

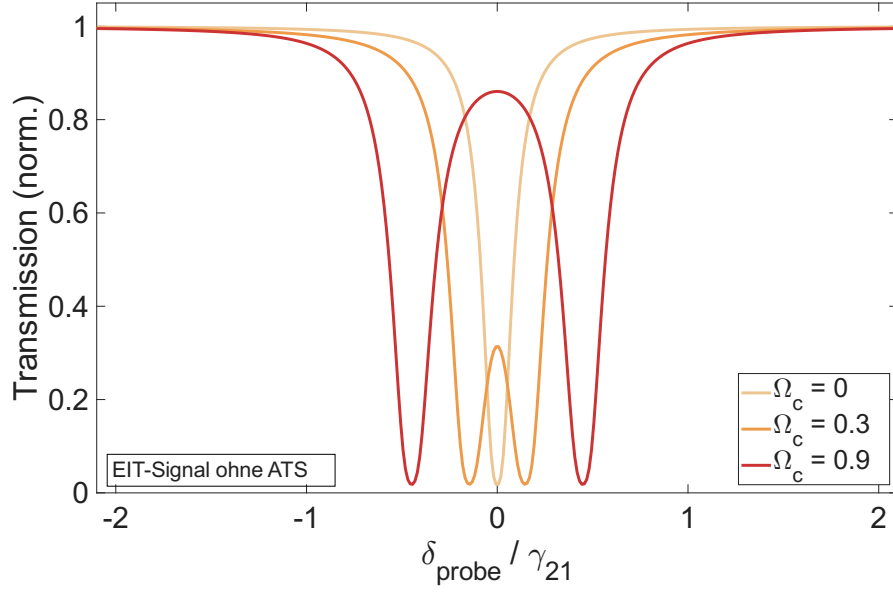


Abbildung 2.13: Das Transmissionsspektrum des EIT-Signals für den Fall ohne Coupling-Laser, i.e. $\Omega_c = 0$; und zwei Fälle für Rabi-Frequenzen $\Omega_c \neq 0$ mit sichtbarem EIT-Signal im resonanten Bereich nahe kleiner Verstimmungen δ_{probe} des Probe-Lasers.

Auf der anderen Seite entspricht der Plot in [\[Abbildung 2.14\]](#) einem Transmissionsspektrum bei welchem das EIT-Signal mit der Verstimmung δ_{coupling} des Coupling-Lasers in seiner Intensität variiert wird; für wiederum drei Fälle unterschiedlich starker bzw. keiner Einstrahlung des THz-Feldes.

Deutlich sind die zwei Höcker bei erfolgreicher Aufspaltung des EIT-Zustands zu erkennen, sobald die Rabi-Frequenz Ω_{THz} anwächst. Gerade der Abstand Δ_{ATS} zwischen den beiden Höcker-Maxima ist proportional zur E-Feld-Amplitude E_{THz} des anliegenden THz-Feldes:

$$\Delta_{\text{ATS}} = \frac{\Omega_{\text{THz}}}{2\pi} = \frac{\mu_{\text{THz}}}{2\pi\hbar} \frac{\lambda_c}{\lambda_p} |E_{\text{THz}}|, \quad (2.49)$$

wobei μ_{THz} das Übergangsdipolmoment, $\lambda_{c,p}$ die Coupling-bzw. Probe-Laser-Wellenlängen und $\hbar$ das reduzierte Plancksche-Wirkungsquantum darstellen, cf. [\[66\]](#).

Hinzuzufügen sei, dass die hier gezeigten simulierten Fälle eine ungefähre Vorstellung geben, was letztendlich im Experiment selbst angestrebt werden sollte und dienen lediglich einer groben Erläuterung der wechselseitigen Interaktionen der beteiligten kohärenten Wechselfelder.

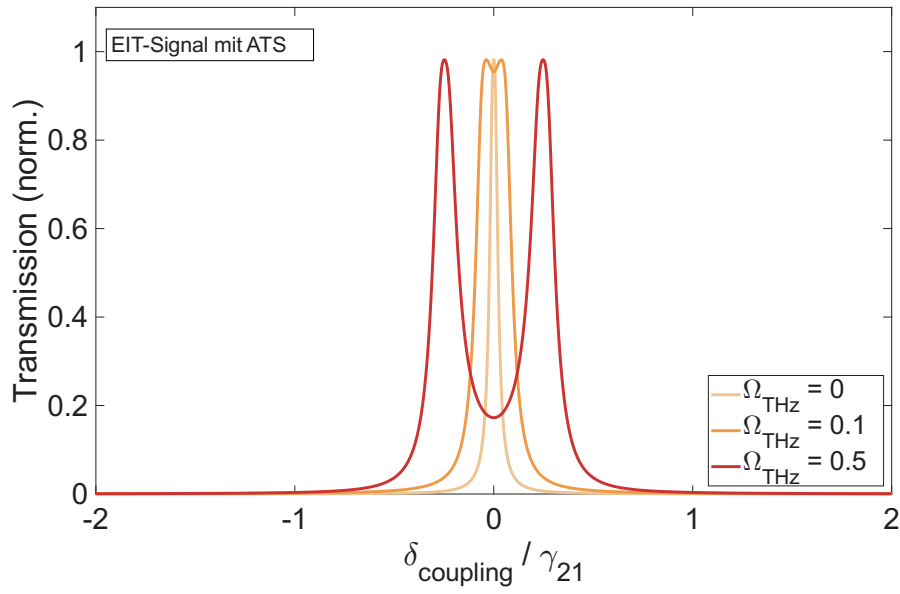


Abbildung 2.14: Sichtbares ATS im Transmissionsspektrum des EIT-Signals mit unterschiedlichen Einkopplungsstärken für das Aufspalten; ohne THz-Feld, i.e. $\Omega_{\text{THz}} = 0$; und zwei Fälle für Rabi-Frequenzen $\Omega_{\text{THz}} \neq 0$ mit sichtbaren Höckern symmetrisch um den resonanten Fall verteilt. Der Coupling-Laser selbst variiert mit der Verstimmung δ_{coupling} .

Josephson-Kontakte als Signal-Antenne

Bereits im Grundlagenkapitel zum Josephson-Effekt wurde eine IV-Kennlinie im Falle von externer Bestrahlung mathematisch im RCSJ-Modell betrachtet; und die sich daraus ergebenden diskreten Shapiro-Stufen diskutiert. Es wäre besonders vorteilhaft, wenn eine geeignete Methodik zur Auswertung von IV-Kennlinien eines Josephson-Kontakts etabliert würde, sodass selbst bei geringster Einstrahlung ein Kontrast entstünde. Für Fernfeld- oder Nahfeld-Aufnahmen respektive Raster-Aufnahmen im allgemeinen, könnte mithilfe von Josephson-Kontakten, wie beim THz-Mikroskop an der TU Braunschweig, ein emittierender THz-Emitter mit entsprechenden Analysen räumlich aufgelöst werden; zusätzlich erhielte man aus den gewonnenen Datensätzen die Frequenz des einkoppelnden THz-Wechselfeldes. Es stellt sich allerdings die Frage, welche mathematischen Darstellungen der IV-Kennlinie eines Josephson-Kontakts, auch bei einer hinreichend kleiner Amplitude des einkoppelnden Wechselfeldes, die diskretisierten Spannungswerte auflösen könnten. Intuitiv erscheint zumindest die Betrachtung des differentiellen Widerstands r der jeweiligen Strom- und Spannungswerten I bzw. V naheliegend, um etwaige kleine Veränderungen des Kennlinien-Verlaufs aufzulösen. Dabei errechnet sich der differentielle Widerstand r wie folgt aus den benachbarten Einträgen der Strom- und Spannungsvektoren:

$$r = \frac{\Delta V}{\Delta I} = \frac{V_{i+1} - V_i}{I_{i+1} - I_i} , \quad (2.50)$$

wobei der Index i über die verfügbare Anzahl i_{tot} an Messpunkten der Strom- und Spannungspaare verläuft. Daraus folgt, dass die Dimension des differentiellen Widerstands einen Eintrag weniger aufweist als die Wertepaare der Spannung V und des Stroms I , i.e. $i_{\text{tot}} - 1$. Die im bestrahlten RCSJ-Modell simulierten IV-Kennlinien mit den dazugehörigen differentiellen Widerstandskurven, finden sich in [\[Abbildung 2.15\]](#) für drei unterschiedliche Fälle der Intensität der Bestrahlung wieder. Ströme, Spannungen und die Verläufe des differentiellen Widerstands sind jeweils normiert aufgetragen. Aufgrund der Kreisfrequenz $\omega_{\text{ac}} = 1.5$ sind Shapiro-Stufen in diesen Plots bei ca. $V = 1.5$ zu erwarten.

Abschnitt a) in [\[Abbildung 2.15\]](#) zeigt hierbei eine bestrahlte IV-Kennlinie mit einer normierten Amplitude $I_{\text{ac}}/I_c = 0.001$ des so äußerst schwach eingestellten Wechselfeldes. Auf der IV-Kennlinie selbst findet sich keine typische Stufenform. Darunter befinden sich die zugehörigen Werte des normierten differentiellen Widerstands; allerdings ohne nennenswerte Artefakte oberhalb des Rauschniveaus um den relevanten Spannungswert $V = 1.5$ herum. Teilbild b) weist dahingegen ein deutlich sichtbares Maximum im Bereich des erwartbaren Spannungswert auf. Dabei erscheint bemerkenswerterweise der Verlauf der IV-Kennlinie weiterhin stufenlos, obwohl die Wechselfeld-Amplitude um den Faktor 10 erhöht worden ist. Erst nachdem das einkoppelnde Wechselfeld mit einer normierten Amplitude von $I_{\text{ac}}/I_c = 0.05$ in die Gleichungen eingegangen ist - also ca. dem Fünffzigfachen der initialen Einstellung - bildet sich eine sichtbare Shapiro-Stufe konstanter Spannung bei ca. $V = 1.5$ aus.

Über diese Art der Darstellung und möglicher Mittelwert-Bildungen der beteiligten Datensätze, lässt sich trotz schwach-elektromagnetischer Einkopplung in einen Josephson-Kontakt, ein verwertbarer Kontrast in Form des differentiellen Widerstands ableiten. Mithilfe dieser Anschauungen gelingt es nicht nur eine erfolgreiche Signal-Einkopplung nachzuweisen, sondern darüber hinaus auch die Frequenz jenes Emitters anzugeben. Gemäß dieses Prinzips wird der Josephson-Kontakt zu einer Art empfindlichen Antenne für *Kleinstsignale* im THz-Bereich. Im späteren Verlauf der Thesis wird sich diese Art der Datenanalyse noch als besonders nützlich erweisen, cf. Kapitel 4.2.

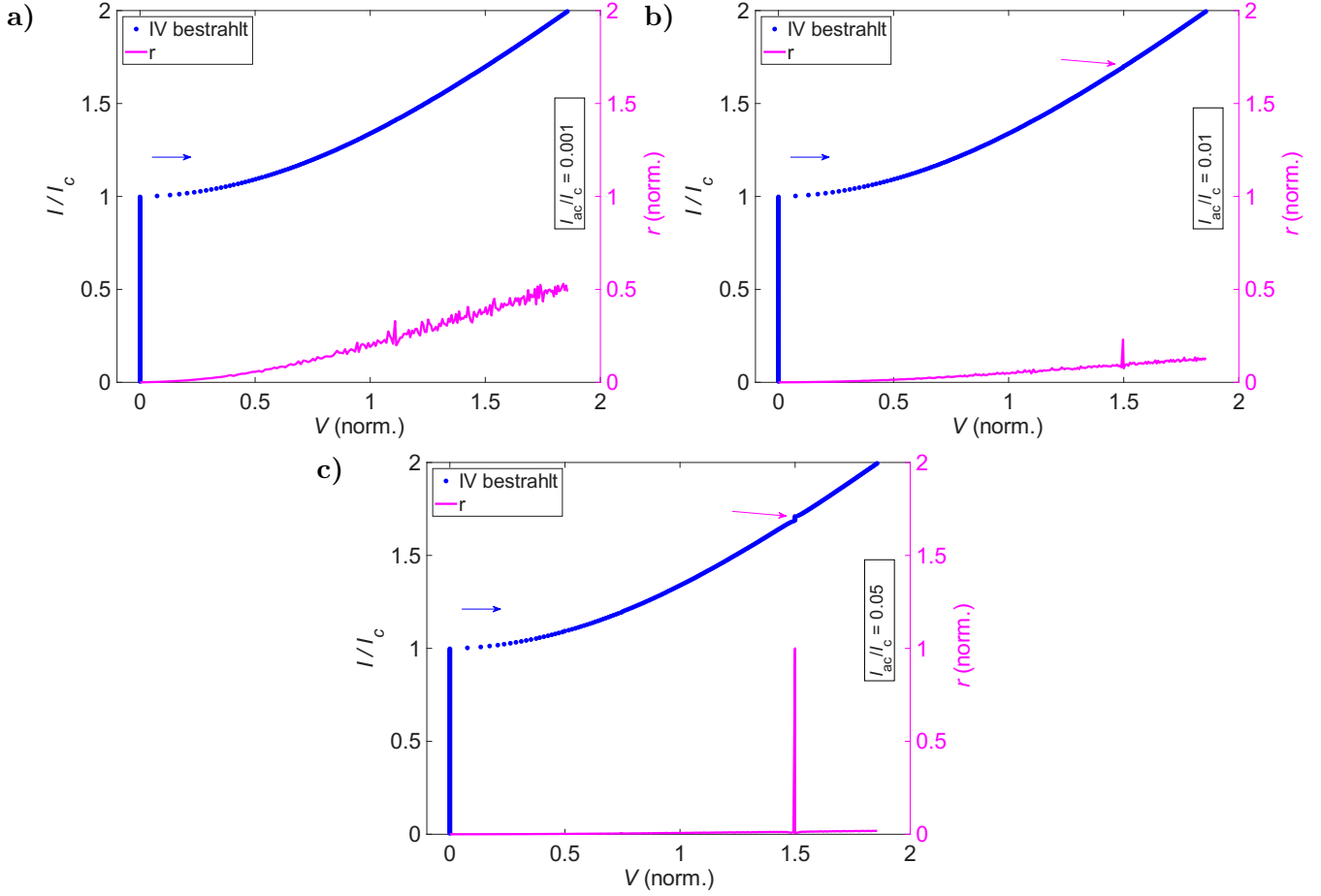


Abbildung 2.15: Simulierte IV-Kennlinien bzw. differentiellen Widerstände unterschiedlich starker Wechselfelder im RCSJ-Modell, cf. [Abbildung 2.6]. Teilbilder b) und c) zeigen das einkoppelnde Wechselfeld bei einem Spannungswert von ca. $V = 1.5$ mit deutlich sichtbaren Signalspitzen. Im Fall geringster Bestrahlung in a) zeigt sich kein Signal. Eine Shapiro-Stufe selbst ist wiederum ausschließlich in c) auf der IV-Kennlinie erkennbar - in Richtung des magenta-farbenen Pfeils.

Kapitel 3

Fabrikation und Messaufbauten

Das hier aufgeführte Kapitel zum Thema Fabrikation und der während der Promotionszeit genutzten experimentellen Methoden, liegt prinzipiell unterteilt in 2 Unterkapiteln vor.

Zuerst wird eine Übersicht zum etablierten Automatisierungsprozess der genutzten Ar-Ionen-Ätzanlage (Prinzip Kaufman-Quelle, [72]) und einer damit verbundenen Bedienungsanleitung im ersten Unterkapitel *Fabrikation* wiedergegeben. Des weiteren, adressiert dieser Abschnitt den Herstellungsprozess der im Experiment genutzten Proben - im speziellen der sogenannten GBG-Struktur (Gold-BSCCO-Gold) - und die jeweiligen konzeptionellen Proben-Designs zum Erreichen der gewünschten Ausgangskonfiguration nah-gekoppelter mehrlagiger BSCCO-Strukturen.

Anschließend vertieft das zweite Unterkapitel *Messaufbauten* die während der Promotionszeit genutzten unterschiedlichen Labor-Setups zur Detektion und spektralen Analyse diverser THz-Emitter. Im Zentrum der Untersuchungen standen hierbei die Emitter-Klassen der THz-QCL (Quantenkaskadenlaser) und dem Typ-II Supraleiter BSCCO; mit seiner in der Herstellung natürlichen Ausbildung von intrinsischen Josephson-Kontakten. In Summe werden drei ungleiche Aufbauten diskutiert und in ihrer grundlegenden Funktionsweise skizziert.

Das so zuerst beschriebene Setup (*quantenoptischer Aufbau*), integriert sowohl einen pyroelektrischen Detektor als auch eine mit gasförmigen Rubidium gefüllten Vakuumzelle, welche das darin befindliche Rubidium mithilfe von optischen Lasern hoch anregt, sodass ein Rydberg-Zustand als empfindlicher Sensor fungiert.

Für das daran anknüpfende Setup, steht eine - im Raum bzw. Volumen oberhalb einer zu untersuchenden Probe - frei bewegliche Messspitze mit zwei YBCO-Josephson-Kontakten, eingebettet in Antennen-Strukturen, dass die ankommende THz-Strahlung über potentiell auftauchende Shapiro-Stufen detektieren kann.

Für die spektrale Analyse nah-gekoppelter BSCCO-Strukturen steht ein *interferometrischer Aufbau* mit integriertem He-Kryostaten als bolometrischer Detektor im Fokus. Hierbei durchlaufen die THz-Strahlen einen Lamellen-Spiegel, welcher konstruktive und destruktive Interferenzen im Innern des Bolometers erzeugt.

3.1 Fabrikation

Der Inhalt des Unterkapitels *Fabrikation* befasst sich mit den technischen Erweiterungen und software-seitigen Implementierungen rund um die Ar-Ionen-Ätzanlage des Physikalischen Instituts II der Universität Tübingen. Ergänzend dazu wird die Steuerungslogik des Ätzprozesses erläutert und auf Schwachstellen bzw. verbesserungswürdige Prozess-Schritte hingewiesen.

Weiter versucht das Kapitel einen groben Überblick über die Probenherstellung von BSCCO-GBG-Strukturen als geeignete THz-Emitter zu gewährleisten; jedoch ohne den Anspruch auf exaktes Wiedergeben jedes einzelnen Prozessparameters.

3.1.1 Ar-Ionen-Ätzanlage

Das Herzstück der Ar-Ionen-Ätzanlage ist die sogenannte *Kaufman-Quelle*, welche das einströmende gasförmige Argon ionisiert und anschließend kontrolliert in parallel laufenden Ionen-Strahlen auf ein Substrat hin beschleunigt, um letztendlich durch die dadurch entstehenden Stöße aufseiten der Substrat-Oberfläche Material abzutragen, cf. [72].

Das Funktionsprinzip einer konventionellen, axial ausgerichteten Entladungskammer der während der Promotionszeit genutzten Kaufman-Quelle, hat als wesentliche Prozesselemente folgende Bauteile integriert; skizziert innerhalb der [Abbildung 3.2]:

- Gas-Einlass - Steuerung des Ar-Gasfluss' über dem vakuumierten Kammervolumen
- Glühkathode - Emission freier Elektronen
- zylindrischer Anodenkörper - zur Beschleunigung der freien Elektronen
- zylindrisch angeordnete Dauermagneten - Erhöhung der Wahrscheinlichkeit der Stöße mit Ar-Atomen zur Stoß-Ionisierung
- Abschirmgitter - Zurückhaltung freier Elektronen
- Beschleunigungsgitter - Zur Beschleunigung der Ar^+ -Gasatome
- Äußere Glühkathode - Neutralisierung des Ar^+ -Strahls

Sobald das Kammervolumen, wie in [Abbildung 3.1] gezeichnet, einen Hintergrunddruck $p_0 \leq 10^{-5}$ mbar mithilfe der angeflanschten Turbopumpe erreicht hat, wird der Arbeitsdruck p_{Ar} über den Argon-Gasfluss auf einen etablierten, stabilen Prozessparameter von ca. $p_{\text{Ar}} = 4.2 \cdot 10^{-4}$ mbar eingestellt. Erst dann wird die Kaufman-Ionen-Quelle *gezündet* und die Glühkathode mit ihren emittierten freien Elektronen beginnt das einströmende Ar-Gas zu ionisieren. Der daraus resultierende Ar^+ -Strom verursacht auf der gegenüberliegenden Kammerseite ein Flächenbombardement auf der lithographisch beschichteten Substrat- bzw. Probenoberfläche; wird allerdings nach dem Durchlaufen der Kaufman-Quelle mit freien Elektronen bzgl. der positiven Ladung neutralisiert, so dass eine Substrat-Aufladung verhindert werden kann. Schließlich wird auf diese Art die gewünschte Struktur ins Ausgangsmaterial nach und nach trocken-geätzt.

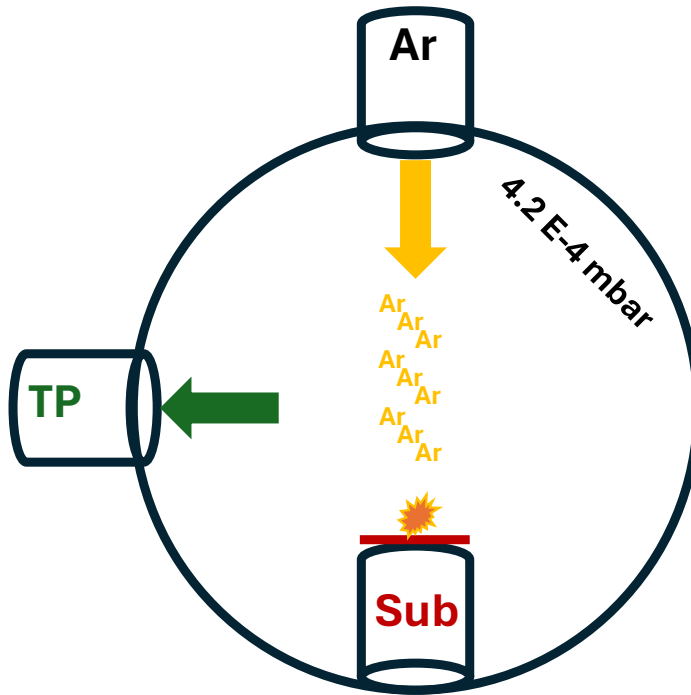


Abbildung 3.1: Vakuumkammer der Ar-Ionen-Ätzanlage skizziert mit den den jeweiligen angeflanschten Kammerzugängen; Kammerzugang *Ar* ins Innere der Kaufman-Quelle und der Vakuumkammer; Kammerzugang *TP* knüpft an die Turbopumpe zum Evakuieren des Kammervolumens an; der gerichtete Ar^+ -Strahl wird hin zum Substrat *Sub* mit der Probe beschleunigt; wird aber außerhalb der Kaufman-Quelle durch freie Elektronen neutralisiert. Im aktiven Betrieb erreicht der Arbeitsdruck p_{Ar} typischerweise $4.2 \cdot 10^{-4}$ mbar.

Ein etwas genauerer Blick in das Innenleben der Kaufman-Quelle dient einem besseren Verständnis der wichtigsten Prozessparameter der Ionen-Quelle selbst, ebenso wie beim anschließend etablierten und diskutierten Automatisierungsprozess, cf. die rechte Hälfte in [\[Abbildung 3.2\]](#). Im Wesentlichen sind die Prozesse der Stoß-Ionisation, Emission freier Elektronen und Beschleunigungs-Muster skizziert.

Gasförmiges Argon-Atome strömen mit einer kontrollierten Rate (regelbar über die Ansteuerung der Ar-Fluss-Kontrolle (hellblau im linken Teil)) in das Innere der Kaufman-Quelle und werden sogleich bei Zündung der Glühkathode von freien Elektronen ionisiert. Um die Ionisation-Rate deutlich zu erhöhen sind Permanentmagneten rings um den zylindrischen Aufbau angebracht; aufgrund der Lorentzkraft bewegen sich die freien

Elektronen auf elliptischen, ringförmigen Bahnen zurück zur Anode (ebenfalls zylindrisch angeordnet), welche über den Pluspol den Stromkreis zur Glühkathode schließt. Elektronen, die in Richtung des Zylinderausgangs gelangen, werden von einem Abschirmgitter am Austreten gehindert und zurück in die Quellenkammer beschleunigt. Ar-Ionen, die dieses Abschirmgitter passieren, werden schließlich vom Potential zwischen Beschleunigungsgitter und Abschirmgitter effektiv beschleunigt und gleichzeitig aufgrund der Gitterform zu einem parallel verlaufenden Ar^+ -Strahl gerichtet. Abschließend gelangen die so beschleunigten Ar^+ -Teilchen an der aus Wolfram bestehenden zweiten Glühkathode vorbei, um erneut mit freien Elektronen zu interagieren und sich zu neutralisieren, sodass aufseiten des Substrats keine oder zumindest vernachlässigbare Aufladungen entstehen können.

Die jeweiligen elektrischen Potentiale bzw. Stromkreise werden über die Kontaktstifte des Quellen-Zylinders im Flansch verankert und mit der Ätz-Kontrolleinheit (MPS3000) verbunden, cf. linker Bildabschnitt in [Abbildung 3.2]. Im nachfolgenden Unterkapitel wird nun auf die elektrische Steuerungslogik und der etablierte Automatisierungsprozess des Ätzprozesses weiter eingegangen.

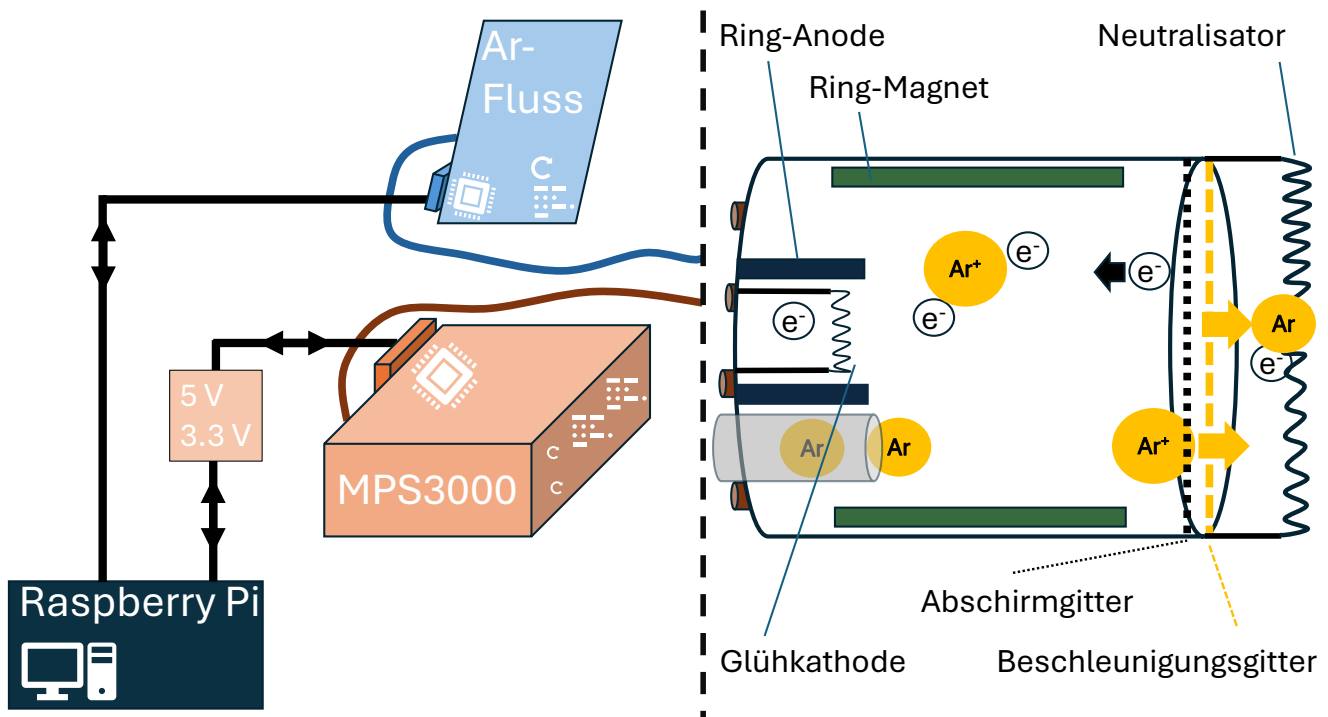


Abbildung 3.2: Gestrichelte Linie trennt zum einen die Komponenten zur Ansteuerung/Automatisierung (linke Bildhälfte); wie auch die Funktionsweise der Kaufman-Quelle (rechte Bildhälfte) mit den wechselwirkenden freien Elektronen sowie dem einströmenden gasförmigen Argon bei einem Arbeitsdruck p_{Ar} von typischerweise $4.2 \cdot 10^{-4}$ mbar.

Betrieb und Automatisierungslogik

Ausgehend von den zwei wesentlichen Steuerungskomponenten in [Abbildung 3.2] wie der Kontrolleinheit *Ar-Fluss* und der Steuerungskonsole *MPS3000*, existiert zudem ein *Raspberry Pi* als Einplatinencomputer zu Automatisierungs-Zwecken.

Bevor die eigentliche Automatisierungslogik erläutert wird, sollen die wichtigsten Steuerungsparameter des *MPS3000* tabellarisch in [Tabelle 3.1], sowohl namentlich als auch mit den typischen Wertepaaren, eingeführt werden:

Glühkathodenstrom	Entladungsstrom	Ar Strahl-Strom	Beschleunigungsstrom	Neutr. Strahl-Strom
3.21 A	0.25 A	18 mA	3 mA	22 mA
Entladungsspannung		Strahl-Spannung	Beschleunigungsspannung	Neutr. Wendelstrom
38.0 V		400 V	300 V	2.97 A

Tabelle 3.1: Typische Steuerungsparameter/Einstellungen während eines aktiven Ätz-Schritts. Anzumerken sei, dass es für einen stabilen und zeitlich langlaufenden Prozess von Vorteil ist, wenn kleine Beschleunigungsströme, die zwischen den beiden Gitter am Quellen-Ausgang gemessen werden, anliegen - hier gilt es Kurzschlüsse zu vermeiden. Die hier abgebildete tabellarische Zellendarstellung ist optisch der Frontseite der Kontrolleinheit *MPS3000* nachempfunden.

Der Glühkathodenstrom wie auch der Glühwendelstrom des Neutralisators, sind die üblicherweise relevanten, manuell einstellbaren Parameter. Die verbliebenen Parameter bzw. Variablen sind entweder proportional zu jenen Steuerungsströmen und geben lediglich die resultierenden Elektroden-Ströme an die Kontrolleinheit zurück; oder die für den Prozess festgestellten Spannungswerte, die über die Dauer der Promotionszeit nicht verändert worden waren, da der Prozess hinreichend stabile und reproduzierbare Prozessbedingungen schuf.

Ein üblicher Zündungsvorgang des Ar-Plasmas findet im manuellen Betrieb wie folgt statt. Nachdem sich ein Kammerdruck mit gasförmigen Argon bei ca. $4.2 \cdot 10^{-4}$ mbar eingestellt hat, wird die Kontrolleinheit *MPS3000* gestartet und sogleich der Glühkathodenstrom und Wendelstrom des Neutralisators auf bereits bekannte Werte gesetzt - diese für den Prozess benötigten Ströme verringern sich im Laufe der Benutzung bzw. Abnutzung der gewickelten Wolfram-Drähte, und müssen demnach immer wieder neu justiert werden.

Nun können per Knopfdruck die relevanten Spannungen an den Elektroden zugeschaltet (eigentliche Zündung des Plasmas mit einhergehendem Entladungsstrom zwischen Glühkathode und Ring-Anode) und eine Werte-Differenz zwischen den gemessenen Strahlströmen des Argon- bzw. des Neutralisator-Stroms von ca. 4 mA nachgeregelt werden. Damit die elektrische Aufladung des Substrats verhindert wird und so ein möglicher Schaden an der Probe abgewendet werden kann, ist es vonnöten, dass ausreichend freie

3 Fabrikation und Messaufbauten

Elektronen den beschleunigten, ionisierten Ar-Strahl bzgl. seiner Ladung neutralisieren. Der so eingestellte (neutrale) Ar-Strahl gelangt orthogonal auf die Proben-Oberfläche, über welche ein drehbares Blech (engl. Shutter) ein Zu- und Abschalten des Strahlstroms gewährleistet, sodass Aufheizeffekte reduziert werden können - der Strahl selbst bleibt stets an, auch wenn gerade das Schutzblech die Proben-Oberfläche gegenüber dem Strahl verschattet und ein Ätzen temporär verhindert.

Wie bereits erwähnt, handelt es sich hier um eine manuelle Steuerung, die zur Folge hat, dass bei einem annähernd langen Ätzvorgang (schon nach einigen Minuten) drei wesentliche Veränderungen im aktiven Prozess selbst stattfinden:

- i) geringe Abweichung des gewünschten Kammerdrucks
- ii) Abnutzung der Wolfram-Glühwendel (erforderliche Nachregelung)
- iii) extreme Hitzeentwicklung des gesamten Kammer-Körpers inklusive der eingeschleusten Probe, trotz Anschluss an einen Kühlkreislauf

Als Lösungsvorschlag wurde ein Konzept zur automatischen Nachführung des Gasdrucks und der Steuerströme für die Glühwendel erdacht. Wenn es möglich wäre die Steuerströme extern, ohne manuelles Eingreifen zu variieren, wäre es sicher von Vorteil auch das Zu- und Abschalten des Ar-Strahls direkt zu steuern - ohne ein drehbares Schutzblech oberhalb der zu strukturierten Probe. Dies würde außerdem einen potentiellen Versatz in der kreisförmigen Anordnung des Ar-Strahls beim Durchfahren mit dem Schutzblech verhindern und so zu einem noch akkurateren Ätzprozess führen.

[Abbildung 3.2] zeichnet die Implementierung eines Einplatinencomputers (Raspberry Pi) zur Steuerung der Ar-Gas-Kontrolleinheit mit eigens implementierter PWM-Steuerung (engl. Pulse Width Modulation), wie auch die Ansteuerung der Rückplatte des *MPS3000* via einer seriellen TxRx Logik über die RS232 Schnittstelle eines bereits vorhandenen ICs. Für die externe Ansteuerung musste lediglich ein 3.3 V zu 5 V Konverter im Logikkreislauf integriert werden, sodass die korrekten Potentiale ausgegeben werden konnten.

Außerdem wurde der Kammerdruck via einer USB-Schnittstelle des Drucksensors mithilfe des Raspberry Pi ausgelesen - eine einfache Regelschleife konnte so mit den unterschiedlichen Auslese- und Ansteuerungselementen programmiert werden.

Anhand der nachfolgenden Code-Zeilen (Python) soll nun der Automatisierungsprozess eines Prozessdurchlaufs beschrieben werden. Zwei parallel laufende Python-Skripte bilden hierbei den Unterbau der externen Bedienung des Ätzprozesses.

Zunächst wird ein **Skript zum Auslesen des Vakuumsensors *Combivac it23*** und zum Senden von bestimmten DAC-Werten an die Ar-Fluss-Kontrolleinheit ausgeführt. Dies weist die jeweiligen USB-Ports via der *serial*-Bibliothek einem definierten, aufrufbaren Objekt zu; bspw. *ser*. Es ist wichtig, dass die Baudraten, die Prüfbits und die Byte-Längen korrekt eingestellt werden:

```
import serial

ser = serial.Serial( # establish USB port for vacuum sensor
    port='/dev/ttyUSB0',
    baudrate = 9600,
    parity=serial.PARITY_NONE,
    stopbits=serial.STOPBITS_ONE,
    bytesize=serial.EIGHTBITS,
    timeout=0.2
)
ser2 = serial.Serial( # establish USB port for flow controller
    port='/dev/ttyUSB1',
    baudrate = 9600, #1200 before
    parity=serial.PARITY_NONE,
    stopbits=serial.STOPBITS_ONE,
    bytesize=serial.EIGHTBITS,
    timeout=0.2
)
```

Es ist erforderlich den Byte-Puffer des *it23* auszulesen, um den derzeitigen Kammerdruck zu erhalten - diesbezüglich wird eine Klasse *reading()* eingeführt, welche die ausgelesenen Bytes im ASCII-Format decodiert:

```
class reading: # reads vacuum sensor
    def __init__(self):
        rcv=ser.readline()
        self.x = rcv.decode('ascii')
        print(rcv.decode('ascii'))
        time.sleep(0.2)
```

Mit einer simplen Dauerschleife über den Ausdruck *while 1* wird vor jeder neuen Bedingung *if* bzw. *elif* der entsprechend angeschlossene Sensor an der Kontrolleinheit *it23* abgefragt und anschließend der übermittelte Wert decodiert und in einer Variabel zwischengespeichert. Die beiden Variablen *number* und *sub* stehen für die Werte des zu steuernden DACs zur Regelung des Ar-Flusses:

```
number = 30000 # empiric DAC value to apply specific voltage (PWM)
sub = number

while 1:
    string='MES 3\textbackslash{}r'
    byte=str.encode(string)
    ser.write(byte)
    print(string)

    t = reading()
    STRING = t.x
    string1 = STRING.split('3:mbar:',1)[1]
    string2 = string1[0:4]
    print('\#\#\#')
    print(string2)
    flo1 = float(string2)
```

...

Weiter geht das Skript in die beiden Bedingungen über, welche den zuvor erhaltenen Wert des Kammerdrucks in ein vorgegebenes Wertefenster sortieren und bei Abweichung den Wert dementsprechend anpassen und an den DAC sogleich zurückgeben. *setting()* ermöglicht das Aufrufen von *ser2* zum Senden der Informationen. Das Kürzel *_ed* dieser Funktion stellt den Zugriff wieder auf den Port *ser*:

```
...
if flo1 < 4.16:
    add = 100
    setting()
    number += add
    string='dac '+str(number)+'\r'
    byte=str.encode(string)
    ser2.write(byte)
    print(string)
    setting_ed()
    sub = number
elif flo1 > 4.20:
    setting()
    sub -= 100
    string='dac '+str(sub)+'\r'
    byte=str.encode(string)
    ser2.write(byte)
    print(string)
    setting_ed()

time.sleep(0.5)
```

Nun kann aufgrund des stetigen Prüfens des Kammerdrucks und der damit verbundenen Regelung der Menge an gasförmigen Argon ins Innere der Vakuumkammer, das **Haupt-Skript zur Steuerung der MPS3000 Kontrolleinheit** bzw. der Kaufman-Quelle ausgeführt werden.

Ähnlich der bereits eingeführten Port-Zuweisung des ersten Python-Skripts, wird diesmal der TxRx-Port des Raspberry Pi definiert mit den notwendigen Parametern für eine zuverlässige Kommunikation mit dem *MPS3000*:

```
import time
import serial
from sys import exit as ex
ser = serial.Serial(
    port='/dev/ttyAMA0',
    baudrate = 1200,
    parity=serial.PARITY_NONE,
    stopbits=serial.STOPBITS_ONE,
    bytesize=serial.EIGHTBITS,
    timeout=0.1
)
```

Im Skript folgen nun **drei** relevante Input-Abfragen, welche das Verhältnis der An/Aus-Logik des Ar-Strahls der Kaufman-Quelle definieren, und zusätzlich die gesamte Anzahl an Ätz-Zyklen angeben. Mit diesen drei Werten, welche später als Minuten wohldefiniert werden, sind Zeitabfragen derart miteinander verknüpft, sodass geprüft wird, ob eine gewisse Lauf-Variable innerhalb eines Zeitschritts den zugeschalteten Ar-Strahl oder den ausgeschalteten Zustand der Kaufman-Quelle repräsentiert.

Die simple Input-Abfrage läuft wie folgt im Skript ab:

```
print('enter hotminutes ##1##')
minutesstr=input() # INPUT
minutes = float(minutesstr)

print('enter coolminutes ##3##')
coolminutesstr=input() # INPUT
coolminutes = float(coolminutesstr)

print('enter number of total cycles count')
count_endstr=input() # INPUT
count_end = float(count_endstr)
```

Nun werden eine Reihe von Hilfsfunktionen, die später in der Dauerschleife aufgerufen werden, definiert:

```
def reading():
    rcv=ser.readline()
    print(rcv)
    rcv=ser.readline()
    print(rcv)
    rcv=ser.readline()
    print(rcv)
    rcv=ser.readline()
    print(rcv)

def beam(xx):
    string='BI'+str(xx)+'\r'
    byte=str.encode(string)
    ser.write(byte)
    reading()
    time.sleep(2)

def shutdown():
    beam(16)
    beam(14)
    beam(13)
    beam(12)
    beam(11)
    beam(10)

    string='B0\r'
    byte=str.encode(string)
    ser.write(byte)
    print(byte)
    reading()
```

3 Fabrikation und Messaufbauten

```
time.sleep(1)
string='S0\r'
byte=str.encode(string)
ser.write(byte)
print(byte)
reading()
time.sleep(1)

def ramp():
    beam(18) # BEAM
    time.sleep(1)
    string='S1\r'
    byte=str.encode(string)
    ser.write(byte)
    reading()

    time.sleep(5)
    string='B1\r'
    byte=str.encode(string)
    ser.write(byte)

    time.sleep(5)
```

reading() liest dabei den Puffer des *MPS3000* mehrmals aus, sodass dieser frei von jeglicher Information ist. *beam(xx)* setzt den gewünschten Wert des Argon Strahl-Stroms, typischerweise auf 18 mA. *shutdown()* sorgt dafür, dass es zu einem langsamen Herunterfahren jenes Strahl-Stroms kommt, um anschließend den Strahl selbst und die Quelle auszuschalten. Mit *ramp()* gelingt es den Strahl-Strom auf 18 mA zu setzen, noch bevor die Quelle und der Strahl-Strom innerhalb der Funktion selbst elektrisch zugeschaltet werden. Sobald also die Quelle eingeschaltet wird, startet sie bei kleinen Werten des Glühkathodenstroms (aufgrund der vorher aufgerufenen Funktion *shutdown()*), der gerade beim Ausschaltvorgang in einem niedrigeren Ar-Strahl-Strom resultiert.

Die Werte, wie sie hier aufgeführt sind, haben sich über viele Iterationsschritte als robust gegenüber einer fehlerhaften Ansteuerung der Kaufman-Quelle erwiesen. Das System zeigt durchaus eine gewisse Trägheit während des Hochfahrens, bis das Ar^+ -Plasma einen stabilen Zustand erreicht, sodass der Prozess einwandfrei und unbeaufsichtigt laufen kann. Deshalb sind Wartezeiten von mehreren Sekunden und die indirekten Anpassungen des Glühkathodenstroms über das Setzen des Ar-Strahl-Stroms vonnöten.

Die eigentliche Hauptroutine, welche die soeben vorgestellten Funktionen immer wieder aufruft und die Anzahl der Zyklen im definierten An/Aus-Verhältnis durchgeht, wird gestartet, sobald die Eingabe 'start' erfolgt ist. Aus den vormals eingegebenen drei Werten, gibt es nun immer wieder einen Zeitvergleich, ob sich die Phase des derzeitigen Zyklus noch im Zustand 'An' oder 'Aus' befindet und dementsprechend werden die relevanten Funktionen aufgerufen. Erst nach Erreichen des letzten Zyklus - hier sei an die Variable 'count_end' erinnert - schaltet sich das System dauerhaft aus und verlässt mithilfe der *ex()* Funktion die erste Schleife, sodass das Haupt-Skript endet.


```

exiting=0 # exiting variable for special case

count = 0
print('counter = ' + str(count))
print('##### Working Gas rdy?!#####')
print('##### then write "start" #####')
#####

while True:

    End = input() # INPUT with "start" command
    if End == 'ende':
        ser.close()
        print('close')
        break
    elif End == 'start':
        rcv=ser.readline()
        print(rcv)
        print('Remote Mode')
        string='A\r'
        byte=str.encode(string)
        ser.write(byte)
        reading()
        time.sleep(1)

        ramp() # Ramping!!

    else:
        pass

while True:
    timeout = time.time() + 60*minutes
    while True:
        if exiting == 1:
            print('#####End of Process#####')
            shutdown()
            ex() # shut down program
        elif time.time() < timeout:
            beam(18) # BEAM
            time.sleep(2)
            print('counter = ' + str(count))

        elif time.time() > timeout:
            timeoutt = time.time() + 60*coolminutes

            count=count + 1
            print('#####')
            print('counter = ' + str(count))
            print('### HOT ###')
            string='RS\r'
            byte=str.encode(string)
            ser.write(byte)
            print(byte)

```

```
        reading()
        pass

    while count < count_end:
        if time.time() < timeoutt:
            shutdown()

        else:
            ramp() # Ramping!!

            string='RS\r'
            byte=str.encode(string)
            ser.write(byte)
            print(byte)
            reading()
            time.sleep(1)
            timeout = time.time() + 60*minutes
            break
    else:
        shutdown()
        exiting=1
        break

    string='RS\r'
    byte=str.encode(string)
    ser.write(byte)
    reading()
    continue
```

Durch die Implementierung der relevanten Schnittstellen und diverser Routinen zur externen Steuerung der Ar-Ionen-Ätzanlage, konnten die eingangs erwähnten drei Prozessveränderungen teils korrigiert, oder sogar komplett verhindert werden. Insbesondere die extreme Hitzeentwicklung aufseiten des Substrats bzw. der Probe selbst, konnte so vermieden werden, da während eines Prozessschritts, bei welchem der Ar-Strahl und das Plasma ausblieben, keine signifikante Abwärme mehr produziert worden war.

3.1.2 Probenherstellung der BSCCO-GBG-Strukturen

Die Herstellung der BSCCO-Proben während der Promotionszeit umfasste viele Teilschritte und die Zusammenarbeit mit unterschiedlichen Wissenschaftlern vor Ort in Tübingen wie auch mit der Nanjing Universität in China am Lehrstuhl von Professor Huabing Wang am Institut *Research Institute of Superconductor Electronics*, das etliche unbearbeitete BSCCO-Kristalle freundlicherweise dem Physikalischen Institut II in Tübingen bereitstellte. Für die beiden untersuchten bzw. analysierten Proben - später im Auswertungskapitel - ist der Autor Dr. Olcay Kizilaslan zu Dank verpflichtet, der die GBG-Strukturen in sorgsamer Arbeit anfertigte, sodass diese vermessen bzw. weiter bearbeitet werden konnten.

Um aus unbearbeiteten BSCCO-Kristallen sogenannte Mesas oder Gold-BSCCO-Gold (GBG) Strukturen mit typischen lateralen Abmaßen von $300\ \mu\text{m} \times 50 - 90\ \mu\text{m}$ und Schichtdicken von ca. $1\ \mu\text{m}$ zu fertigen, ist es zwingend erforderlich Methoden wie der Lithographie im Zusammenspiel mit geeigneten Sputter-/Aufdampf-Anlagen und der bereits eingeführten Ar-Ionen-Ätzanlage zu vereinen.

Der wesentliche Unterschied zwischen einer BSCCO-Mesa bzw. einer BSCCO-GBG-Struktur besteht darin, dass eine Mesa-Probe oftmals einen geometrisch undefinierten Basiskristall unterhalb der rechteckigen, ca. $0.7 - 1\ \mu\text{m}$ dicken Struktur aufzuweisen vermag. Dies sorgt in der Regel dafür, dass im direkten Vergleich zu GBG-Strukturen die Abwärme eines angelegten Bias-Stroms weniger effizient abgeführt werden kann. Allerdings umfasst die Herstellung einer GBG-Struktur diesbezüglich auch zusätzliche Verarbeitungsschritte. Ähnlich der Vorgehensweisen in den verlinkten Quellen in [73] [42], soll versucht werden, möglichst kompakt die grundlegenden Prozessschritte einer GBG-Struktur zu vermitteln, um abschließend noch den zusätzlichen Prozessschritt des Schneidens bzw. Teilens einer GBG-Struktur mithilfe eines Gallium-FIB (engl. Focusd Ion Beam) zu skizzieren. An dieser Stelle sei die Abteilung rund um Dr. Stefan Fischer des TSM (Tübingen Structural Microscopy) - am Standort Geo- und Umweltforschungszentrum (GUZ) mit dem FIB *Crossbeam 550L* des Herstellers Zeiss - dankenswerterweise erwähnt.

Obgleich während der Promotionszeit viele Mesa-Strukturen hergestellt wurden; gelang es dem Autor erst gegen Ende der Experimentierphase geeignete GBG-Strukturen für das Ausgangsexperiment (siehe Kapitel 4.3) final zu präparieren.

Innerhalb der [Abbildung 3.3] ist eine GBG-Struktur im Querschnitt gezeichnet, die außerdem auf einer THz-durchlässigen Halbkugel, die als optische Linse fungieren soll, angebracht worden ist.

Die unterschiedlichen Prozessschritte für solch eine rechtwinklige BSCCO-Struktur lassen sich überschlägig in fünf Punkte gliedern, nachdem die - im sogenannten *Floating Zone*-Verfahren gezogenen, cf. [74] - BSCCO (2212) Kristall-Plättchen in Tübingen angekommen waren:

3 Fabrikation und Messaufbauten

- Kristall-Abspaltung, Aufbringung des Schutz- bzw. Kontaktgoldes
- Lithographische Bearbeitung und Strukturierung
- Epoxidharz als Füllmaterial und Isolation
- Erneute Kristall-Abspaltung mit Schutz- bzw. Kontaktgold
- Weiterer Lithographie-Prozess und finale Strukturierung

Zuerst werden einzelne Plättchen der BSCCO-Kristalle mit etwas Epoxidharz auf ein Saphir-Substrat geklebt, um die Handhabung der wenigen Millimeter kleinen Kristall-Plättchen wesentlich anzuheben. Beim sogenannten *Cleaving*, also der Kristall-Abspaltung, wird erreicht, dass durch das Abziehen einzelner BSCCO-Ebenen eine möglichst glatte, mit wenig sichtbaren Kristall-Verunreinigungen durchsetzte Oberfläche zum Vorschein kommt. Sobald unter dem Mikroskop in Atmosphäre eine annähernd perfekt spiegelnde Oberfläche zu erkennen ist, gelangt diese Probe ins Vakuum einer Aufdampf-Anlage, welche die zur Kontaktierung und zum Schutz der Oberfläche relevante Goldschicht aufbringt.

Erst jetzt kann die Probe relativ gefahrlos unter atmosphärischen Bedingungen transportiert werden, da der für die Supraleitung so wichtige Sauerstoff-Anteil im Kristall nahezu unverändert bleibt. Als nächstes gelangt die gold-schimmernde Probe zur weiteren Bearbeitung in die Lithographie, wo die rechteckige Stapel-Struktur mit einem Photolack auf die Goldoberfläche aufgebracht wird. Dieser Photolack dient als eine Art Schutzschicht und lässt beim anschließenden Ar-Ionen-Ätzen die darunter befindlichen Gold- bzw. BSCCO-Schichten unangetastet, so, dass nach dem Abschluss des Ätzvorgangs nur noch die relevanten Stapel aus BSCCO, Gold und den verbliebenen Photolack-Resten übrig bleiben.

Im weiteren Verlauf wird zunächst der Photolack in Aceton bzw. Isopropanol gelöst und danach eine elektrisch isolierende Schicht aus Epoxidharz händisch um die rechteckigen Stapel so verteilt, dass ein weiteres Substrat angeklebt werden kann - eine Art Sandwich-Struktur aus zwei sich gegenüberliegenden Substraten liegt jetzt vor.

Nun kann eine erneute Abspaltung der Kristallebenen erfolgen, indem das zuerst angebrachte Substrat entfernt wird; die Sandwich-Struktur mit ihren beiden Substraten wird quasi um 180 ° gedreht, sodass das zweite angeklebte Substrat auf dem Untergrund aufliegt. Und wieder gelangt die gesamte Probe mit ihrer gerade erhaltenen (glatten) Kristall-Oberfläche in die Vakuumkammer der Gold-Aufdampf-Anlage und wird zugleich versiegelt.

Ein letzter Lithographie-Schritt ermöglicht es, dass ein ebenfalls letzter Ätz-Schritt den Stapel soweit abträgt, dass das vom Anfang an aufgetragene Schutzgold zum Vorschein kommt.

Von oben her betrachtet sieht die Probe so aus, wie in [\[Abbildung 3.3\]](#) in der Draufsicht skizziert. Eine mit Leitsilber und Silberdrähten elektrische Kontaktierung wird jetzt erst möglich, und wie der Abbildung zu entnehmen, wird konventionell die elektrische

Masse auf die obere Goldfläche gelegt und die jeweiligen positiven Elektroden auf die *Fähnchen* jedes einzelnen Stapels. Hier sei hervorgehoben, dass üblicherweise mehrere BSCCO-Stapel parallel nebeneinander gefertigt wurden, und so die Ausbeute von potentiellen THz-Emittlern gesteigert werden konnte. Eine weitere Besonderheit einer der in dieser Thesis vorgestellten Probe ist die Anbringung einer Fokussierlinse, ebenfalls aus Saphir, um divergierende Strahlen aufzufangen und möglicherweise zu bündeln, cf. im Querschnitt der skizzierten GBG-Struktur in [Abbildung 3.3].

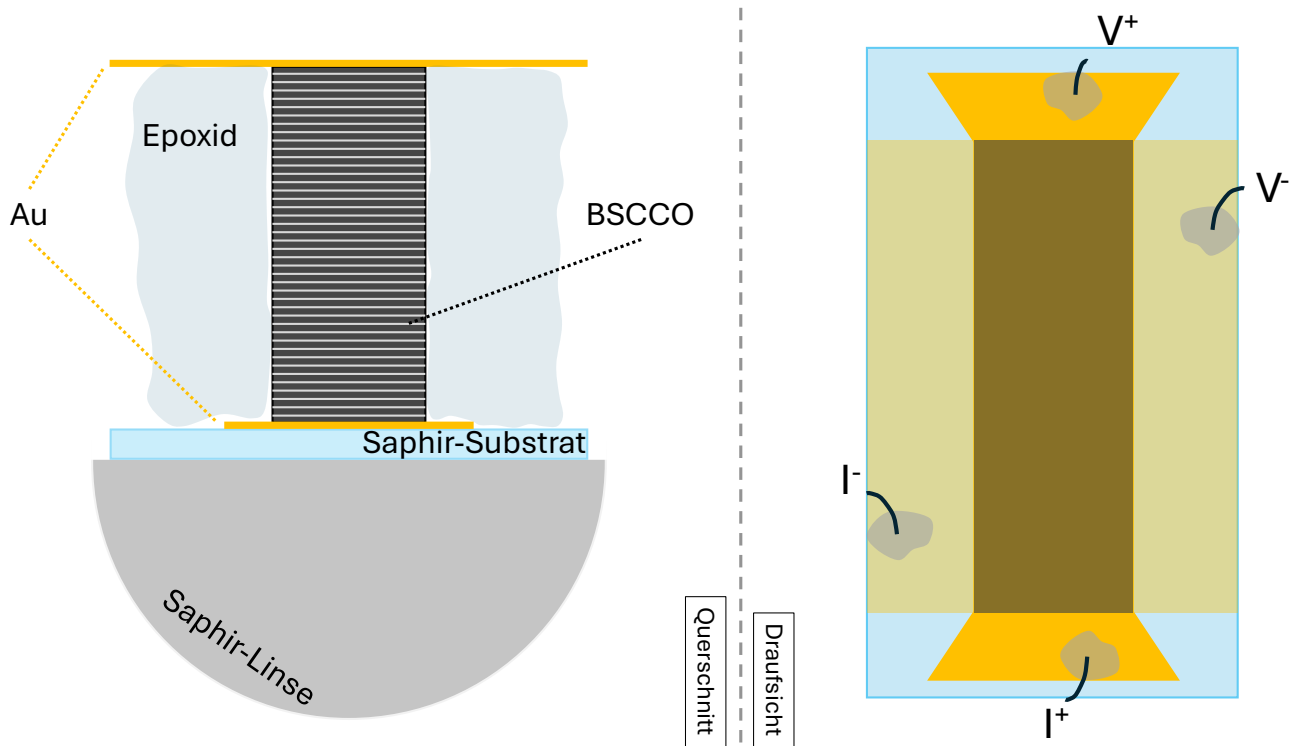


Abbildung 3.3: Genereller Aufbau einer BSCCO-GBG-Struktur mit zusätzlich angebrachter Fokussierlinse aus Saphir; der Querschnitt ist der linken Bildhälfte entnehmbar. Der zwischen den Goldschichten (Au) aufgetragene Zwei-Komponenten-Epoxidharz füllt das Volumen auf und sorgt für elektrische Isolation zwischen den beteiligten Strukturen.

Die Draufsicht daneben skizziert schematisch die elektrische Kontaktierung der Goldflächen (V, I stehen hierbei für die Spannungs- bzw. Strom-Zuleitungen, gemäß technisch indizierter Stromrichtung); die breitere (oben aufliegende) Goldkontaktierung steht typischerweise für den elektrischen *Ground*. Mehrere parallele BSCCO-Stapel sind so individuell ansteuerbar und teilen sich eine gemeinsame elektrische Masse.

Für die Untersuchung nah-gekoppelter THz-Emitter aus BSCCO entwickelte sich schon im Jahre 2018 folgende Herangehensweise, dass ein schmaler Spalt durch einen recht-

3 Fabrikation und Messaufbauten

eckigen BSCCO-Stapel (Mesa sowie GBG), die vormals längliche Struktur entlang ihrer kurzen Seite in zwei direkt benachbarte Elemente teilen könnte, die ihrerseits wiederum individuell elektrisch ansteuerbar wären. So würde es beispielsweise möglich sein, eine Hälfte als aktiven, emittierenden Stapel; und den benachbarten als passiven, nicht-emittierenden - aber Strom-führenden - Stapel zu betreiben.

Mithilfe des Gallium-FIB des GUZ der Universität Tübingen gelang es schließlich einen geeigneten BSCCO-Stapel derart weiter zu bearbeiten, dass dieser letztendlich auch in den eingangs angedachten Konfigurationen angesteuert werden konnte. [\[Abbildung 3.4\]](#) zeichnet schematisch im Längsschnitt die zwei nah-gekoppelten BSCCO-Stapel, hervorgegangen aus einem Schnitt mit dem Ga-FIB entlang der Breite des BSCCO-Stapels. Jener Spalt zwischen den beiden im Volumen kleiner geratenen BSCCO-Stapel beläuft sich auf ca. 500 nm; und ermöglicht so das individuelle Ansteuern und Auslesen der beiden Stapel.

Die relevanten Strahl-Parameter des FIB umfassen dabei eine abgefahrene Linie der Länge 80 μm , um sicher zu gehen, dass die ganze Breite des BSCCO-Stapels vom Ionenstrahl erfasst wird. Beim Ausrichten der Probe gegenüber des Auslasses der Ionen-Optik, kann es vorkommen, dass ein potentieller Offset, die im Elektronenbild (das Live-Bild, in welches die Strukturen gezeichnet werden) definierten Strahl-Parameter, in ihren Werten leicht variieren lässt. Deshalb erscheint es in diesem Schritt sinnvoll über die tatsächliche Breite des Stapels hinaus den Ionenstrahl einzustellen.

Der Ga-Ionen-Strahl selbst wird auf 7 nA bei 30 kV gesetzt; das in den Einstellungen zu bearbeitende Material wird auf 'Silizium (grob)' mit einer gewünschten Schnitt-Tiefe von 4 000 nm = 4 μm festgestellt. Die anschließende Ausführung bzw. Bearbeitung summiert sich auf eine Dauer von ca. einer Minute. Beispielhaft sind REM-Bilder (**R**asterelektronen**m**ikroskop) angehängt, die einen solchen Schnitt in der üblichen Ausdehnung abbilden, cf. [\[Abbildung 3.5\]](#).

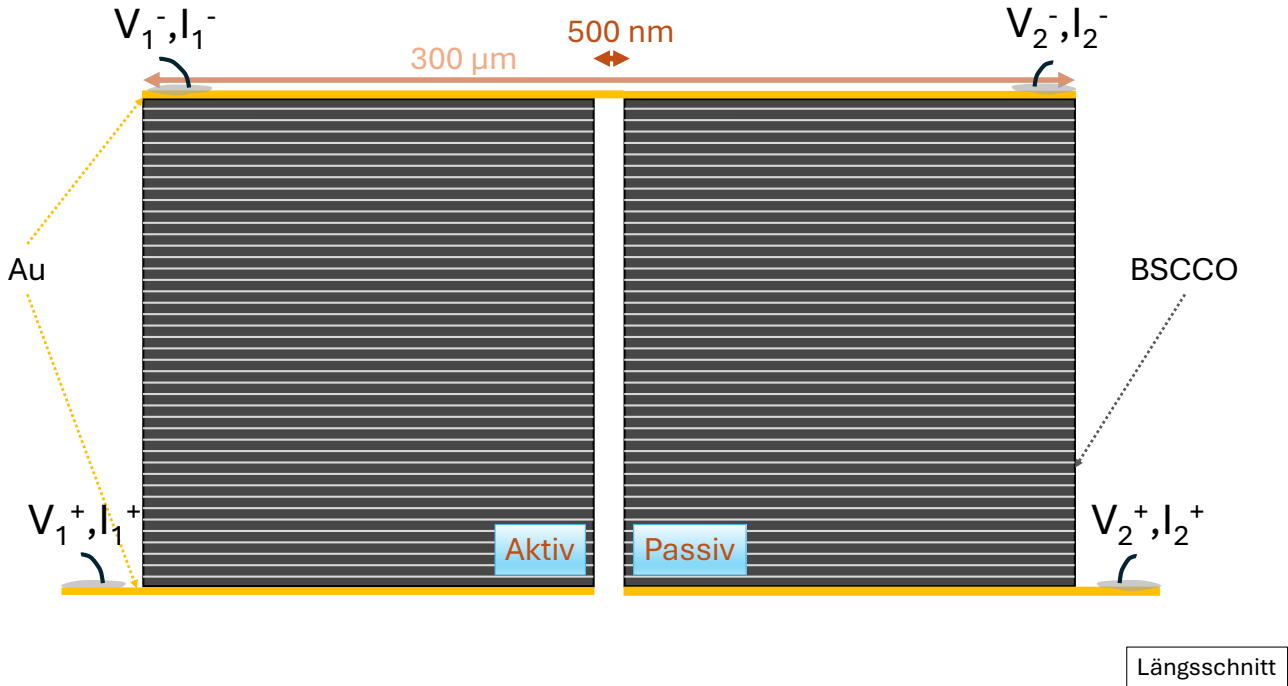


Abbildung 3.4: Längsschnitt durch eine 1 μm dicke GBG-Struktur (nicht maßstabsgetreu) nachdem diese mithilfe des Ga-FIB in zwei annähernd gleichförmige Strukturen zerteilt worden ist. Hier sei angemerkt, dass bereits das experimentelle Design der später in der Datenanalyse auftretenden *Aktiv/Passiv* Konstellation mit eingezeichnet worden ist.

Aufgrund der voneinander vollständig getrennten positiven Zuleitungen $V_{1,2}^+$ können die BSCCO-Stapel individuell angesteuert und konfiguriert werden; lediglich die negativen Zuleitungen liegen auf derselben elektrischen Masse (Goldfläche). Die technische Stromrichtung verläuft in dieser Art der Beschaltung von unten parallel zu der Stapelhöhe entlang, hin zur oben aufliegenden Goldebene.

Im Resultat nach Abschluss des Schnitt-Prozesses am Ga-FIB, kann mithilfe eines Multimeters zwischen den Zuleitungen V^+ und I^+ , cf. [Abbildung 3.4], der elektrische Widerstand bei Raumtemperatur gemessen werden. Bei ungefähr des doppelten Widerstandswertes eines einzelnen Stapels, kann davon ausgegangen werden, dass der Schnitt zuverlässig den kompletten Stapel (der Messstrom verläuft durch die zwei Hälften in jeweils entgegengesetzter Richtung) durchtrennt hat und lediglich die elektrische Masse (die lateral große Goldebene, welche alle Stapel miteinander verbindet) einen elektrischen Kontakt zwischen den beiden geteilten Hälften herstellt.

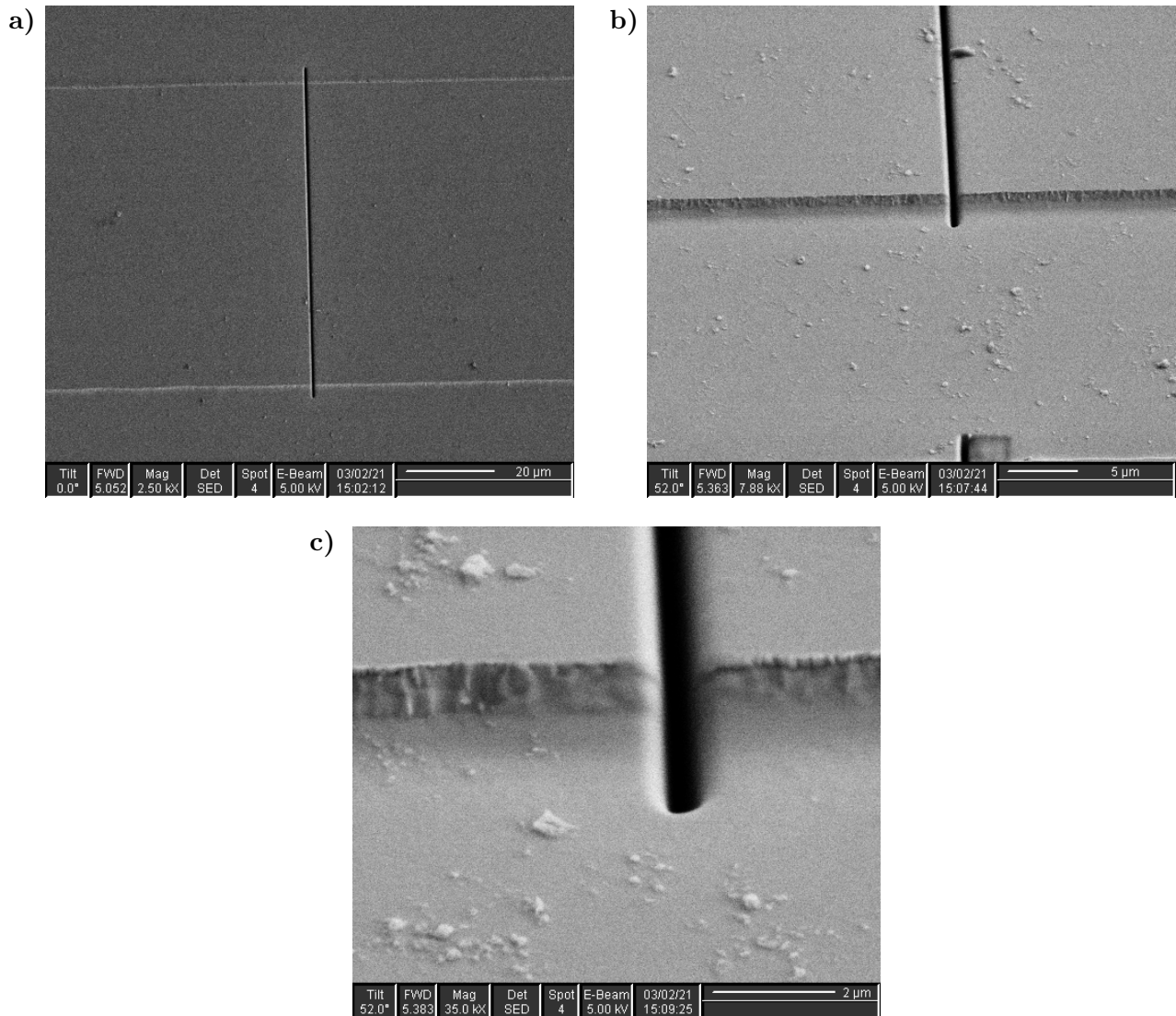


Abbildung 3.5: REM-Bilder von geteilten BSCCO-Stapeln. a) zeigt den typischen Schnitt, der über die gesamte Breite des Stapels führt und darüber hinaus. Die Bilder in b) und c) vergrößern die Ränder der geätzten BSCCO-Struktur und zeigen deutlich die Tiefe und die Breite eines solchen Schnitts; i.e. 1 - 4 μm bzw. ca. 500 nm.

3.2 Messaufbauten

In dem Kapitel *Messaufbauten* wird eine vor allem schematische Übersicht aller beteiligter Setups, die zur Datenakquirierung innerhalb der letzten Jahre verwendet worden waren, grob wiedergegeben.

Drei Unterkapitel adressieren jeweils einen in sich vollständigen Messaufbau zur Vermessung der gefertigten BSCCO-Proben wie auch des genutzten Quantenkaskadenlasers - als zusätzlich eingebrachte Emitter-Klasse im mittleren bis hohen THz-Bereich.

Eingangs wird ein quantenoptisches Setup mit Bolometer und pyroelektrischen Detektor beschrieben, das in einer engen Zusammenarbeit mit Dr. Lara Torralbo-Campo aus dem Team der *Quantenoptik & Ultrakalte Atome* der Arbeitsgruppe von Prof. József Fortágh durchgeführt wurde. Ziel dieses Setups war es, dass die relativ aufwendig zu detektierenden THz-Strahlen zu einer Vakuum-Gaszelle (mit darin angeregten Rubidium-Gasatomen) fokussiert werden, und eine möglichst effiziente elektrische Ansteuerung des QCL's im Zusammenspiel mit Lock-In-Verfahren realisiert werden konnte. Das so modulierte bzw. fokussierte THz-Wechselfeld sollte an den präparierten Rydberg-Zustand ankoppeln und den vorliegenden EIT-Zustand in sogenannte *dressed states* aufspalten.

Nachfolgend wird das sogenannte THz-Mikroskop vorgestellt, das an der TU Braunschweig am *Institut für Elektrische Messtechnik und Grundlagen der Elektrotechnik* (Arbeitsgruppe Prof. Meinhard Schilling) installiert ist und in enger Kooperation mit dieser Gruppe für das hier zu diskutierende Experiment eingesetzt wurde. Auf einer Detektorspitze angebrachte Josephson-Kontakte, bestehend aus dem Typ II Supraleiter YBCO, sind in der Lage über ihre zusätzlichen Antennenstrukturen diverse physikalische Wechselwirkungen ankommender THz-Strahlen zu detektieren. Bemerkenswert an diesem Aufbau ist jedoch, dass diese Antenne dreidimensional im Volumen oberhalb einer eingebauten Probe durch Piezo-Steuerungselemente bewegt werden kann, und so final ein beliebig auswählbares Kontrastbild erzeugt werden kann.

Abschließend skizziert das letzte Unterkapitel den bolometrisch-interferometrischen Aufbau an der Universität Tübingen der Arbeitsgruppe *Physikalisches Institut - Experimentalphysik II* von Prof. Dieter Koelle und Prof. Reinhold Kleiner. Zentral steht hierbei der Zusammenschluss aus zwei Helium-Kryostaten, wobei einer als He-Durchfluss-Kryostat mit eingebauter Probe fungiert und der andere mit einem Germanium-Halbleiter-Element als Tieftemperatur-Bolometer bei rund 4.2 K mit Lock-In-Techniken die ankommende THz-Strahlung detektiert. Um die beteiligten Hauptfrequenzen der emittierten THz-Wechselfelder aufzulösen, steht inmitten des Strahlengangs eine beweglicher Lamellenspiegel, welcher durch konstruktive und destruktive Interferenz Rückschlüsse auf jene Frequenzen erlaubt.

3.2.1 Pyroelektrische Detektion und quantenoptischer Aufbau

Das erste Unterkapitel der Detektion von THz-Strahlung und dessen Implementierung in einen quantenoptischen Aufbau, unterteilt sich selbst in zwei wesentliche Bereiche. Einerseits wird speziell auf die Detektoren-Klasse mit pyroelektrischen Sensoren eingegangen werden; andererseits beabsichtigt der Inhalt dieses Kapitels, einen schematischen Überblick auf das eigentliche Experiment des Versuchs der Einkopplung von THz-Strahlen in einen präparierten EIT-Zustand zu geben.

Die technischen Entwicklungen und finalisierten Messversuche geschahen an der Universität Tübingen in engster Zusammenarbeit mit Dr. Lara Torralbo-Campo aus der Arbeitsgruppe von Prof. József Fortágh (*Quantenoptik & Ultrakalte Atome*).

Pyroelektrischer Detektor

Für eine adäquate Integration in experimentellen Aufbauten von geeigneten THz-Emittlern - wie den hier in dieser Thesis vorgestellten und diskutierten QCL, sowie der auf dem intrinsischen Josephson-Effekt beruhenden BSCCO-Emittlern - stellt die Detektierbarkeit des nicht-optischen Spektrums (*fernstes Infrarot*) im Bereich der THz-Frequenzen, eine fundamentale Säule beim Ausrichten des Strahlengangs dar. Der in dieser Arbeit genutzte leistungsstarke THz-QCL entstammt dabei den Laboren des *Paul-Drude-Instituts für Festkörperelektronik* in Berlin - in intensivem Austausch mit Dr. Xiang Lü.

Ziel ist es, den optischen Pfad derart anzupassen bzw. zu optimieren, dass schließlich so viel Leistung wie irgend möglich, zum Ort der geplanten Quanten-Interaktion (in diesem Falle ein Rydberg-Zustand als EIT-präpariertes (**E**lektromagnetisch-**I**nduzierte-**T**ransparenz) gasförmiges Rubidium) gelangt.

Seit nunmehr einem Jahrzehnt existieren kommerziell erschwingliche, kompakte (bzgl. ihrer Ausmaße und Handhabung) Detektoren, beruhend auf der Klasse der pyroelektrischen Sensoren. Dabei ist deren Funktionsweise vergleichbar mit dem piezoelektrischen Effekt - eine Spannung stellt sich ein bei Gitterveränderungen des integrierten Kristalls, i.e. die elektrische Feldstärke folgt linear der Verformung des Kristallgitters.

Pyroelektrische Detektoren eignen sich gerade wegen ihrer kompakten Bauweise und der Möglichkeit mit Lock-In-Verfahren das Signal-Rausch-Verhältnis signifikant zu steigern, flexibel innerhalb einer beengten und sich veränderten Laborumgebung eingesetzt zu werden.

Das überwiegend genutzte Modell zur Messung der relativen Strahlungsintensität, stammt vom deutschen Hersteller *WiredSense GmbH* - MPY-RS - mit der Möglichkeit gepulste Signale, zB. mithilfe eines optischen Zerhackers, bis in den Bereich von wenigen kHz aufzulösen und zu verarbeiten. Dabei kam typischerweise ein Lock-In-Verstärker zum Einsatz, welcher mit der jeweilig eingestellten Referenzfrequenz und dem Ausgangssignal des pyroelektrischen Detektors ein Mischprodukt erstellte und die phasen-unabhängige Gesamtamplitude R_{lock} an die Messkarte des Systems übermittelte; cf. [\[Abbildung 3.6\]](#). Die Besonderheit der hier im Experiment angewandten Methode, war die Bereitstellung

der Shutter-Logik (Signal An/Aus-Logik) via der Frequenz des gepulsten Bias-Stroms I_{bias} über den QCL selbst.

Beispielhaft stehen z.B. die mit diesem Aufbau erhaltenen Datensätze (gemessene Transmission) zu unterschiedlich beschichteten THz-Fenstern für geeignete Vakuum-Zellen in [Abbildung 3.7]. Gezeichnet sind 4 Transmissions-Kurven; mit konstant gehaltenen Umgebungsparametern, als auch gleich-bleibenden Einstellungen aufseiten des QCL's und die Steuerung des selbigen.

Für diese Art der Messung wurde zuerst die Badtemperatur konstant für eine definierte Dauer gehalten - bei ausgeschaltetem QCL. Erst danach ist der Bias-Strom I_{bias} zügig auf den Wert von ca. 484 mA gesetzt worden, um dann anschließend über einen erneut definierten Zeitraum konstant gehalten zu werden - wie den Plots zu entnehmen ist, zuerst wird das Leistungsmaximum des QCL's beim gesetzten Bias-Strom erreicht, danach geht diese Leistung, aufgrund von Verlustleistung über die Gitterwechselwirkung, auf einen annähernd konstanten Wert zurück.

Wie der Legende zu entnehmen ist, ergeben sich jeweils andere Werte der Transmission relativ zur fensterlosen Messung. Dabei wurde das Maximum von P_{pyro} der jeweiligen Kurve mit dem Maximum der fensterlosen Kurve in Bezug gesetzt.

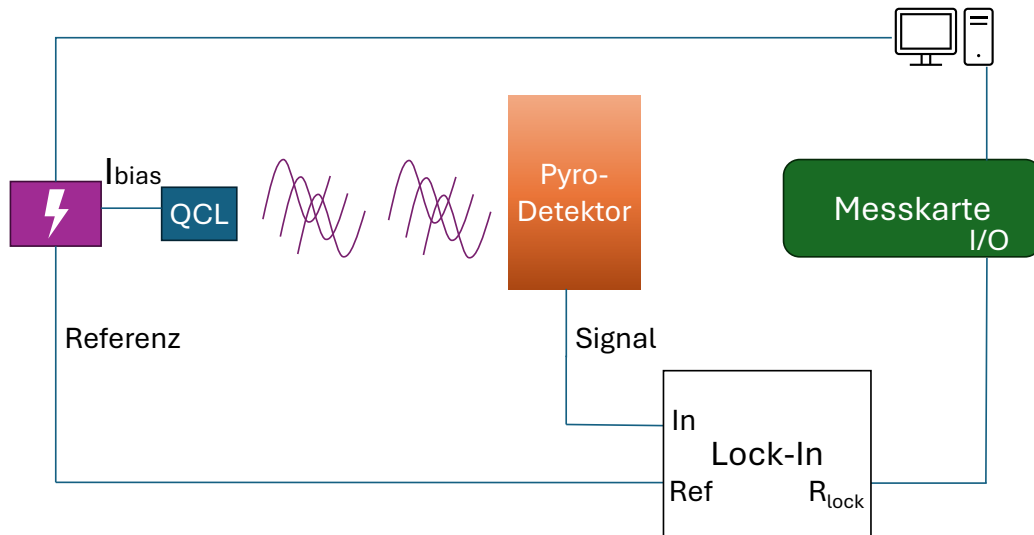


Abbildung 3.6: Grobes Ansteuerungs-Schema zum Betrieb des QCL's für eine typische Messung von I_{thr} , sowie Transmissionsmessungen. Der Computer steuert die mit dem Blitz markierte Stromquelle, von welcher aus das Referenzsignal im Lock-In-Verstärker mit dem Signal ausgehend vom Pyroelektrischen Detektor zu R_{lock} gemischt werden. Die Messkarte mit ihrem ADC gibt jenes Signal an den Computer digitalisiert zurück.

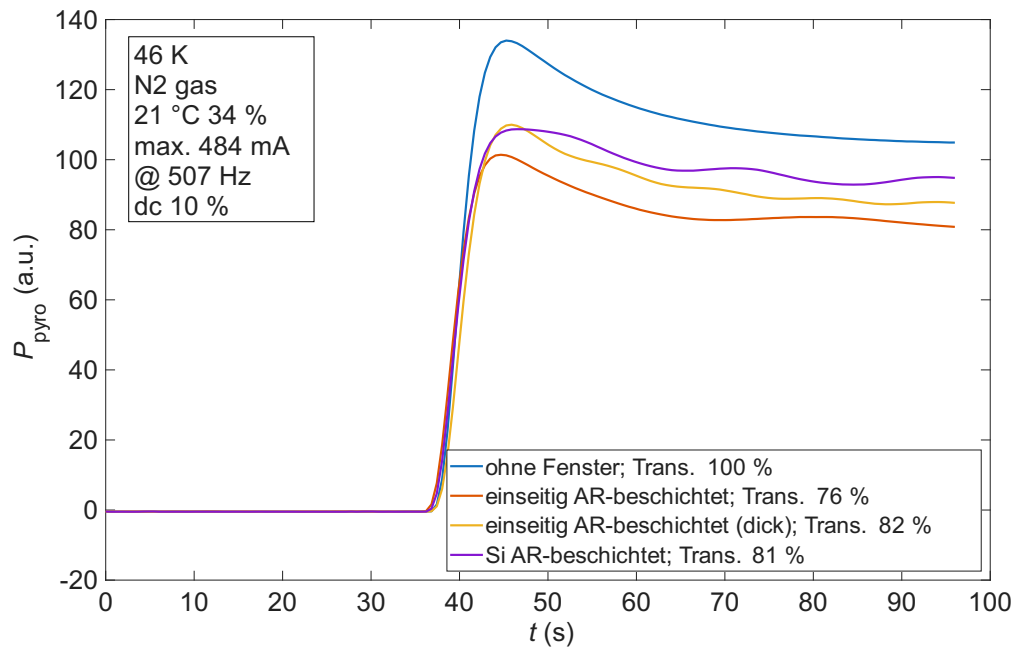


Abbildung 3.7: Transmissionsmessungen für verschiedenartig beschichtete Fenster für eine Vakuum-Zelle - angegeben ist die Strahlungsintensität P_{pyro} in beliebigen Einheiten. Die Textbox listet die wichtigsten Einstellungen bzw. Umgebungsparameter auf; innerhalb der Legende stehen die Anteile der gemessenen Transmission bezogen auf das Maximum der Transmission ohne Fenster - *AR* steht hierbei für Anti-Reflexion.

Quantenoptischer Aufbau - Setup

Wie schon eingangs im Kapitel erwähnt worden ist, diente die Integration eines pyroelektrischen Detektors nicht nur einem leicht-gängigeren Umgang mit der THz-Strahlung beim Ausrichten diverser experimenteller Utensilien (zB. der im Strahlengang eingebrachten Parabolspiegel), sondern ebenfalls um beispielsweise adäquate Transmissionsmessungen von unterschiedlich beschichteten Zellen-Fenstern (für die Rubidium-Vakuum-Zelle) zu ermöglichen.

Mit diesen Verbesserungen und technischen Anpassungen (eingehender betrachtet weiter unten im Auswertungskapitel [4.1]) konnte das eigentliche Experiment der Kooperation, und dem Versuch der Einkopplung von THz-Wechselfeldern in einen atomar angeregten Rydberg-Zustand (präpariert als EIT-Zustand), durchgeführt werden.

Das dazugehörige Setup ist in [Abbildung 3.9] schematisch gezeichnet und beschreibt den Verlauf der 3 Laserstrahlen, wie sie mit den in der Vakuum-Zelle konzentrierten gasförmigen Rubidium-Atomen aufeinandertreffen und interagieren.

Die nachfolgende Auflistung gibt die individuellen Wellenlängen jener 3 Laser an:

- Probe-Laser: 780 nm (rot)
- Coupling-Laser: 480 nm (blau)
- THz-Laser (QCL): 86.6 μm (fernstes Infrarot)

Beide optisch sichtbare Laserquellen durchlaufen hierbei Pfade auf denen sie über konventionelle Umlenkspiegel direkt ins Innere der Vakuumzelle mit den darin befindlichen gasförmigen Rubidium-Atomen gelangen.

Dabei wird speziell der blaue Coupling-Laser akustisch-optisch moduliert (AOM), sodass anschließend via Lock-In-Techniken das SNR des EIT-Signals deutlich angehoben werden kann. Typische Frequenzen für diese Art der Modulation belaufen sich auf rund 100 kHz während den Messungen und werden als Referenz-Signal direkt an den Lock-In-Verstärker weitergegeben.

Dahingegen durchläuft der rote Probe-Laser einen halbdurchlässigen Strahlteiler, welcher das - von dem in der Vakuumzelle verortete, ebenfalls halbdurchlässige THz-Fenster - reflektierte rote Laserlicht in Richtung einer Photodiode des Typs *Avalanche* weiterführt (APD). Dieses analoge Signal wiederum wird im Lock-In-Verstärker mit dem Referenzsignal und dessen Modulationsfrequenz Ref_1 gemischt und intern weiterverarbeitet. Das so erhaltene EIT-Signal bei der Präparierung des Rydberg-Zustands - ausgehend vom bereits resonanten Fall des eingestrahlten Probe-Lasers mit dem finalen Übergang von $5\text{P}_{3/2} \rightarrow 28\text{S}_{1/2}$, vgl. hierzu [Kapitel 2.3.2] - wird nun gemischt mit dem zweiten Referenzsignal mit der Frequenz Ref_2 des modulierten Bias-Stroms I_{bias} des QCL's, und anschließend über eine ausreichend tiefe Filterfrequenz demoduliert - als analoges Gleichspannungssignal an die Messkarte weitergegeben.

Die emittierten THz-Wechselfelder werden dahingegen über zwei vergoldete Parabolspiegel in das Innere der Vakuumzelle fokussiert, zwischen den beiden Spiegeln selbst

3 Fabrikation und Messaufbauten

verlaufen, wie in der Skizze angedeutet, die Strahlen annähernd parallel. Dabei sind die jeweiligen Positionen des QCL's bzw. die Längsachse der Vakuumzelle in den zwei Foci der Parabolspiegel.

Durch den He-Kryostat gelangen die benötigten Kupferdrähte für die elektronische Steuerung der Probe selbst und des regelbaren Heizelements im Probenhalter (nahe des QCL's), direkt oberhalb des Kryostaten-Kaltfingers. Sowohl die Stromquelle als auch die Temperatur-Kontrolleinheit sind via serieller Schnittstelle mit dem Computer verbunden und werden über das selbst geschriebene LabView-Programm gesteuert, cf. [Abbildung 3.8].

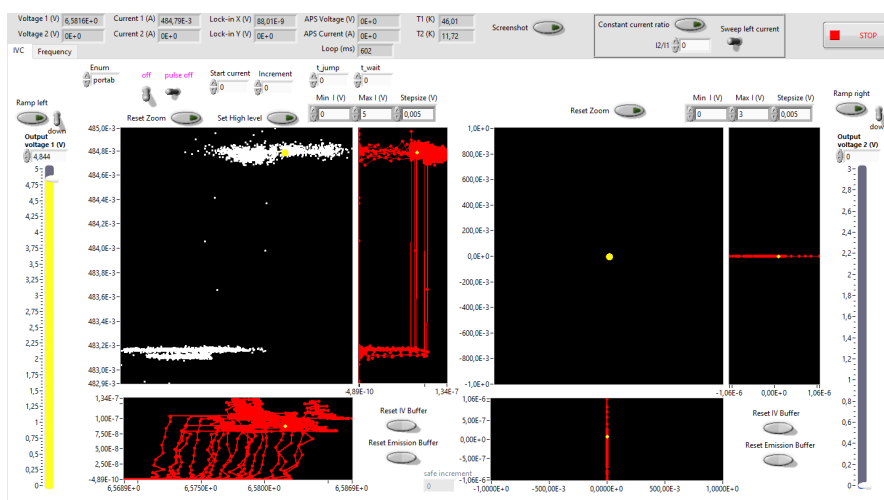


Abbildung 3.8: Screenshot der Software-Oberfläche für die elektronische Steuerung des QCL's; das schwarze Quadrat in der linken Hälfte zeichnet die weißen Datenpunkte zu den Strom- und Spannungswerten. Jeweils daneben bzw. darunter befinden sich die aufgetragenen roten Werte des Lock-In-Signals.

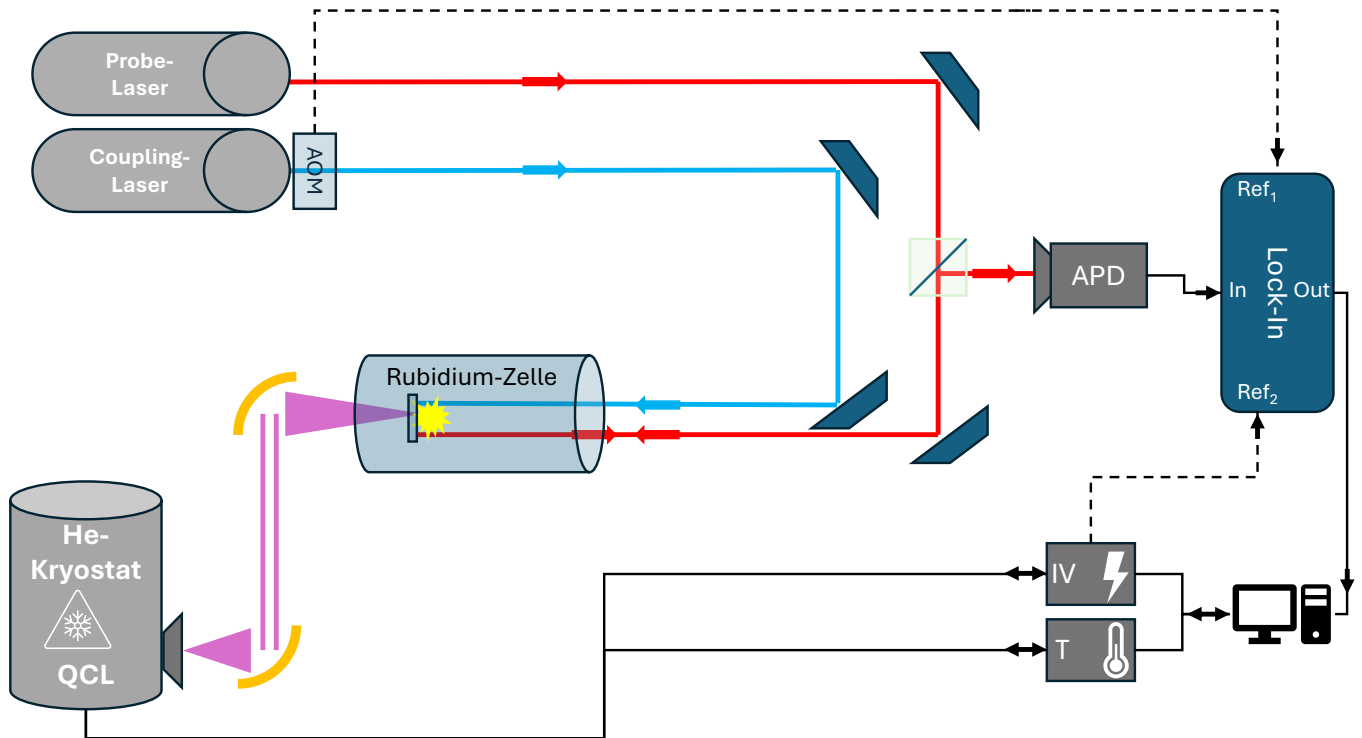


Abbildung 3.9: Quantenoptisches Setup zum Herstellen des vom blauen und roten Laser präparierten EIT-Zustands - inmitten der mit gasförmigen Rubidium-Atomen gefüllten Vakuum-Zelle; zusätzlich mit eingestrahltm THz-Wechselfeld, ausgehend vom im Helium-Kryostaten positionierten und elektrisch gepulsten THz-QCL.

3.2.2 THz-Mikroskop aus YBCO-Josephson-Kontakten

[Abbildung 3.10] versucht die wesentlichen Aspekte des THz-Mikroskops des Teams um Prof. Meinhard Schilling am *Institut für Elektrische Messtechnik und Grundlagen der Elektrotechnik* zu skizzieren; an dieser Stelle sei hier die umfangreiche Unterstützung von Paul Julius Ritter dankenswerterweise hervorgehoben. Insbesondere wurden die Quellen [75][76][77] zur Inspiration der Skizze herangezogen und Teile davon schematisch abstrahiert, sodass ein grober Überblick des Messaufbaus und des Messprozesses konzeptionell wiedergegeben werden konnte.

Es sei hier betont, dass die eigens erstellte Skizze des Messaufbaus, keine maßstabsgetreue Wiedergabe des umfangreichen Setups der TU Braunschweig zum Ziel hat, sondern lediglich einen Versuch darstellt, den Einkopplungsprozess einer eingebauten und thermisch verankerten Probe in die Detektor-Antenne, möglichst anschaulich wiederzugeben.

Im linken Abschnitt in [Abbildung 3.10] wird vor allem die riesige thermische Masse aus Kupfer, an welcher die Probe thermisch ankoppelt, hervorgehoben. Zur Kühlung wird ein geschlossenes Durchflusssystem (Kleinkühler) genutzt.

Der dreiachsige Detektorarm mit der darunter angebrachten Steuerplatine für die elektronische Steuerung der auf der Messnadel strukturierten YBCO-Josephson-Kontakte, ist in der Lage lateral bei fest eingestellter Höhe z über eine definierte Ebene zu rastern. Es ist ebenfalls möglich nach jeder lateralen Rasterung die Höhe anzupassen, um so letztendlich ein dreidimensionales Kontrastbild eines derart abgefahrenen Volumens zu erhalten.

Innerhalb der Vergrößerung der Messnadel-Oberfläche sind die zwei Josephson-Kontakte mit ihren U-förmigen Antennen-Strukturen abgebildet. Es ist möglich bis knapp vor jene Strukturen vier Zuleitungen auf das Substrat zu ätzen; auch mithilfe eines FIB (engl. *focused ion beam*) können die Kontakt-Parameter der YBCO-Josephson-Kontakte den (elektrischen) Anforderungen der Antennen-Fußpunkte angepasst werden. Jede einzelne Zuleitung endet dabei auf einem Bond-Pad, sodass Leiterdrähte hin zur Steuerplatine gezogen und verankert werden können. Eine Vier-Punkt-Messung über die diversen Zuleitungen, welche derart nah an die Antennenstruktur reichen, erhöhen merklich die Messgenauigkeit hinsichtlich der ausgelesenen Spannungswerte und daraus resultierenden Widerstandskurven.

Für jeden Raumpunkt gilt es, dass mehrere IV-Charakteristiken mit einer definierten Schaltfrequenz durchgefahren und gemittelt werden können. Daraus errechnete Widerstandskurven erlauben es die Kennlinien auf mögliche Shapiro-Stufen hin zu untersuchen. Weiter unten im Auswertungskapitel zu der Kooperation mit dem THz-Mikroskop der TU Braunschweig, sind die Methoden umfassend aufbereitet worden, cf. [Kapitel 4.2].

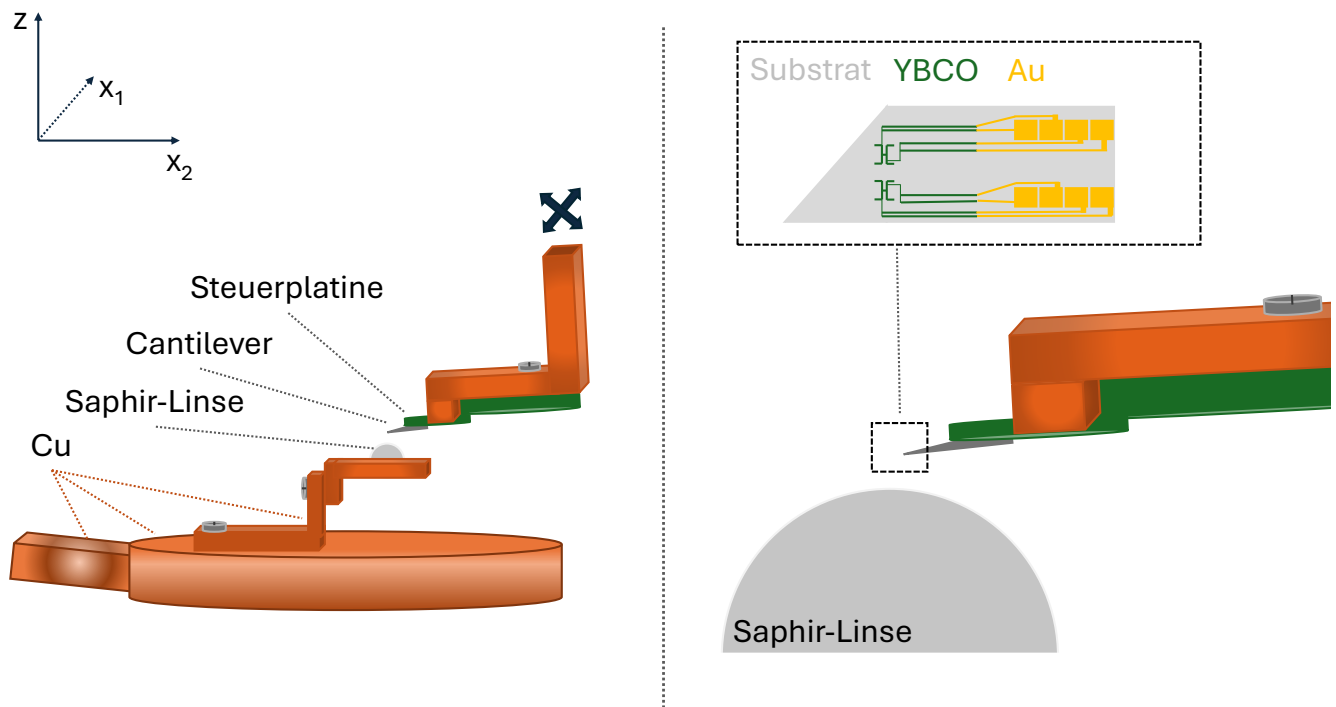


Abbildung 3.10: Dreidimensional beweglicher Detektor-Arm mit Messnadel (Cantilever) und starrer, thermisch stark-gekoppelter Probenhalter mit nach oben ragender Saphir-Linse (cf. [Abbildung 3.3]) der zu untersuchten BSCCO-Probe. Die komplette Apparatur befindet sich in einem großräumigen Gehäuse, das vor Inbetriebnahme der beteiligten Komponenten evakuiert wird.

Die Vergrößerung in der rechten Bildhälfte bildet die Draufsicht auf die strukturierten YBCO-Josephson-Antennen ab, schematisch angelehnt an [77].

3.2.3 Bolometrisches Interferometer

Das während der Promotionszeit vorwiegend genutzte Setup ist das in Tübingen installierte bolometrische Interferometer, welches in [Abbildung 3.11] mit den wichtigsten Modulen bzw. Kontrolleinheiten und den relevantesten Verknüpfungen jener untereinander schematisch abgebildet ist.

Eine im Durchfluss-Kryostaten evakuierte BSCCO-Probe kann so kontrolliert via eines PID-Regelkreises des Temperaturreglers des Herstellers Lakeshore (Model 335) auf die erforderliche Temperatur, typischerweise einige 10 K, eingestellt werden. Dabei ist die Probe thermisch an einen Helium durchflossenen Kaltfinger des Kryostaten (Hersteller Janis Research) gekoppelt und über geeignete Probenhalter fest verschraubt.

Über Vakuum-Durchführungen des Kryostaten gelangen so verdrehte Kupferdrähte, ebenfalls thermisch an den Kaltfinger gekoppelt, hin zum Probenhalter mit der eigentlichen BSCCO-Probe. Die Ansteuerung erfolgt über eine vom Stromnetz getrennte Stromquelle, welche ihre elektrische Leistung aus separaten Batterien bezieht. Diese Stromquellen werden über die Messkarte vom Computer mit analogen Signalen geregelt und bieten die Möglichkeit, verschiedene Verstärkungsfaktoren an die von der Messkarte ausgegebene Gleichspannung nachzuführen. Je nach dem welche Art der Messung an der BSCCO-Probe vorgenommen werden soll, können so kleinere elektrische Ströme im Bereich von $10\ \mu\text{A}$, bis hin zu 100 mA fließen. Typischerweise werden bei den temperaturabhängigen Widerstandsmessungen $R(T)$ kleine Ströme an die zu untersuchenden Strukturen angelegt, sodass der Typ II Supraleiter nach Erreichen seiner kritischen Temperatur T_c im annähernd spannungsfreien Zustand verbleibt. Erst für die Akquirierung von IV-Charakteristiken ist es notwendig höhere Ströme anzulegen und die BSCCO-Probe im resistiven, spannungsführenden Zustand zu betreiben.

Potentiell emittierte THz-Strahlen gelangen zunächst zu einem optischen Zerkhacker, welcher die Strahlenbündel mit einer Frequenz f_{mod} moduliert; diese Frequenz wird als Referenzsignal zeitgleich an den Lock-In-Verstärker weitergereicht. Die auf diese Art modulierten THz-Strahlen gelangen über die Parabolspiegel und den zentral aufgestellten Lamellenspiegel hin zum Bolometer, der intern die Widerstandskurven eines Germanium Halbleiterelements bei ca. 4.2 K vermisst, cf. [Kapitel 2.3.1]. Das so erhaltene (mit f_{mod} modulierte) Bolometer-Ausgangssignal wird an den Input des Lock-In weitergegeben, dass nach internem Mischen mit der Referenzfrequenz des optischen Zerkhackers, ein so deutlich stärkeres Signal an den ADC der Messkarte weitergegeben wird. Hier sei angemerkt, dass der gesamte Strahlengang und die an der Umlenkung bzw. Beeinflussung beteiligten optischen Komponenten von einem stetigen gasförmigen Fluss aus Stickstoff umgeben sind; die auf der Bolometer-Seite ankommende Leistung kann signifikant gesteigert werden, wenn die THz-Strahlen absorbierenden Wasserdampf-Moleküle auf ein Minimum reduziert werden, cf. Absorptionsspektren Rotationsübergänge von gasförmigen Wassermolekülen in [56].

Der Lamellenspiegel besteht aus einem starren und einem beweglichen Teilstück, welche ineinander überführt werden können. Über eine Mikrometerschraube ist der bewegliche Part in Schrittweiten von zB. $\Delta s = 30\ \mu\text{m}$ pro Programmzyklus verstellbar. Eine sich

daraus berechnete, maximal theoretisch auflösbare Frequenz ergibt sich wie folgt:

$$f_{\max} = \frac{c}{2\Delta s}, \quad (3.1)$$

wobei c für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum steht, und der Faktor 2 daher rührt, dass der Gangunterschied zweimal durchlaufen wird, wenn die in ihrer Phase verschobenen Strahlenbündel vom Lamellenspiegel zurückgeworfen werden. Theoretisch wären Frequenzen von bis zu 5 THz auflösbar, allerdings begrenzt die Schrittweite der beiden zueinander verschiebbaren Lamellenspiegel die maximal detektierbare Frequenz auf typischerweise 1.4 THz, bei einer Auflösung von rund 10 GHz, bei welcher gerade noch zwei Signalspitzen zu unterscheiden sind.

So ermöglicht der Aufbau die an der THz-Strahlung beteiligten Hauptfrequenzen aufzulösen, aber lässt keine Rückschlüsse über die jeweiligen Linienbreiten, die im Sub-GHz-Bereich zu verorten sind, zu.

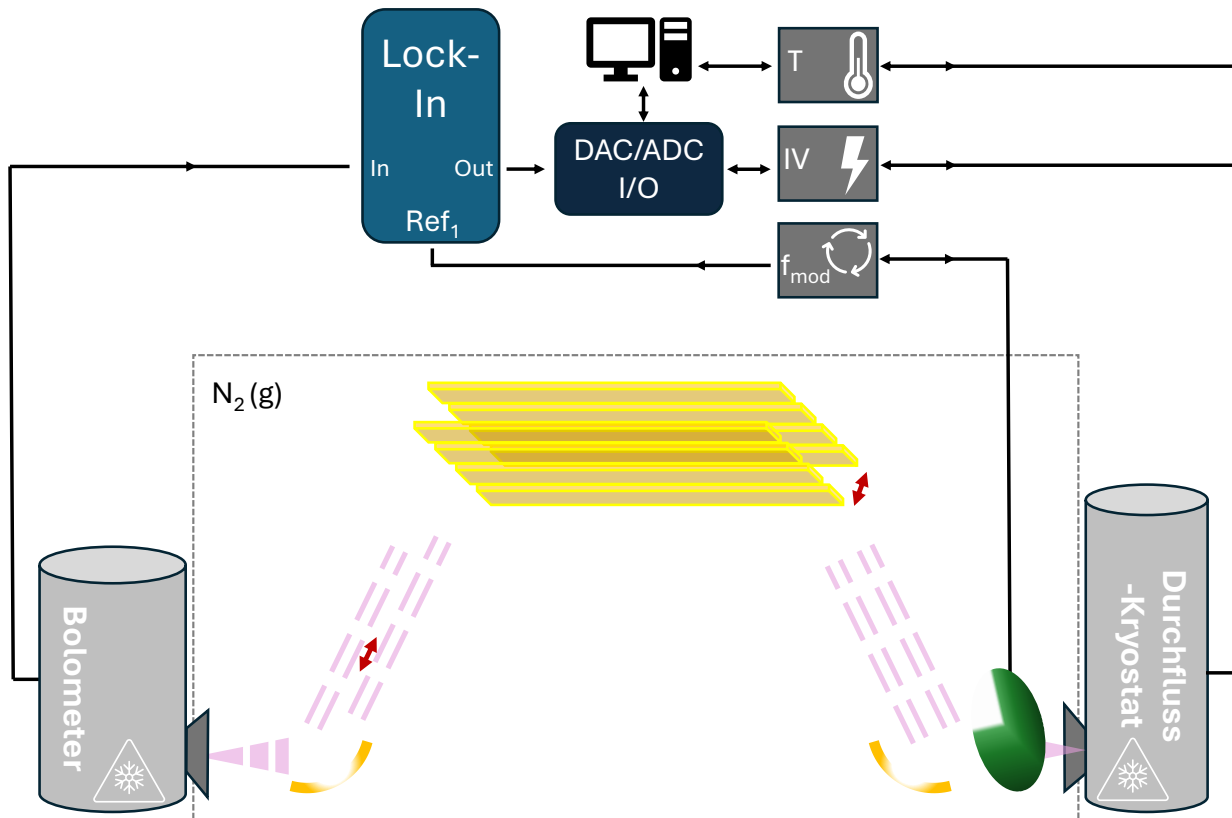


Abbildung 3.11: Schematisch skizziert sind die beiden Kühl-Reservoire - der Bolometer zur linken und der ebenfalls mit Helium betriebene Durchfluss-Kryostat (mit BSCCO-Probe) zur rechten Seite. Zentral stehen die ineinander greifenden und zueinander verschiebbaren Lamellenspiegel. Die zwei Parabolspiegel (vergoldet) lenken die mit der Frequenz f_{mod} modulierten Strahlen um ca. 90° ab, wobei ihre Foki jeweils ins Innere der beiden Kryostaten zeigen. Das Ganze befindet sich abgeschlossen in einem mit Stickstoff N_2 befüllten Volumen, um die in der Atmosphäre vorkommende Feuchte zu verdrängen. Die Ansteuerung und das Auslesen diverser Parameter erfolgt mithilfe von Messkarten mit I/O-Logik, und zusätzlicher Kontrolleinheiten, wie dem Zerhacker-Modul (mit f_{mod}) und dem Temperaturregler (PID-Regelkreis). Die beiden kleinen rot eingefärbten Pfeile weisen auf den für das Interferenzmuster relevanten Gangunterschied hin.

Kapitel 4

Datenanalyse und Diskussion

Die hier vorgestellten Datenanalysen und daran anknüpfenden Diskussionen greifen auf drei grundlegende Experimente, die während der Promotion weiter vertieft worden sind, zurück.

Das Hauptthema der Thesis bildet dabei die Untersuchung diverser Wechselwirkungen des Typ II Kuprat-Supraleiters BSCCO; sowohl in seinen Strom-führenden, THz-Strahlung emittierenden Zuständen, als auch im nicht-emittierenden Zustand - supra-leitend, mit anliegendem Bias-Strom. Hierfür stehen die in zwei Experimente gegliederten Unterkapitel mit den beiden technischen Aufbauten an der Universität Tübingen -*Physikalisches Institut - Experimentalphysik II* mit dem optischen Interferometer ([78]) bzw. dem *Institut für Elektrische Messtechnik und Grundlagen der Elektrotechnik* der TU Braunschweig (THz-Mikroskop[79]), jeweils separat in einem Kapitel, am Ende dieses Auswertungsteils.

Einleitend werden die Resultate des Versuchs, THz-Wechselfelder in einen atomar angeregten Rydberg-Zustand einzukoppeln, vorgestellt. Dies geschah in enger Kooperation mit dem Fachbereich *Quantenoptik & Ultrakalte Atome* der Universität Tübingen in Zusammenarbeit mit dem *Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik* in Berlin.

4.1 QCLs als THz-Emitter

Der Inhalt dieses Kapitels handelt von dem Versuch der Einkopplung von kohärenter THz-Strahlung in atomare Rydberg-Zustände. Vorab sei hervorgehoben, dass das Experiment höchste Anforderungen an die Frequenzgenauigkeit des verwendeten THz-QCL's stellt - wie den nachfolgenden Erläuterungen zu entnehmen ist.

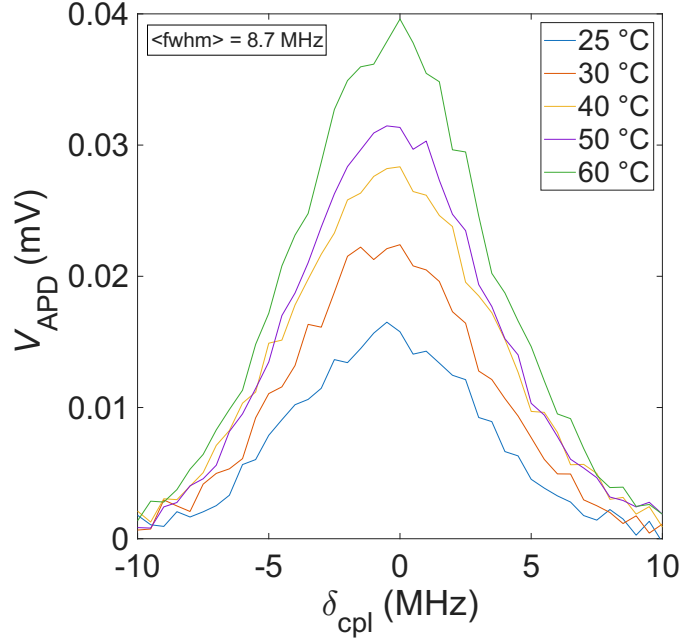


Abbildung 4.1: Detektor-Spannung V_{APD} der Photodiode versus der Verstimmung δ_{cpl} relativ zum Signal-Maximum. Die jeweiligen Messkurven beziehen sich auf unterschiedliche Badtemperaturen der Vakuumpzelle mit dem darin enthaltenen gasförmigen Rubidium; 8.7 MHz beträgt die mittlere Halbwertsbreite $\langle fwhm \rangle$, errechnet aus den hier abgebildeten Kurven.

Aus den Experimenten ergeben sich typische Linienbreiten von rund 9 MHz für den eingestellten EIT-Rydberg-Zustand; vergleiche hierzu die EIT-Messungen mit dem Photodioden-Signal V_{APD} versus der Verstimmung δ_{cpl} des Coupling-Lasers in [\[Abbildung 4.1\]](#) für unterschiedliche Badtemperaturen der Rubidium-Vakuumpzelle. Um effektiv mit dem THz-Wechselfeld des QCL's an den präparierten Rydberg-Zustand anzukoppeln, ist es deshalb entscheidend, potentiell auftauchende Frequenz-Abweichungen des QCL's zu minimieren und so optimalerweise mit der schmalbandigeren Frequenz des QCL's den breiteren EIT-Übergang resonant anzuregen. Laut den Berliner Angaben kann aufseiten des QCL's die Linienbreite grob zwischen 800 kHz und 10 MHz angegeben werden. Darüber hinaus zeigen die Kalibrierungsdaten der Kooperationspartner, die den THz-QCL bereitstellten, die ermittelten Frequenzen mit einer Auflösung von ca. 300

MHz¹, cf. die Frequenz-Abhängigkeit vom anliegenden Bias-Strom in [Abbildung 4.2]. Um nun den gewünschten Rydberg-Zustand auf ein MHz genau resonant anzuregen, sind deshalb großzügige Frequenz-Scans des QCL's mit hinreichend kleinen Frequenzschritten notwendig, sodass die Wahrscheinlichkeit einer erfolgreichen Einkopplung erhöht werden kann.

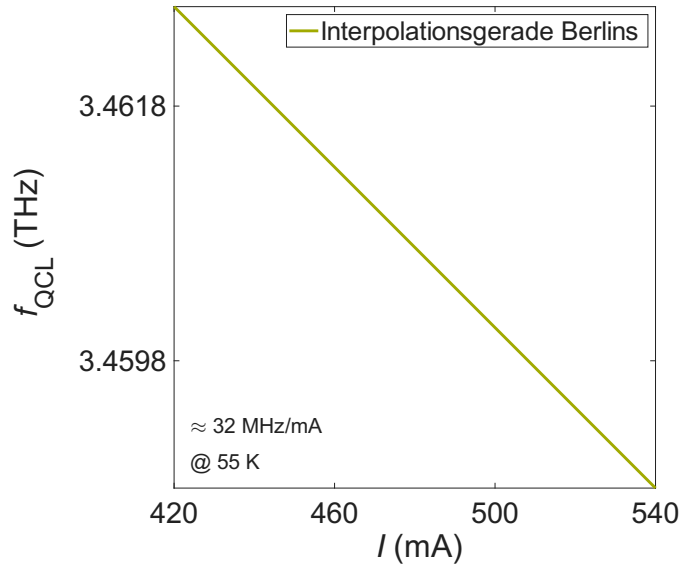


Abbildung 4.2: Die von den Berliner Kooperationspartnern erhaltene Interpolationsgerade für die QCL-Frequenz in Abhängigkeit vom Bias-Strom bei 55 K - mit einer Frequenzauflösung von ungefähr ± 300 MHz.

Diesbezüglich durchlief der experimentelle Aufbau und die elektronische Ansteuerung des QCL's etliche Iterationsschritte während der Versuchsreihen. Die wesentlichen Anpassungen werden innerhalb dieses Kapitels näher betrachtet und ausgeführt, wobei zum Ende des Kapitels hin, Messungen bzw. Einkopplungsversuche mit den entscheidenden Ansteuerungs-Parametern präsentiert werden.

Auf der einen Seite besitzen die ausgesandten THz-Frequenzen des QCL's eine direkte Abhängigkeit von der Badtemperatur T und auf der anderen Seite eine vom injizierten Bias-Strom, i.e. $f_{\text{QCL}}(T)$ bzw. $f_{\text{QCL}}(I)$. Im Allgemeinen wird gefordert, dass die am QCL anliegende Stromquelle gewisse experimentelle Voraussetzungen erfüllt, welche explizit die Stromauflösung bzw. das Stromrauschen selbst betreffen. Außerdem wird der QCL bei kryogenen Temperaturen betrieben - innerhalb eines Vakuum-Kryostaten - wobei gerade im Strombetrieb, die im Kaltfinger des Kryostaten integrierte Regelungstechnik (PID-Regelung), auftretende Temperaturschwankungen auszugleichen versucht.

Zuallererst sollte das Experiment Resultate über die generelle Durchführbarkeit je-

¹Am Paul-Drude-Institut verwendeten die Kooperationspartner das FTIR-Spektrometer IFS 120 HR des Herstellers Bruker zur Frequenzbestimmung bei gegebenem Bias-Strom I .

nes Einkopplungsversuchs liefern; deshalb wurde zur Erzeugung eines kohärenten THz-Wechselfeldes vorerst auf die Probenklasse der THz-QCL zurückgegriffen. Die direkten Vorteile gegenüber der von BSCCO ausgehenden THz-Emission liegen vor allem in den wesentlich höheren abgestrahlten Leistungen, die in den hier diskutierten Datensätzen um einen Faktor von ca. 1000 größer erscheinen, und vordergründig der Justage dienen. Bezüglich der Einkopplung des THz-Wechselfeldes in einen atomaren Rydberg-Zustand könnte eine BSCCO-Probe allerdings von Vorteil sein, da es hierbei wesentlich leichter vonstatten geht, die Frequenzen durchzustimmen und größerer Frequenz-Bereiche mit einer einzelnen Probe abzudecken.

Eine allgemeine Leistungssteigerung hat jedoch diverse, offensichtliche Vorteile zur Folge:

- relativ wenige Absorptionsverluste beim Passieren des Strahlengangs
- deutlich einfachere Detektierung des Signals
- dadurch vereinfachte Justage der beteiligten Komponenten
- immense Erleichterung der Detektion des THz-Signals mithilfe von (kompakten) pyroelektrischen Detektoren (Weglassen eines kryogen-betriebenen Bolometers)

Unter diesen Gegebenheiten kann nun gewährleistet werden, dass der prinzipielle Aufbau des Setups mit hoher Wahrscheinlichkeit gelingt. Bis dann eine geeignete BSCCO-Probe zum Einsatz käme, können bis dahin alle groben Einstellungen (inklusive etwaiger Anpassungen am optischen Pfad) am Setup vorgenommen, sowie erste umfangreiche Frequenz-Scans mit dem QCL durchgeführt worden sein.

Innerhalb der nachfolgenden Abschnitte werden nicht nur die eben genannten Anforderungen technisch adressiert werden und mit beteiligten Datensätzen untermauert, es wird außerdem der Versuch unternommen die chronologische Entwicklung der Kooperation zu skizzieren, sodass sich gegen Ende erschließt, welche Veränderungen auf technischer Seite ausstünden - für eine erfolgreiche Signal-Einkopplung und somit eine Vermessung der Amplitude des E-Feldes.

4.1.1 Stabilitätsanforderungen an Strom- und Spannungsregelungen

Dem hier vorliegenden Kapitel sind vordergründig die unterschiedlich aufgenommenen IV-Charakteristiken des QCL's zu entnehmen, welche insbesondere nach elektrischen Anpassungen aufgenommen worden waren. Die dabei umgebauten (elektrischen) Komponenten innerhalb der Ansteuerungslogik sind Gegenstand der Diskussion rund um die schrittweise Anpassung des Experiments bezüglich der Frequenzgenauigkeit respektive Strahlungsleistung des THz-Emitters selbst.

Gliedern lassen sich die Iterationsschritte der Übersicht wegen in 4 wesentliche Etappen:

- i) Anfertigung einer **Stromquelle** im [A]-Bereich mit einer Auflösung von ca. $10\ \mu\text{A}$
- ii) **Transistorschaltung** (astabile Kippstufe) zum Pulsen des Bias-Stroms
- iii) **Lock-In-Integration** im Verbund mit einem pyroelektrischen Detektor zur Steigerung des SNR
- iv) **Kaskode** zum Auffangen von Spannungsspitzen, die beim Pulsen entstanden waren

Stromquelle

Die zu Beginn der Kooperation etablierten Messmethoden und die daraus resultierten Datensätze, wie typische IV-Charakteristiken des eingesetzten QCL und Temperaturverläufe der relevanten Umgebungstemperaturen, sind in der [\[Abbildung 4.3\]](#) gezeichnet.

Typischerweise wurden diese Art der Messungen bis zu einem maximalen Bias-Strom I_{thr} (engl. *threshold*) durchgeführt, bei welchem mithilfe eines pyroelektrischen Detektors aufkommende Emission detektierbar wurde (unter anderem zur Kalibrierung der QCL-Frequenz). Aufgrund des neuen Designs der in Tübingen erstellten Gleichstromquelle (in Zusammenarbeit mit dem Diplomingenieur Christoph Kalkuhl), gelang es via serieller Kommunikation mit den bestehenden LabView-Programm-Routinen die neue Hardware effektiv zu integrieren und anzusteuern. Wichtig hervorzuheben sei der maximal einstellbare Bias-Strom von ca. 1 A bei einer Auflösung des internen DAC von ca. $10\ \mu\text{A}$.

Der am QCL anliegende Bias-Strom wurde derart schnell erhöht (engl. *ramping*), dass die aktive Temperatur-Regelung (PID-Regelung) nicht in der Lage gewesen war, dem durch den elektrischen Strom verursachten Heizeffekt entgegen zu wirken². T_A weist hierbei eine grundlegend stärkere Temperaturerhöhung auf als die parallel aufgezeichnete Temperatur T_B . Die Temperaturdiode für die Anzeige T_A lag dabei unmittelbar in der Nähe des stromgesteuerten QCL, wohingegen eine zweite Diode am He-Einlass des Kaltfingers selbst montiert worden war und so die Temperatur T_B wiedergab.

Obgleich händisch mit dem pyroelektrischen Detektor Emission vorübergehend gemessen werden konnte, stellte sich schnell heraus, dass aufgrund des starken Heizeffekts, die Strahlungsleistung höchstwahrscheinlich via Phononen-Streuung zügig nach dem Erreichen des Grenzstroms I_{thr} nachließ und zu Null herabsank - trotz weiterhin aufrecht erhaltenem Bias-Strom.

Als Lösungsansatz für die rasch verschwindende Emissionsleistung im Gleichstrom-Betrieb, kam die Überlegung eines gepulsten Bias-Stroms im Sinne eines *Duty Cycle* mit definierter An/Aus-Logik auf, sodass die vor Ort implantierte Heizleistung besser gesteuert werden könnte. Diese Art der 'Shutter-Logik' wird im nachfolgenden Unterkapitel adressiert.

²Hier handelte es sich um die erste Implementierung eines Heizelements, welches offenbar nicht optimal nachregeln konnte, aufgrund der zu großen Distanz zur thermischen Masse des QCL's.

4 Datenanalyse und Diskussion

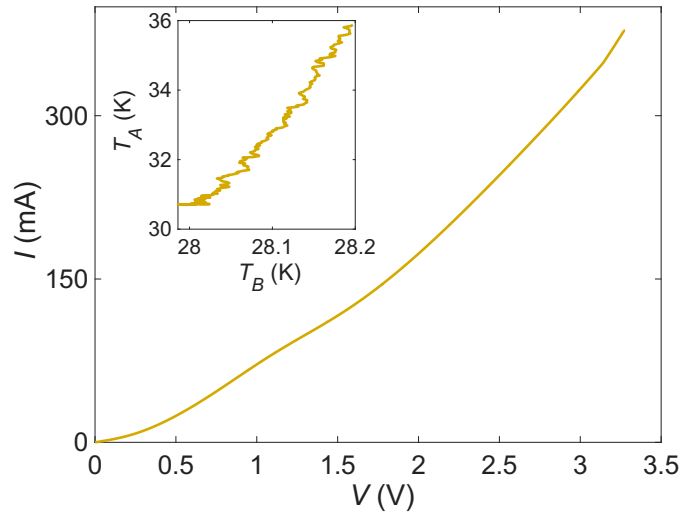


Abbildung 4.3: QCL IV-Charakteristik bis zum Grenzstrom I_{thr} von ca. 380 mA mit einsetzendem Emissionssignal aufseiten des pyroelektrischen Detektors; Inset plottet dazu parallel aufgenommen T_A und T_B für die jeweiligen Temperaturen nahe der Probe bzw. nahe des Einlasses für das Helium (lq) als Kühlmittel.

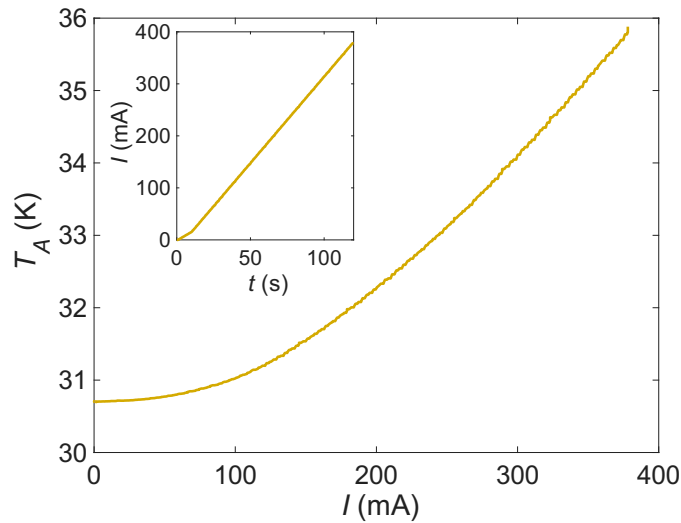


Abbildung 4.4: Temperaturverlauf von T_A versus des Bias-Stroms bis zum Grenzstrom I_{thr} als maximaler Bias-Strom mit aufkommenden Emissionssignal. Zu Beginn des Kurvenverlaufs zeigt sich eine gewisse thermische Trägheit, bis T_A annähernd linear dem injizierten Bias-Strom folgt. Das Inset zeigt den Bias-Strom versus der gemessenen Zeit t in Sekunden.

Transistorschaltung

In den vorausgegangenen Datensätzen und den jeweiligen Beobachtungen wurde deutlich, dass eine unkontrollierte Badtemperatur des QCL's keinen adäquaten Betrieb für die Einkopplung von THz-Strahlung in einen präparierten EIT-Rydberg-Zustand ermöglichen würde, abgesehen davon, dass durch etwaige Phononen-Streuung, die vom QCL ausgehende Emission offenbar rasch in ihrer Intensität abbaut und zu Null verschwindet.

Um den unerwünscht starken Heizeffekten besser mithilfe der aktiven PID-Regelung entgegenzuwirken, ist unterhalb der Probe - in den selben Kupferblock, welcher als gemeinsame thermische Masse fungierte - ein aktiv steuerbares Heizelement eingebracht worden. Eine zusätzlich erdachte Transistorschaltung, eingesetzt als astabile Kippstufe, welche den Bias-Strom - ausgehend von der Gleichstromquelle - über einen Leistungswiderstand zu- und wegschaltet, wobei die Schaltfrequenz und der *Duty Cycle* via Drehreglern einstellbar sind, wurde nachträglich in den Stromkreis integriert und händisch justiert.

Mit den soeben beschriebenen technischen Anpassungen ergeben sich nun wesentlich stabilere Bedingungen für die Aufrechterhaltung der THz-Emission. In [\[Abbildung 4.5\]](#) finden sich neben der typischen IV-Charakteristik die beiden Temperaturen T_A und T_B , wobei erstere davon in ihrem Temperaturanstieg wesentlich weniger stark vom Heizeffekt betroffen ist; ebenfalls ersichtlich ist die aktive Regelung auf den Ausgangswert der Badtemperatur nahe 45 K. Im Bild der IV wird außerdem anschaulich begreifbar, dass die einsetzende Emission zu- bzw. abgeschaltet werden konnte, wenn die Werte für den maximalen Bias-Strom I_{thr} verglichen werden. Kurz nach dem Erreichen dieses Wertes wurde der Bias-Strom kurzzeitig verringert, sodass die gemessene Emission aufseiten des pyroelektrischen Handheld-Detektors ausblieb. Danach war es problemlos möglich den Bias-Strom wieder auf das Niveau von I_{thr} anzufahren, und somit die Emission erneut herzustellen. Es bleibt noch anzumerken, dass anschließend die über den QCL abfallende Spannung in Richtung kleinerer Spannungswerte sank - vermutlich über die Erwärmung der QCL-Struktur selbst, die im Sättigungs-Betrieb einen typischen Halbleiter-Verlauf vorzuweisen hat.

Für die beiden Plots in [\[Abbildung 4.6\]](#) lassen sich die jeweiligen Datensätze nochmals anders betrachten. Gerade der QCL-nahe Temperatursensor weist einen wesentlich moderateren Erwärmungseffekt im Vergleich zum Probenhalter ohne Heizelement auf. Das Inset mit der Zeitabhängigkeit des Bias-Stroms soll das An- bzw. Ausschalten des QCL's - im Hinblick auf die emittierte THz-Strahlung - verdeutlichen; die Emission setzte hier jeweils beim Erreichen von I_{thr} ein und wurde erneut analog von der Digitalanzeige des Handheld abgelesen.

4 Datenanalyse und Diskussion

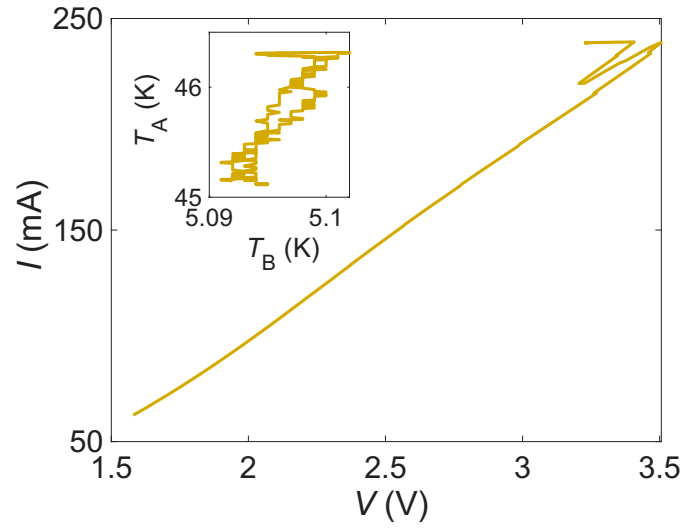


Abbildung 4.5: QCL IV-Charakteristik im gepulsten Betrieb bei ca. 4.2 kHz mit einem Duty Cycle von grob 20 % und aktiver PID-Regelung; Grenzstrom I_{thr} von ca. 238 mA; Inset mit den Temperaturen T_A und T_B .

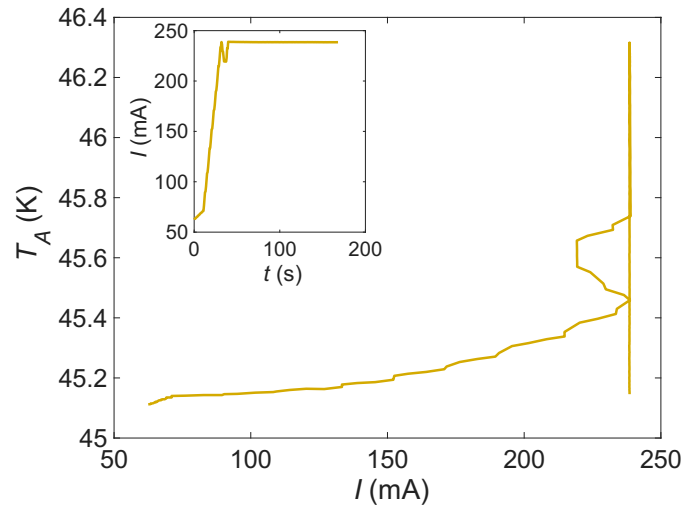


Abbildung 4.6: T_A versus Bias-Strom bis I_{thr} als Maximum mit einhergehendem Emissionssignal; im darin liegenden Plot: der über die Zeit aufgetragene Bias-Strom I .

Lock-In-Integration

Wo noch zuvor händisch die einsetzende Emission beim Erreichen des Grenzwertes des Bias-Stroms I_{thr} vom Bildschirm des Handheld-Detektors abgelesen worden war, sollte für eine nun deutlich gesteigerte Reproduzierbarkeit und Steigerung des Signal-Rausch-Verhältnisses, ein Pyroelektrischer Detektor der Firma *WiredSense GmbH* zum Einsatz kommen, welcher über den analogen Ausgang (± 8 V) dem Eingang des Lock-In zugeführt und so mit der vorgegebenen Modulationsfrequenz³ gemischt werden konnte.

In [Abbildung 4.7] kann man so direkt den Einfluss auf die Grenzwert-Messungen des Bias-Stroms, i.e. I_{thr} , erkennen - die Qualität und Aussagekraft der Datensätze sind so sichtlich gesteigert worden. Für diese spezielle Messung wurde ein optischer Zerhacker außerhalb des Bolometers aber unmittelbar zur QCL-Position eingesetzt, sodass mit jener Modulationsfrequenz f_{opt} aufseiten des Lock-In das Eingangssignal des pyroelektrischen Detektors gemischt werden konnte. Der Plot im Inneren gibt den Verlauf des Bias-Stroms über die Zeit wieder.

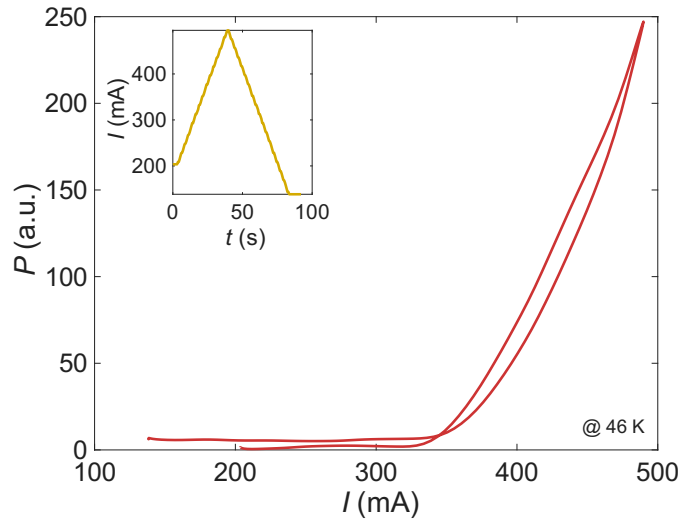


Abbildung 4.7: Lock-In-Signal P in beliebigen Einheiten (a.u.) versus dem Bias-Strom über den QCL mit deutlich wahrnehmbarem Grenzstrom I_{thr} , bei welchem die Emission einsetzt. Inset zeigt den Bias-Strom über die Zeit t ; $f_{\text{qcl}} = 5.2 \text{ kHz}$ und Duty Cycle von grob 20 %. Modulationsfrequenz des optischen Zerhackers $f_{\text{opt}} = 83 \text{ Hz}$.

³Unterschiedliche Frequenzen wurden im Verlauf der Kooperation eingestellt und im Zusammenspiel mit den übrigen Komponenten getestet; ebenso wie weitere Modulationstechniken, wie beispielsweise mithilfe eines optischen Zerhackers (engl. *Chopper*).

Kaskode

Die mittlerweile reproduzierbaren Messvorgänge, insbesondere betreffend I_{thr} und diverse Instrumenten-Anpassungen inmitten des Strahlenganges, trugen allerdings ein weiteres Problem zu Tage. Aufgrund der Implementierung der Shutter-Logik aufseiten der Stromquelle, die den QCL steuerte, ergaben Untersuchungen mithilfe eines Oszilloskops, dass deutliche Spannungsspitzen am QCL entstehen können, wenn der interne Operationsverstärker der Stromquelle zwischen den beiden elektronischen Lasten, i.e. dem QCL und einer parallel geschalteten Testlast, die Spannung versucht stabil zu halten.

So kam die Idee der nachträglichen Integration einer sogenannten *Kaskode* auf - um eine quasi-statische Betriebsspannung am internen Operationsverstärker der DC-Stromquelle gewährleisten zu können. In der Tat gingen die eingangs beobachteten Signalspitzen ('Ripple') durch diese elektronische Anpassung im Zeitbereich des Oszilloskops zurück, wenngleich ein gewisses *Übersprechen* des Signals nach jedem Schaltvorgang vorhanden war, welches innerhalb der einzelnen Schalt-Periode aber abgeklungen war.

Nach diesem letzten Iterationsschritt erschien es das erste Mal realisierbar, umfangreiche Frequenz-Scans des QCL's im Zusammenspiel mit dem präparierten Rydberg-Zustand sinnvoll durchzuführen.

In dem nun anschließenden Kapitel werden einige der umfassenden Einkopplungsversuche gegen Ende der hier stattgefundenen Kooperation vorgestellt und abschließend diskutiert.

4.1.2 THz-Einkopplungsversuch in EIT präparierten Rydberg-Zustand

Als *detektierende Antenne* für die ankommende THz-Strahlung diene nun dieser Rydberg-Zustand - als konstantes EIT-Signal (Elektromagnetisch-Induzierte-Transparenz) präpariert, welches sich nach erfolgreichem Einkoppeln des E-Feldes der THz-Strahlung über den AC-Stark-Effekt (Autler-Townes Splitting; ATS) erwartbar verringern und so die Anwesenheit bzw. erfolgreiche Kopplung des THz-Wechselfeldes nachweisen würde. Zusätzlich könnte über eine anschließende Verstimmung des *Coupling*-Lasers die sich demnach ausbildende Rabi-Frequenz spektral aufgelöst und die E-Feld-Amplitude angegeben werden; vgl. hierzu [Kapitel 2.3].

In [Abbildung 4.8] sind die nun gegen Ende des Experiments erhaltenen Datensätze - inklusive der bereits integrierten messtechnischen Anpassungen - wiedergegeben. Abschnitt a) zeichnet hierbei die aufgenommene IV-Charakteristik während des langen Scans des Bias-Stroms über einen Wertebereich von ca. 30 mA. Der dargestellte Plot im Innern, gibt die relative Temperatur T_{rel} , bezogen auf die gemessene mittlere Temperatur, nahe des QCL's wieder. Die so beobachtbaren Temperaturschwankungen bewegen sich im Rahmen von ± 0.5 mK und können grob in eine Frequenz-Abweichung von ungefähr ± 100 kHz übersetzt werden - gemäß den Berliner Angaben zum Frequenz-Shift des gefertigten QCL's; vergleiche hierzu auch [80].

Die Strom-Spannungs-Charakteristik zeigt offenbar einen treppenartigen Verlauf, welcher so bisher nicht beobachtet worden war. Dabei sinkt die Spannung bei steigendem Strom leicht zu kleineren Werten, abwechselnd mit stärker ansteigenden Spannungswerten bei deutlich geringerer Erhöhung des Bias-Stroms.

Es könnte möglich sein, dass aufgrund von inneren, vordergründig thermischen Stabilitätsbedingungen, die über die Wechselwirkung von Phononen mit den Laser-Niveau-Übergängen herrühren, es zu einem unterschiedlich aktiven Emissionsverhalten des QCL's gekommen ist und die Spannung deshalb nachgeregelt werden musste.

Teilbild b) in [Abbildung 4.8] zeichnet vordergründig den Signalverlauf des EIT-Zustands P_{EIT} normiert auf das Maximum des selbigen gegenüber des Steuerstroms, über dessen die Frequenz des QCL's angepasst werden kann. Das Inset führt den Bias-Strom versus der Zeit an.

Das normierte Signal P_{EIT} zeigt im Experiment immer wieder beobachtbare typische Signal-Schwankungen von ca. 30-40 % des Maximums auf. Vermutlich liegt der Ursprung dieser überwiegend äquidistanten Oszillationen im Bereich der Interaktion der zwei eingestrahlten optisch sichtbaren Laser (zur Etablierung des EIT-Signals) in die Vakuum-Kammer mit den dort befindlichen gasförmigen Rubidium (Rb^{87}) Atomen.

Auffällig im Signalverlauf ist der Rückgang des EIT-Signals knapp vor 500 mA im Bereich von ca. 498 mA auf beinahe 20 % des Maximums. Im direkten Vergleich mit den Frequenz-Bias-Strom-Kennlinien des QCL's aus den mitgelieferten Daten Berlins, kann lediglich grob eine Frequenz an diesem Punkt angegeben werden - ca. 3.460 1 THz. Der präparierte EIT-Zustand der gasförmigen Rubidium Atome erlaubt theoretisch einen resonanten Übergang - und somit der Aufspaltung des EIT-Zustands - mit einer Frequenz $f_{\text{THz}} = 3.460\,029\,71$ THz.

4 Datenanalyse und Diskussion

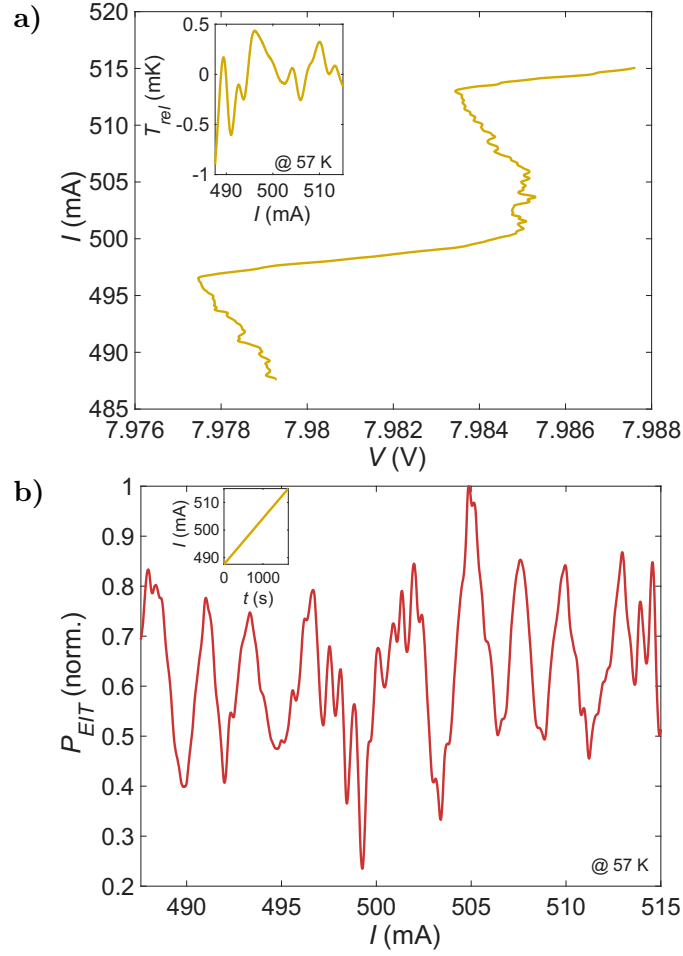


Abbildung 4.8: Lange Bias-Strom-Scans des QCL's mit angepassten Ansteuerungs-Parametern, i.e. *Duty Cycle* 10 % @ 700 Hz bei $T_{Bad} = 57$ K. a) zeigt die IV-Charakteristik mit der relativen Temperatur T_{rel} in der Nähe zum QCL selbst; b) zeichnet das normierte demodulierte EIT-Signal versus des Bias-Stroms - das Inset plottet den Bereich des angepassten Bias-Stroms über die Zeit t .

Es könnte hier also im Rahmen der Messungenauigkeiten eventuell zu einer Aufspaltung des EIT-Rydberg-Zustands gekommen sein. Allerdings, war es nicht möglich, jene Beobachtung im Transmissionsspektrum des EIT-Signalverlaufs zu reproduzieren, auch wenn nach dieser Art der Messung über viele Iterationsschritte des Bias-Stroms, der QCL Bias-Strom nahe 498 mA eingestellt worden war. Vermutlich spielt die thermische Stabilität eine entscheidende Rolle und der dadurch variierenden Geometrie der QCL-Kavität (und damit einhergehenden Resonanzbedingungen); sodass es äußerst schwierig erschien, im Zusammenspiel mit ausreichend Leistung (Temperatur abhängig) des Wechselfeldes und des angepassten Bias-Stroms, den schmalbandigen Übergang

- mit der experimentell ermittelten Linienbreite von rund 9 MHz eingehend ([Abbildung 4.1]) - resonant anzuregen.

Zusätzliche Messmethoden sind im Laufe des Prozesses etabliert worden, um etwaige Interaktionen wahrscheinlicher, zumindest vergleichbarer zu gestalten.

Dazu wird beispielhaft eine Messreihe, bei welcher der Bias-Strom auf und ab angefahren und eingestellt wurde, in [Abbildung 4.9] vorgestellt. Als Kontrast für den Scatter-Plot dient das bereits eingeführte, demodulierte und normierte EIT-Signal.

Deutlich sind Bereiche erkennbar, die ein Absinken des Kontrasts bis nahezu 30 % des Maximums aufweisen - die Gegenüberstellung der wiederholt angefahrenen Bias-Strom-Bereiche lässt allerdings leicht erkennen, dass es sich hierbei höchstwahrscheinlich nicht um Interaktionen zwischen dem eingestrahlten Wechselfeld und dem EIT-Zustand gehandelt haben könnte. Gerade weil die unterschiedlichen Bias-Strom-Bereiche für kleine Kontrast-Werte bzgl. ihrer Stromwerte viele mA - und somit auch einige hundert MHz - auseinander liegen, liegt der Schluss nahe, dass es zu keiner reproduzierbaren Einkoppelung gekommen war.

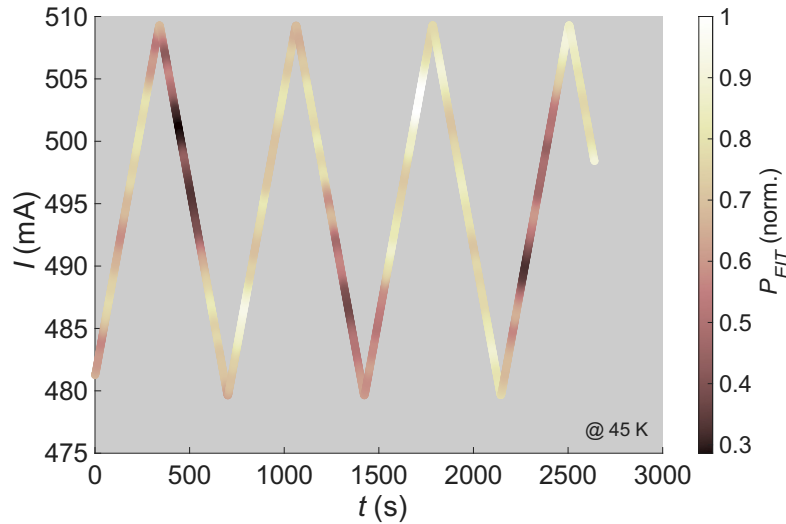


Abbildung 4.9: Wiederholtes Auf- und Abfahren des QCL's Bias-Stroms versus der Messzeit t für leicht angepasste Parameter im vgl. zu [Abbildung 4.8], i.e. *Duty Cycle* 12 % @ 170 Hz bei $T_{\text{Bad}} = 45$ K. Als Kontrast dient das normierte EIT-Signal P_{EIT} . Es sind Bereiche erkennbar mit wenig Kontrast; mit wenig bis gar keinem Überlapp mit bereits angefahrenen Bias-Strömen.

4 Datenanalyse und Diskussion

Beiden vorangegangenen Messreihen lag die jeweilige Badtemperatur nahe der eingestellten Temperaturen der Kalibrationskurven aus den Berliner Versuchsreihen für die Frequenz f_{QCL} versus des Bias-Stroms I des QCL's, cf. [Abbildung 4.2].

Zum Abschluss wurde ein besonders umfangreicher Bias-Strom-Bereich durchgeföhren - bei einer Badtemperatur von ca. 50 K. [Abbildung 4.10] stellt somit in Teilbild a) die dazugehörige IV-Charakteristik und in b) das nun bekannte normierte EIT-Signal dar. Auffällig in a) sind die schon zuvor beobachteten und beschriebenen Treppmuster im Kurvenverlauf der Strom-Spannungscharakteristik. Der gesamte Wertebereich des Bias-Stroms beträgt ca. 160 mA, was theoretisch einen Frequenzraum von ungefähr 5.6 GHz aufspannt, wenn die von den Berliner Kooperationspartnern ermittelten Kalibrationskurven großzügig miteinbezogen werden, cf. [Abbildung 4.2]. Die beiden Insets im Abschnitt a) in [Abbildung 4.10] zeigen die relative Temperatur T_{rel} , sowie den Bias-Strom versus der Zeit t .

Im Bildabschnitt b) dagegen, können bis auf die typisch beobachtbaren Schwankungen des EIT-Signals, weitere sich wiederholende Muster ausfindig gemacht werden. In großen Abständen von ca. 30 mA tauchen leicht verdichtete Muster auf, deren Ursprung bis zum jetzigen Zeitpunkt weiterhin unbekannt geblieben ist. Bezüglich der Interaktion des EIT-Zustands mit dem einstrahlenden THz-Wechselfeld, bleibt festzustellen, dass es zu keiner signifikanten Unterdrückung des EIT-Signals gegenüber den typischen Oszillationen (bis ca. 34 %) gekommen war.

Zusammenfassend für diesen Versuch der Einkopplung von THz-Wechselfeldern in einen präparierten Rydberg-Zustand, lässt sich ableiten, dass höchste Ansprüche an die Auflösung und dem technischen Design der Stromquelle gestellt werden müssen, und diese, im Hinblick auf die verschwindende Leistung im CW-Betrieb, kompatibel mit einer Puls-Logik im elektrischen Kreislauf des QCL's sein sollten.

Die hier vorgestellten Resultate zeigen weiter, dass für diese Klasse der THz-QCL ein *Duty Cycle* zwischen 10 - 15 % sinnvoll erscheint bezogen auf die abgestrahlte Strahlungsleistung; bei Schaltfrequenzen im Bereich von hunderten Hz.

Es sei außerdem betont, dass eine etwaige grobe Vermessung der QCL-Frequenz parallel zum Einkopplungsversuch, eine wichtige Orientierung geben könnte, wiederum bezogen auf den relevanten Bias-Strom-Bereich, was insgesamt die Wahrscheinlichkeit für ein erfolgreich beobachtbares *Autler-Townes-Splitting* letztendlich erhöhe. Die Integration von einer mit Methanol gefüllten Gaszelle innerhalb des THz-Strahlengangs wurde bereits erfolgreich im Experiment von Richter et al. (cf. Veröffentlichung [80]) angewandt, um so über die erhaltenen Absorptionsspektren die absolute Frequenz eines emittierenden THz-QCL's zu ermitteln.

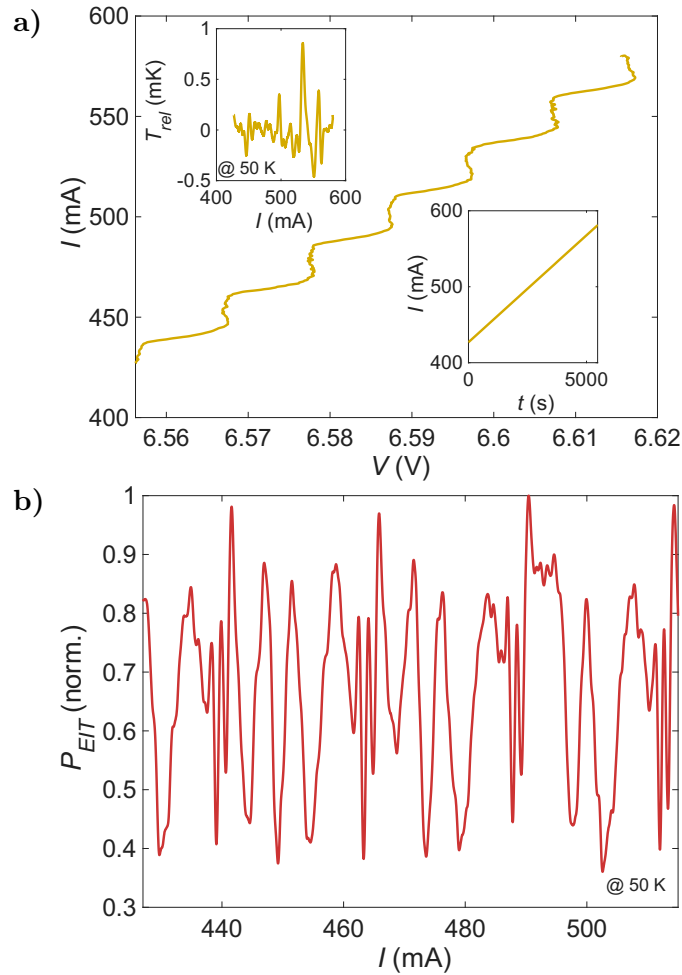


Abbildung 4.10: Bias-Strom-Scan von ca. 160 mA Umfang; mit *Duty Cycle* 10 % @ 250 Hz bei $T_{Bad} = 50$ K. a) zeigt die aufgenommene IV mit den zwei Insets T_{rel} vs I bzw. I vs t . b) stellt das normierte EIT-Signal nach Demodulation dar - bis auf die bereits bekannten Oszillationen, sind gewisse Muster in Abständen von ca. 30 mA erkennbar (ausgehend von ca. 430 mA); jedoch keine Hinweise auf eine positive Einkopplung des Wechselfeldes.

4.2 THz-Fernfeld-Analysen mithilfe von YBCO-Josephson-Antennen

Um neue Erkenntnisse über die Abstrahlcharakteristika eines emittierenden BSCCO-Emitters zu erlangen, sowie auch diverse Interaktionen im Nahfeld bzw. Fernfeld interagierender Absorber zu beobachten, wurde eine zuvor in Tübingen vermessene und charakterisierte GBG-Probe, in Kooperation mit der TU-Braunschweig, untersucht.

Das in Braunschweig entwickelte THz-Mikroskop mit seinen auf einem fahrbaren Träger aufgebrachten Josephson-Kontakten (vgl. hierzu [3.2.2](#)), diente hierbei als Detektor für die aus der BSCCO-Probe stammenden Frequenzen zwischen 700-850 GHz. Für eine relative Orientierung der ausgesandten Strahlungsleistung bei unterschiedlichen Emissionsfrequenzen der Probe, dienen bolometrisch aufgenommene Emissionscharakteristiken, sowie die Abhängigkeit der Emissionsfrequenz vom Bias-Strom durch die BSCCO-Probe und der dabei eingestellten Badtemperatur T . Solche Vorcharakterisierungen erwiesen sich als ein probates Mittel, um bestimmte Konfigurationen der Probe auch außerhalb der *gewohnten* Laborumgebung wiederherzustellen.

In dem hier vorliegenden Fall konnten also mithilfe der jeweiligen Kalibrierungsdaten die gewünschten Arbeitspunkte (Strom- und Spannungs-Konfiguration der BSCCO-Probe) inklusive der für die Emission erforderlichen Badtemperatur T eingestellt werden, um den relevanten Messbereich auf der Seite des THz-Mikroskops weiter einzugrenzen - zugunsten einer effizienteren Datenanalyse. Zusätzlich zu der Datenakquirierung per se, gelang es, diverse Algorithmen an die Messlogiken derart anzupassen, sodass bildgebende Kontraste etabliert werden konnten.

Vorcharakterisierung in Tübingen

Als geeigneter Kandidat für die Messreihe in einer ortsfremden Laborumgebung, wurde unter anderem die Probe G2S8 ausgewählt, da sie sich bereits bei vorangegangenen Messungen außerhalb Tübingens, als robuster aber auch leistungsstarker Emittter auszeichnete, cf. Veröffentlichung [42].

In [Abbildung 4.11] ist die IVE-Kennlinie des Stapels Nr. 5 bei 10 K aufgetragen. Der BSCCO-Stapel emittiert stark im mittleren bis oberen high-bias Bereich, mit bolometrisch detektierten Leistungen größer $4.5 \mu\text{W}$. [Abbildung 4.12] zeigt die Kennlinie bei einer Temperatur von 20 K und gemessenen maximalen Leistungen von ca. $1.8 \mu\text{W}$ - auch hier im mittleren high-bias Bereich, wenngleich mit wesentlich geringerer Leistung hin zu höheren Bias-Strömen.

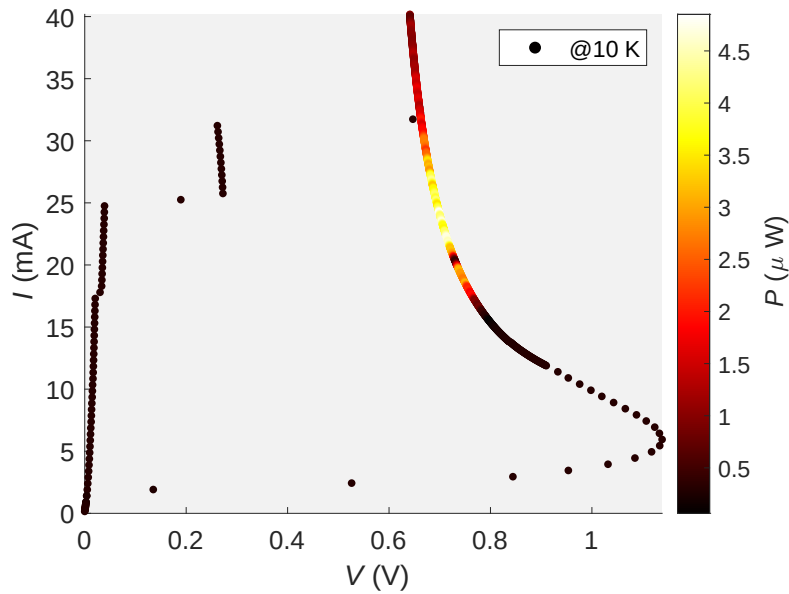


Abbildung 4.11: IVE-Kennlinie der im high-bias Bereich emittierenden BSCCO-Probe G2S8 mit GBG-Strukturen; Stapel Nummer 5 bei einer Badtemperatur von 10 K.

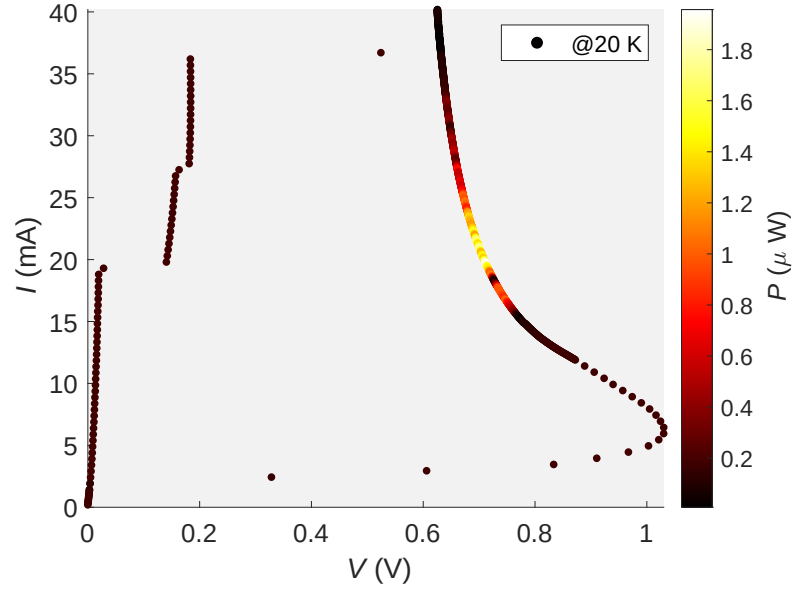


Abbildung 4.12: IVE-Kennlinie der Probe G2S8, cf. [Abbildung 4.11]; Stapel Nummer 5 bei 20 K.

Wie bereits eingangs erwähnt, sind nicht nur Bereiche höchster Leistung interessant, sondern auch das emittierte Frequenzspektrum. Mithilfe des in Tübingen aufgebauten THz-Interferometers, können die an der Emission beteiligten Hauptfrequenzen auf ca. ± 9 GHz genau bestimmt werden. Der Strahlengang durchläuft hierbei das atmosphärische Gasgemisch bei ca. 1 bar Umgebungsdruck. Wird nun die Emissionsleistung P aus den IVE-Kennlinien genauer untersucht, findet man einen typischen Absorptionsdip im Datensatz, cf. Inset in [Abbildung 4.13]. Es stellt sich heraus, dass eben dieser signifikante Leistungsabfall typischerweise für einen Rotations-Übergang (para-Übergang) des gasförmigen Wassermoleküls steht und bei ungefähr 753 GHz zu verorten ist, [81]. Das Volumen um das Interferometer herum kann indes mit gasförmigen Stickstoff geflutet werden, um so die Feuchte, und somit auch die Leistungsverluste deutlich zu senken. Nach der Frequenzkalibrierung auf diesen Absorptionsdip lässt sich die Emissionsleistung gegenüber der Frequenz auftragen, wie in [Abbildung 4.13] zu entnehmen. Zur Interpolation wurden zusätzlich zum Absorptionsdip des gasförmigen Wassermoleküls, weitere interferometrisch ermittelte Frequenzen hinzugenommen.

In [Tabelle 4.1] sind die jeweiligen Datenpunkte (Steuerströme/Spannungswerte und Frequenzen) aufgelistet, welche zur Interpolation für eine polynomiale Fit-Funktion zweiten Grades miteinbezogen wurden - der vorliegende BSCCO-Stapel Nr. 5 ist mit einer 4-Punkt-Messung charakterisiert worden, sodass die Kontaktwiderstände vernachlässigbar klein blieben, cf. [Abbildung 4.11]. f_{inter} steht dabei stellvertretend für die interferometrisch gemessenen Frequenzen und f_{calc} für die aus der Josephson-Relation erhaltenen Frequenzwerte; für symmetrisch verteilte Spannungswerte über die einzelnen IJJs (in Summe ca. 460). Üblicherweise ergibt sich die Josephson-Frequenz mithilfe der über

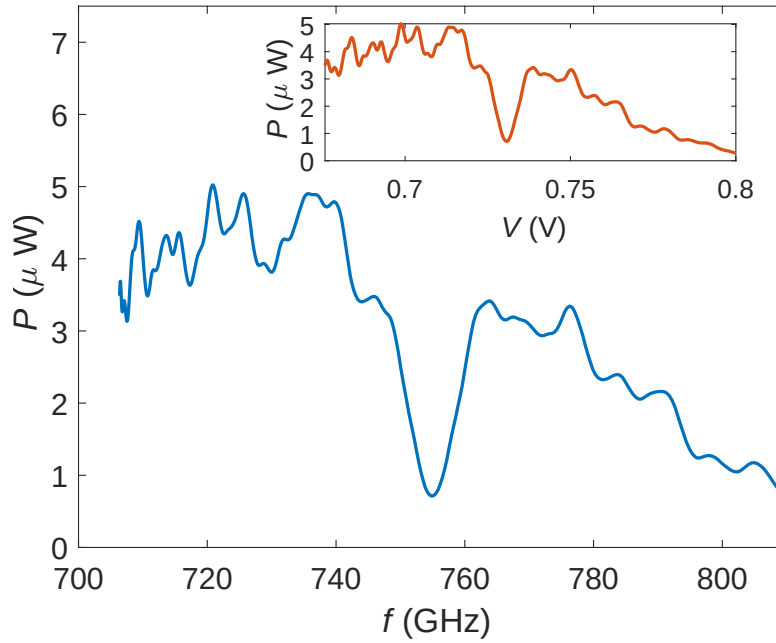


Abbildung 4.13: Emissionsleistung gegenüber der kalibrierten Frequenz (cf. [Abbildung 4.14]) - mit deutlichem Leistungsabfall bei ca. 753 GHz - relative Luftfeuchte $> 50\%$. Das Inset zeigt die Emissionsleistung gegenüber der an der Probe (bei ca. 10 K) anliegenden Spannung V in Volt.

den einzelnen Josephson-Kontakt abfallenden Gleichspannung; die mit der Interpolation hergestellte Beziehung zwischen Strom und Frequenz gewährt schließlich eine praktischere Ansteuerung der Probe außerhalb des Tübinger Setups und der dort definierten Messumgebung.

f_{inter} (GHz)	I (mA)	V (mV)	f_{calc} (GHz)
711	25.9	689	723
726	23.9	701	735
801	16.9	774	812

Tabelle 4.1: Datenpunkte der Probe G2S8 mit ca. 460 intrinsischen Josephson-Kontakten zur Interpolation: Die drei aufgeführten Frequenzen f_{inter} sind mithilfe des Interferometers ermittelt (± 9 GHz) bzw. die Werte von f_{calc} sind über die Josephson-Relation berechnet worden. Die zugehörigen Strom- und Spannungswerte sind bei einer Badtemperatur von ca. 10 K aufgenommen.

4 Datenanalyse und Diskussion

Zur groben Frequenz-Orientierung innerhalb anderer Messaufbauten und somit adäquaten Einkopplung der THz-Strahlung in z.B. externe Josephson-Antennen, kann die interpolierte Kurve der emittierten Frequenz f versus dem angelegten Bias-Strom I über den BSCCO-Stapel in [Abbildung 4.14] zur Hilfe genommen werden. Die hierbei genutzte allgemeine Form der Fit-Funktion mit den Koeffizienten p_1 , p_2 und p_3 lautet wie folgt:

$$f_{\text{fit}}(x) = p_1 \cdot x^2 + p_2 \cdot x + p_3$$

und resultiert zu:

$$f(I) = 0.63 \cdot I^2 - 36.83 \cdot I + 1241 ,$$

wobei f und I für die emittierte Frequenz in GHz bzw. den anliegenden Bias-Strom in mA stehen.

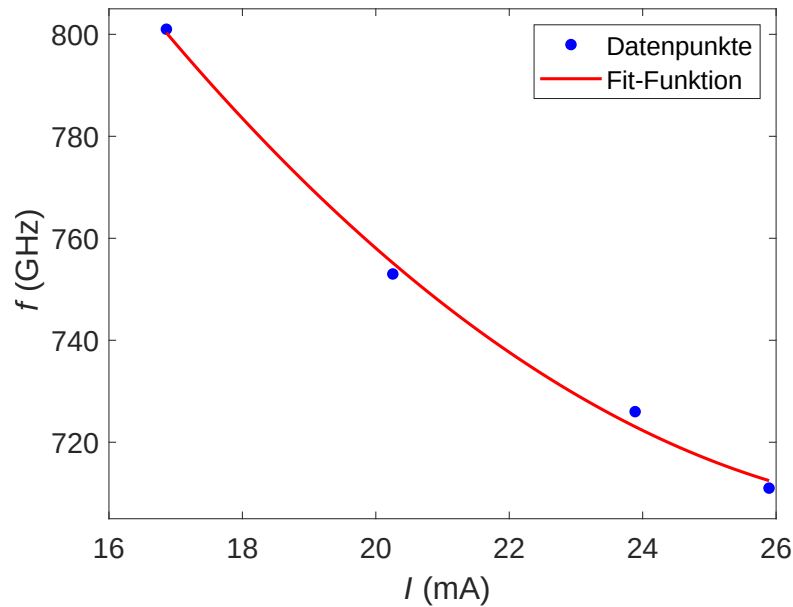


Abbildung 4.14: Interpolationskurve der emittierten THz-Frequenzen (Tübinger Messaufbau) in Abhängigkeit des Steuerstroms - Anpassungsgüte $R^2 = 0.99$. Für die Probe G2S8 Stapel Nummer 5 bei einer Badtemperatur von ca. 10 K.

Messdaten der Kooperation

Die verschiedenen Messreihen mit dem THz-Mikroskop (TU Braunschweig) erfolgen in der Absicht, einen räumlich aufgelösten Kontrast einer ausgewählten Messgröße wiederzugeben. Ein wechselwirkendes elektromagnetisches Feld könnte man so in naher Umgebung der Oberfläche der zu untersuchenden Probe detektieren.

Die Trägerspitze des THz-Mikroskops befindet sich, mit den beiden U-förmigen Antennen bestehend aus YBCO-Josephson-Kontakten, knapp oberhalb (bauchseitig) der konvexen Linse der eingebauten Probe, cf. [\[Abbildung 3.2.2\]](#). Der BSCCO-Stapel wird auf einen Arbeitspunkt gestellt und konstant gehalten. Strom, Spannung und die Badtemperatur (von ca. 10 K) des massereichen Kupferblocks (thermische Ankopplung der Probe an den Kühlkreislauf) sind die aufgenommenen Messgrößen.

Sollte eine Einkopplung der emittierten THz-Strahlung innerhalb der zwei YBCO-Antennen erfolgen, so könnten sich Shapiro-Stufen auf den individuellen IV-Charakteristiken ausbilden und die jeweils eingekoppelte Frequenz des Wechselfeldes angegeben werden. Wie bereits erwähnt, existieren auf der Trägerspitze des THz-Mikroskops zwei unabhängig voneinander ansteuerbare Antennen basierend auf YBCO-Josephson-Kontakten in ihren jeweiligen Antennen-Fußpunkten, cf. [\[79\]](#). Die beiden charakteristischen IV-Kennlinien für die Josephson-Kontakte 'jj1' bzw. 'jj0' sind der [\[Abbildung 4.15\]](#) zu entnehmen. Gezeichnet sind hier typische Hintergrund-Bilder (i.e. nicht emittierende BSCCO-Probe) der IV-Datensätze (blaue Kurven), sowie des dazu berechneten differentiellen Widerstands r (magentafarbene Kurven). Man erkennt eindeutig den unterschiedlichen Verlauf bzw. die eigene Charakteristik der beiden Josephson-Kontakte im Bild des differentiellen Widerstands r .

Ein mutmaßliches THz-Signal, ausgehend von der emittierenden BSCCO-Probe, würde sich in einer Änderung des Kurvenverlaufs innerhalb der IV-Kennlinie, insbesondere als ein lokales Minimum auf der Kurve des differentiellen Widerstands aufzeigen. Auch wenn die IV-Kurven mit einer Frequenz von ca. 50 Hz elektrisch ausgefahren wurden (*ramping*), und man somit theoretisch eine Signal-Einkopplung (Entstehung von Shapiro-Stufen) auch in 'Echtzeit' hätte verfolgen können (ein sogenanntes 'Live-IV-Bild'), sind im Nachhinein auftretende Signale nur in der Ableitung jenes Datensatzes erkennbar geworden; hier höchstwahrscheinlich aufgrund der geringen Signalstärke am Ort der YBCO-Antennen, cf. hierzu Shapiro-Stufen in [\[Abbildung 2.15\]](#).

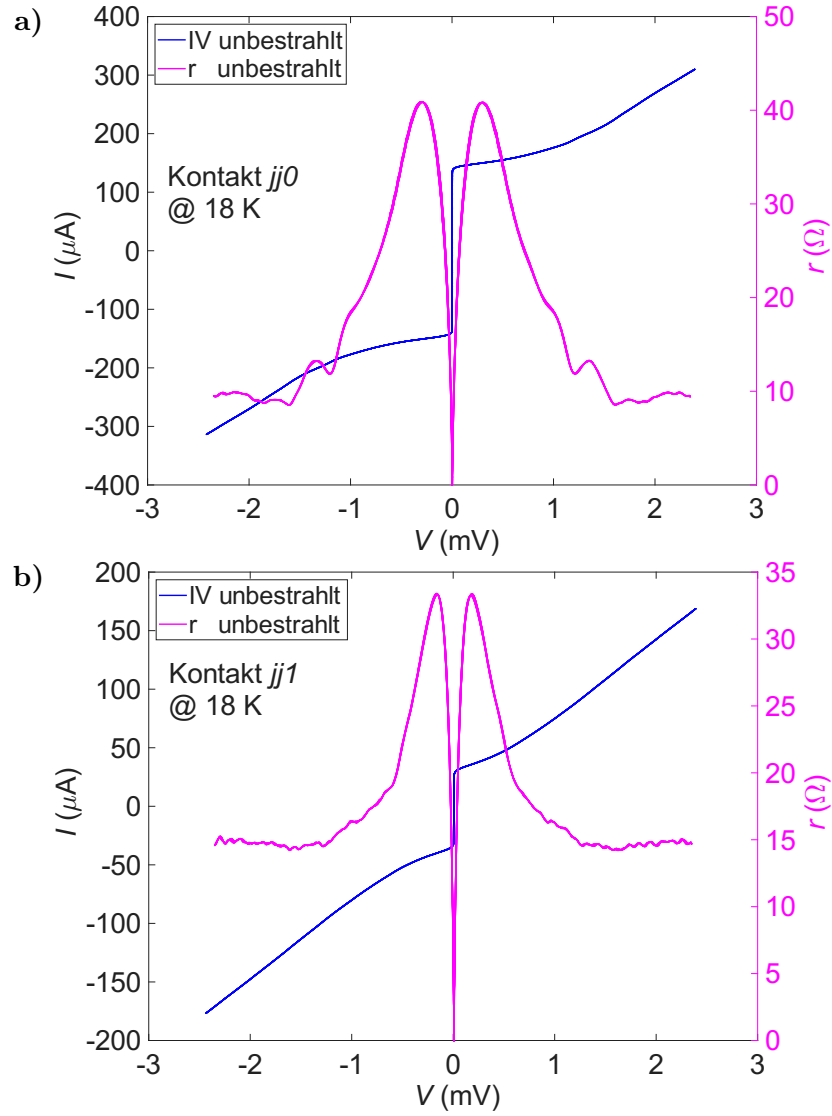


Abbildung 4.15: Unbestrahlte YBCO-Josephson-Antennen mit den typischen IV-Charakteristiken der beiden Josephson-Kontakte $jj0$ in Bildabschnitt a) bzw. $jj1$ in Abschnitt b) - bei konstant-gehaltener Badtemperatur von ca. 18 K. Die beiden Kennlinien im Bild des differentiellen Widerstands r weisen einen voneinander deutlich unterschiedlichen charakteristischen Verlauf auf.

Erste, laterale Scans (konstanter Abstand zum BSCCO-Stapel¹) sind in [Abbildung 4.16] gezeichnet. Als Kontrast über die abgefahrte Fläche ist die Temperatur der Detektorspitze aufgetragen.

Die über wenige Millimeter-reichenden (wellenartige) Muster entpuppten sich als Messartefakte und konnten an beliebigen Stellen reproduziert werden; auch wenn die THz-Quelle ausblieb. Dennoch lässt sich eine gewisse Temperaturerhöhung nahe der mutmaßlich emittierenden Probe erkennen, die sich unterhalb der in [Abbildung 4.16] aufgespannten Fläche befindet; im Bereich um die x_1 -Koordinatenachse herum - zur besseren Orientierung sei an dieser Stelle auf den skizzierten Messaufbau in [Abbildung 3.10] verwiesen - mit der orthogonal zur Scan-Ebene verlaufenden z -Achse. Für weitere Analysen der durchgeführten Ebenen-Scans wird die ungefähre Position der emittierenden Probe, aus Gründen der Übersichtlichkeit, in die Nähe eben dieser x_1 -Koordinatenachse gesetzt.

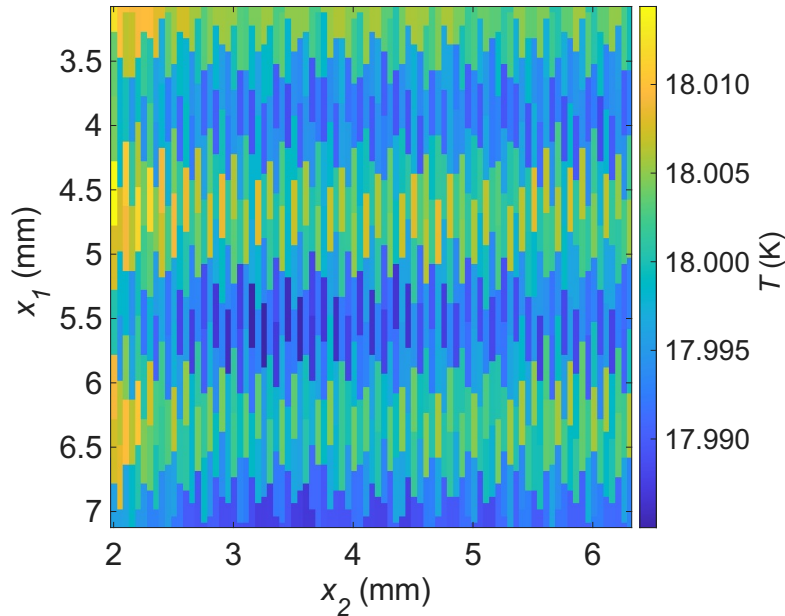


Abbildung 4.16: Erster Scan in der x_1 - x_2 -Ebene oberhalb der Probe G2S8 (im Strom-führenden Zustand), welche sich unterhalb der x_1 -Koordinatenachse verortet; als Kontrast ist hier die Temperatur T der Detektorspitze aufgetragen. Die dabei entstandenen Muster stellen systembedingte Messartefakte dar - erkennbar ist eine leichte Temperaturerhöhung nahe des linken Randes der aufgespannten Ebene.

¹Innerhalb der x_1 - x_2 -Ebene.

[Abbildung 4.17] zeichnet zusätzlich als bildgebenden Kontrast die Größen $\Delta I_{c\pm}$ und I_c für die Detektor-Antenne $jj0$, welche nun den Scan-Bereich in Richtung der Probe (lateral) erweitert; I_c selbst wird dabei normiert auf den Mittelwert $\langle I_c \rangle$ aller am Scanvorgang beteiligter Kurven. Der BSCCO-Stapel verbleibt bei diesem Messvorgang in seinem Zustand, d.h. es werden keine Anpassungen an den Strom- und Spannungswerten vorgenommen.

I_c normiert auf den gemittelten Wert des kritischen Stroms (gemittelt über alle am Scan beteiligten IV-Messkurven) in Teilabschnitt b), lässt einen leichten Trend zu höheren I_c -Werten erkennen, wenn sich die Detektorspitze weiter weg von dem BSCCO-Stapel bewegt - wie zuvor erwähnt, die Probe befindet sich nahe der x_1 -Koordinatenachse. Deutlicher wird der thermische Einfluss der Probe und damit die Unterdrückung des kritischen Stroms I_c , im Kontrastbild der Temperatur in Teilbild a). Der Wärmeeintrag bei den Temperaturwerten im Bereich des linken Randes der Scan-Ebene ist deutlich erkennbar von der vorhandenen Temperaturdrift von ± 0.01 K abzuheben. Nahe der Probe steigt die Badtemperatur der Detektorspitze auf Werte bis ca. 50 mK über dem Minimum der gemessenen Hintergrund-Temperatur von ungefähr 17.98 K.

Abschnitt c) mit $\Delta I_{c\pm}$ als bildgebender Größe stellt hierbei die absolute Differenz der jeweils positiven bzw. negativen kritischen Ströme $I_{c\pm}$ der einzelnen IV-Charakteristiken des $jj0$ -Kontakts, zu einem gegebenen Raumpunkt, dar. Die Einheit der aufgetragenen Größe ist in μA gegeben und spannt einen Wertebereich zwischen 0 und 2 μA auf. Das so ermittelte Bild zeigt, außer wenigen Ausreißern, typisches Rauschen ohne erkennbare Muster oder Strukturen einer eventuellen Wechselwirkung zwischen Emitter (BSCCO-Stapel) und Detektor (YBCO-Josephson-Antennen). Die in ihren Beträgen zueinander annähernd gleichbleibenden kritischen Ströme $I_{c\pm}$ zeigen, dass der überwiegend thermische Einfluss auf die kritischen Ströme sich gleichermaßen für positive wie auch für negative Bias-Ströme auswirkt.

Zusammenfassend sind die hier gezeigten Scans erste Teilerfolge eines mehrheitlich thermischen Einflusses der Probe auf die hier aufgeführten Mess- bzw. Kenngrößen der YBCO-Josephson-Kontakte des THz-Mikroskops.

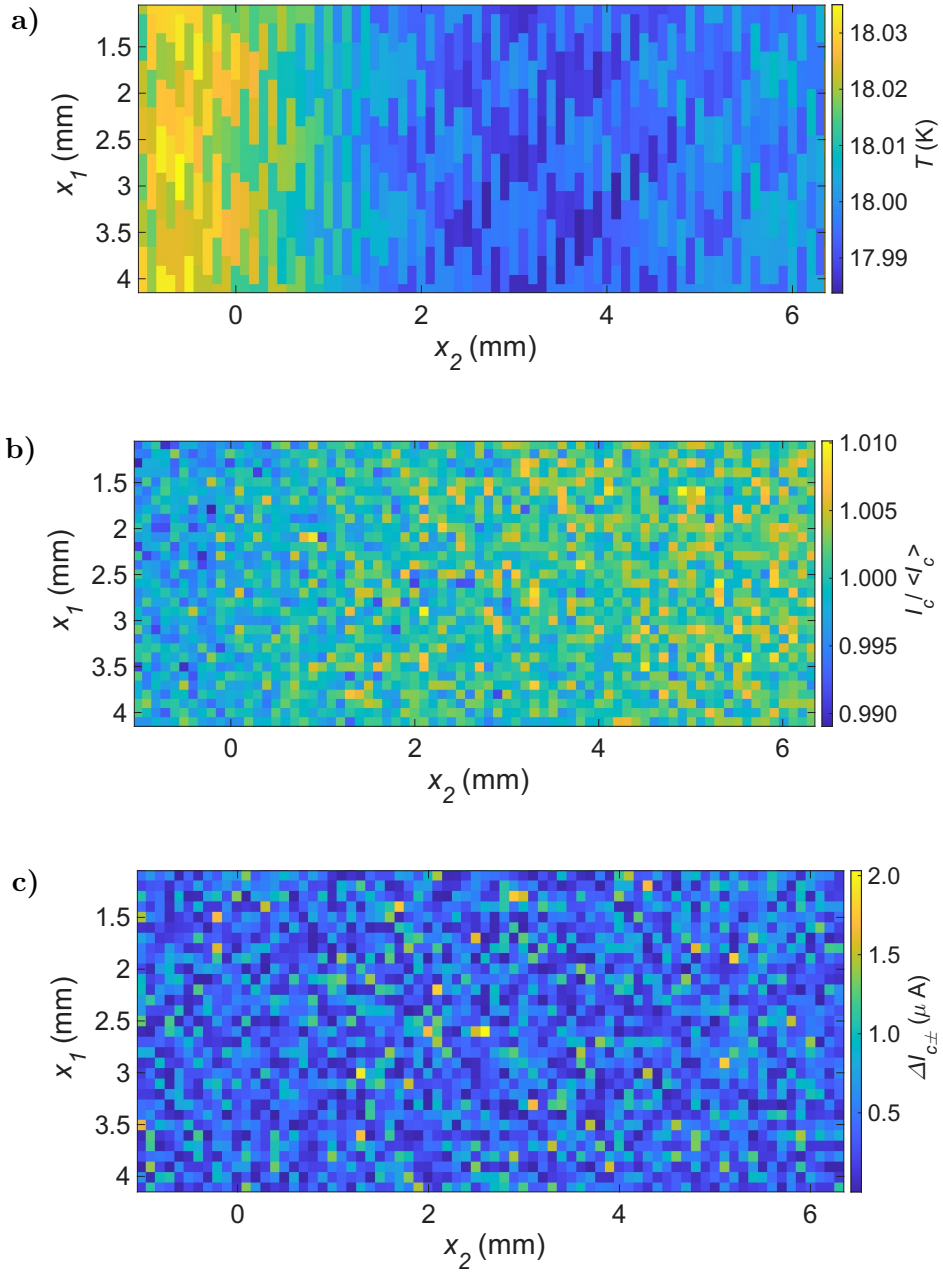


Abbildung 4.17: Laterale Scans: Kritischer Strom I_c normiert auf den gemittelten kritischen Strom aller beteiligter Messkurven in Teilbild b), und die parallel aufgezeichnete Temperatur T in K der Detektorspitze in Abschnitt a). Die Differenz der kritischen Ströme - positiv wie negativ - in μA , Teilbild c).

Obgleich ein Einfluss der Probe auf diverse Messgrößen erkennbar war, die Messkurven aus den IV-Datensätzen inklusive der Ableitungskurven zeigten keine merklichen Veränderungen über dem typischen Rauschniveau wie eingangs in [\[Abbildung 4.15\]](#) skizziert.

Die hier gezeigten Versuche, erste Signale einzufangen, bei konstant gehaltenem Arbeitspunkt des BSCCO-Stapels, führten also zu der Überlegung, dass die Einkopplung der EM-Wellen eventuell nicht optimal eingestellt war. Die Probe wurde also um 90° gegenüber der Detektorspitze gedreht und erneut vermessen. [\[Abbildung 4.18\]](#) gibt dazu eine Übersicht zur angepassten Ausrichtung des BSCCO-Stapels relativ zu den Antennen der Detektorspitze.

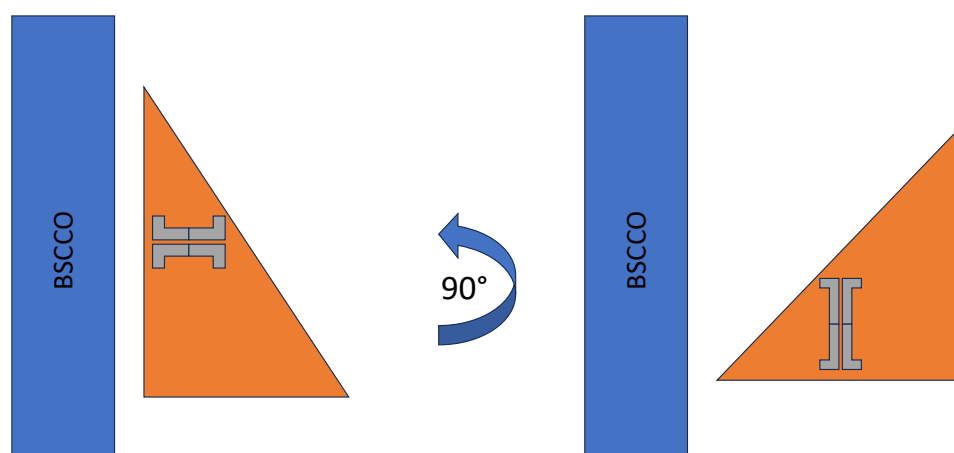


Abbildung 4.18: U-förmige Antennen auf der Detektorspitze parallel bzw. senkrecht orientiert gegenüber der rechteckigen GBG-Struktur der eingebauten BSCCO-Probe G2S8.

Im Live-IV-Bild der Josephson-Kontakte zeigten sich weiterhin keine für das Auge erkennbaren Signale, weder eine Unterdrückung des kritischen Stromes, noch sich ausbildende Shapiro-Stufen. Allerdings war bei gleichzeitiger Beobachtung des differentiellen Widerstands ein Effekt der Signaleinkopplung erkennbar. So veranlasste diese Erkenntnis zu folgender Vorgehensweise: dass eine positive Signaleinkopplung mithilfe eingehender numerischer Analysen möglicherweise deutlicher dargestellt werden könnte.

In [\[Abbildung 4.19\]](#) sind die Datensätze der unbestrahlten (Teilbild a)) bzw. der bestrahlten (Teilbild b)) Detektorspitze (jeweils der Kontakt *jj1*) gegenübergestellt. Man erkennt in Abschnitt b) einen kleinen Knick im differentiellen Widerstandsverlauf zwischen 1 und

2 mV (aufgrund der Symmetrie auch im Negativen). Gemäß der Josephson-Relation entspricht dieses Signal bei ca. 1.49 mV (bzw. -1.49 mV) im bestrahlten Datensatz einer eingekoppelten Frequenz von ca. 728 GHz.

Die Probe wird in diesem Fall mit einem Bias-Strom von 22.7 mA gespeist, was mit den zuvor diskutierten Kalibrierungsdaten einer Frequenz von ca. 731 GHz entspricht; ([Abbildung 4.14]). Die Unterschiede der ermittelten Frequenzen lassen sich einfach nachvollziehen. Zum einen wäre die Frequenzauflösung (± 9 GHz) des Interferometers in Tübingen, und andererseits die unterschiedlich verwendeten Stromquellen zur Ansteuerung des BSCCO-THz-Emitters hervorzuheben. Für den unbestrahlten Fall in [Abbildung 4.19] a) wurden die jeweiligen Datenpunkte über 100 Einzelmessungen gemittelt. Bei der ersten erfolgreichen THz-Einkopplung in Teilbild b) ist indes ein Faktor von 15 bei der Mittelung einzelner Datenpunkte eingestellt worden - dies ist dem Umstand geschuldet, da zu diesem Zeitpunkt ein potentiell Signal erst noch gefunden werden musste und dem Zeitfaktor eine entsprechend größere Bedeutung zukam. Dies macht sich auch bemerkbar im direkten Vergleich der 'Kurvenbreite' der magenta-farbenen differentiellen Widerstandskurven, i.e. die weniger stark gemittelten Datenpunkte in Abschnitt b) weisen eine größere Streuung auf. Prägnanter wird dies im nächsten Abschnitt ausfallen.

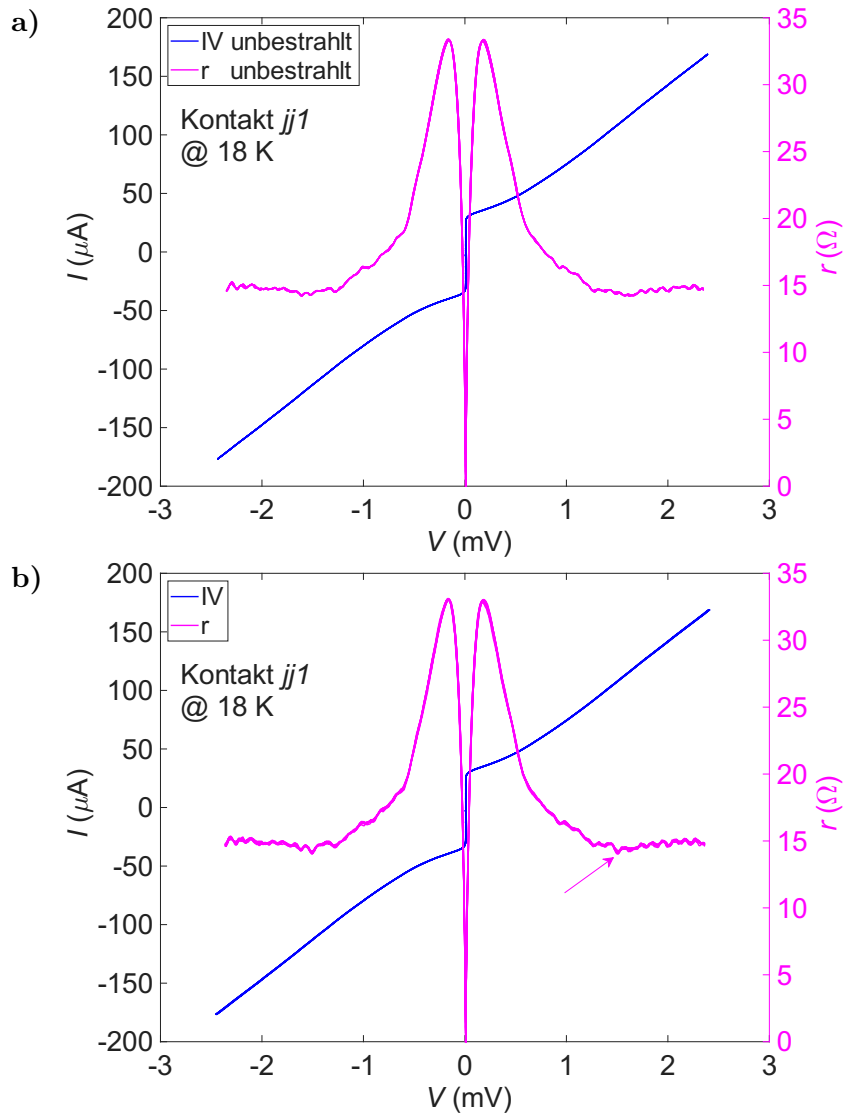


Abbildung 4.19: a) unbestrahlte Antenne; b) bestrahlte Antenne (Kontakt $jj1$), mit sichtbarem Knick (in Richtung des eingezeichneten Pfeils) in der Kennlinie des differentiellen Widerstands r bei ca. $\pm 1.49\text{ mV}$.

4.2 THz-Fernfeld-Analysen mithilfe von YBCO-Josephson-Antennen

Deutlicher wird die Ausprägung des Signals gegenüber dem Hintergrund, wenn ein Zoom in die jeweils relevanten Bereiche erfolgt - siehe [Abbildung 4.20]. Dabei stehen die Teilmuster in a) und b) für den unbestrahlten bzw. für den bestrahlten Datensatz; Teilbild c) wiederum zeichnet die Differenz beider Datensätze zum Quadrat, gemittelt über die jeweiligen akquirierten Messkurven aus a) und b), i.e. $\langle \Delta r \rangle^2$. Es sei hier angemerkt, dass sich die 12 sichtbaren Linien aus 6 nacheinander erfolgten Messreihen, die jeweils die Hin- und Rückrichtung des Stroms berücksichtigen, bestehen. Dabei ist eine einzelne Messreihe im unbestrahlten Fall 100-mal gemittelt worden, wohingegen die hier vorliegenden Messreihen der bestrahlten Antenne mit lediglich 15 gemittelten Kurven angegeben sind - im Nachhinein ist es für einen Scanvorgang des Volumens oberhalb der Probe ausschlaggebend die Mittelung nicht zu hoch anzusetzen und einen gewissen Kompromiss zwischen Signalstärke und benötigter Akquirierungszeit herzustellen. Es sei ergänzend erwähnt, dass die USB-Kamera der Vakuum-Kammer noch angeschlossen und in Betrieb war, was im Falle des Datensatzes in b) einen zusätzlichen Rauschbeitrag zur Konsequenz hatte.

Das Signal des eingekoppelten THz-Wechselfelds ist deutlich zu erkennen im Bild des differentiellen Widerstands in b), und besitzt ein Minimum bei ca. -1.49 mV (symmetrisch auch auf der positiven Seite). Noch ausgeprägter erscheint das eingekoppelte Signal, wenn $\langle \Delta r \rangle^2$ berechnet und gezeichnet (cf. c)) wird. Die Überlagerung der einzelnen Messkurven um das Maximum herum zeigen anschaulich, dass sich bei einem Spannungswert von ca. ± 1.49 mV eine Shapiro-Stufe hat ausbilden können.

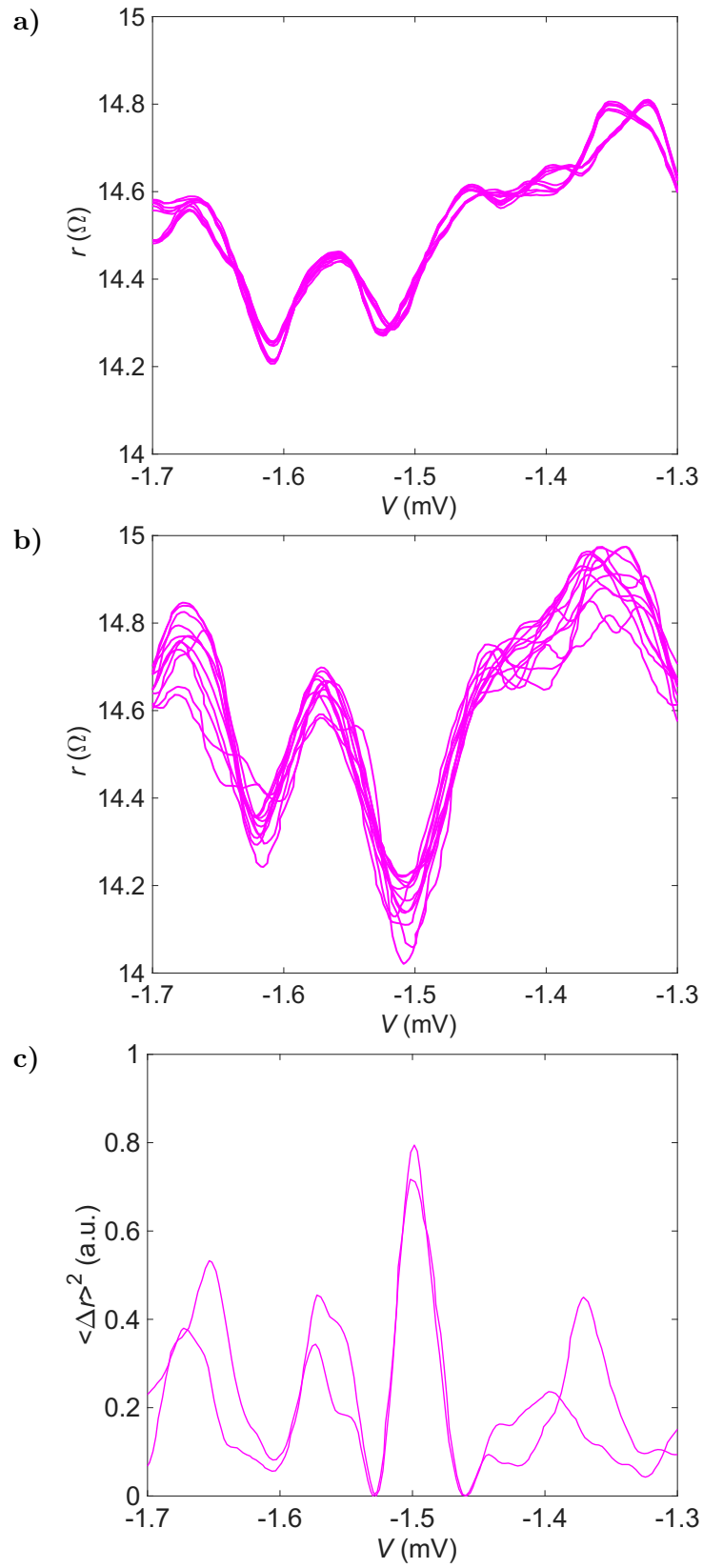


Abbildung 4.20: Zoom auf relevanten Bereich der Shapiro-Stufe im differentiellen Widerstandsverlauf des Kontakts $jj1$: a) unbestrahlte Antenne, b) bestrahlte Antenne mit der Stufe bei ca. -1.49 mV. Bias-Strom von 22.7 mA am THz-Emitter. c) zeichnet die quadrierte Differenz beider zuvor präsentierten Datensätze, wobei über die einzelnen 6 Messkurven (je Hin- und Rückrichtung) gemittelt wurde.

4.2 THz-Fernfeld-Analysen mithilfe von YBCO-Josephson-Antennen

Analog zum zweiten Josephson-Kontakt $jj0$ der benachbarten YBCO-Antenne, sind die IV-Charakteristiken sowie die dazugehörigen Widerstandsverläufe in [Abbildung 4.21] aufgeführt. Bei genauerer Betrachtung lässt sich eine leichte Wölbung im differentiellen Widerstandsverlauf r in Teilbild b) bei ca. ± 1.49 mV vage erfassen.

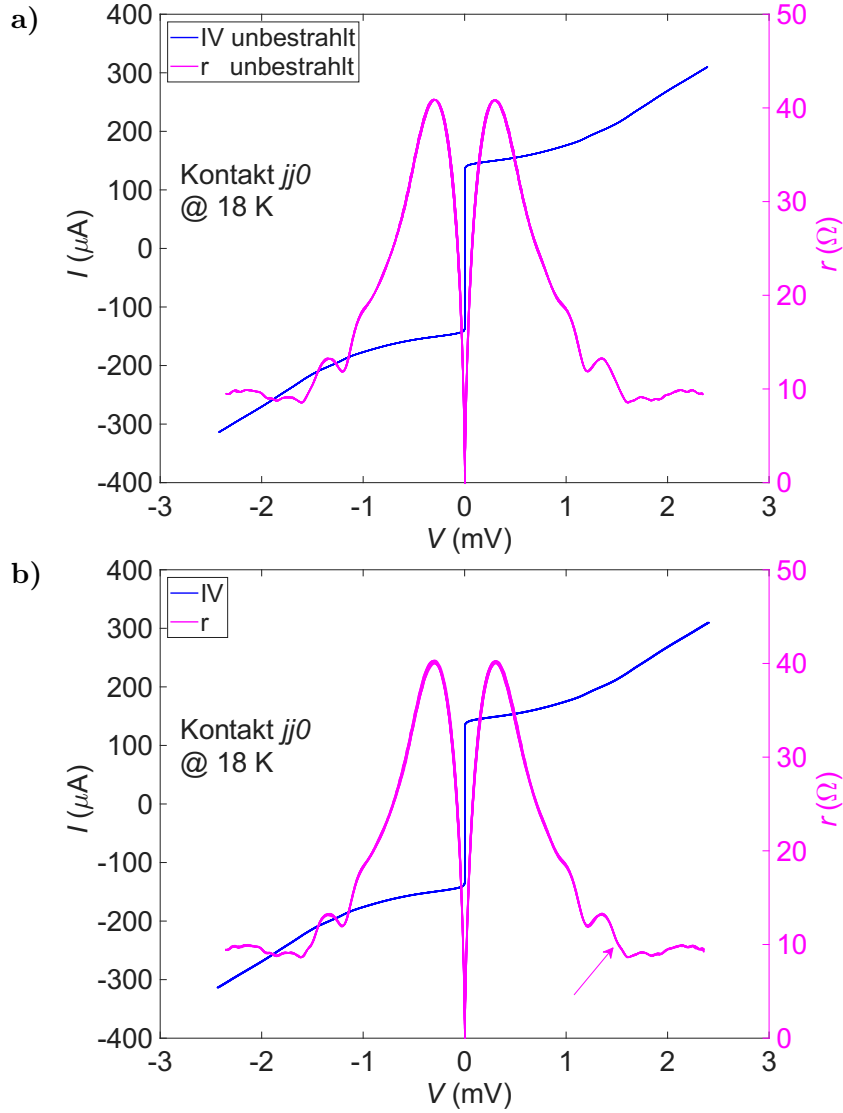


Abbildung 4.21: a) unbestrahlte Antenne; b) bestrahlte Antenne (Kontakt $jj0$), mit schwacher Wölbung (vgl. Pfeilspitze) der Kennlinie des differentiellen Widerstands r bei ca. ± 1.49 mV.

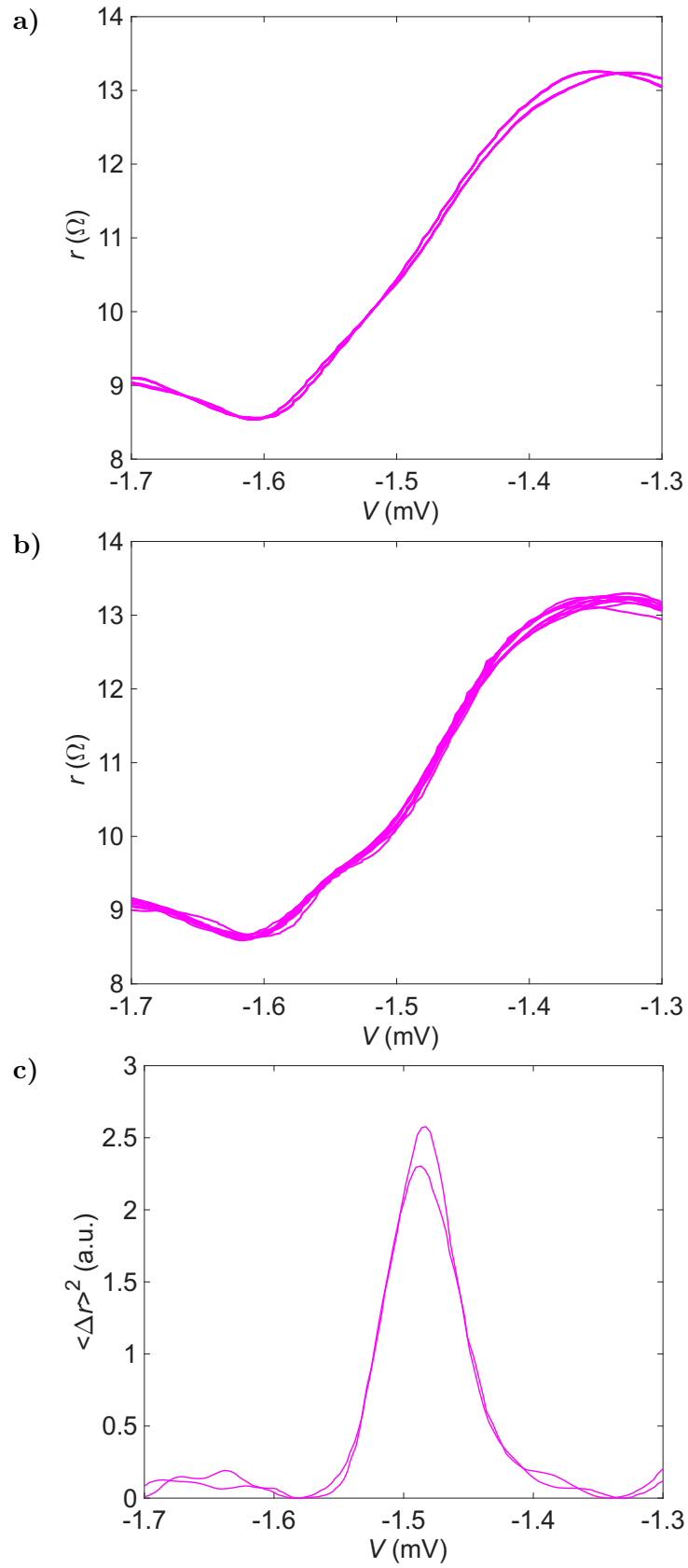


Abbildung 4.22: Relevanter Bereich der Shapiro-Stufe im differentiellen Widerstandsverlauf des Kontakts $jj0$: a) unbestrahlte Antenne, b) bestrahlte Antenne mit der Stufe bei ca. -1.49 mV. Bias-Strom von 22.7 mA am THz-Emitter. In c) ist die quadrierte Differenz beider zuvor präsentierten Datensätze abgebildet.

Erst beim Zoom in den relevanten Wertebereich um die Spannungswerte von ca. -1.49 mV, und der anschließenden Bildung der quadrierten, mittleren Differenz $\langle \Delta r \rangle^2$ der Datensätze des unbestrahlten Kontakts (Hintergrund) mit jenen des bestrahlten Kontakts in [Abbildung 4.22], lassen sich die Unterschiede der beiden YBCO-Kontakte und die damit einhergehenden variierenden Signal-Einkopplungen wesentlich prägnanter visualisieren.

Offenbar zeigt der Kontakt *jj0* eine annähernd 3-fach stärkere Einkopplung im Bild der quadrierten, gemittelten Differenz $\langle \Delta r \rangle^2$, cf. direkter Vergleich der Kontakte *jj0* und *jj1* in [Abbildung 4.23].

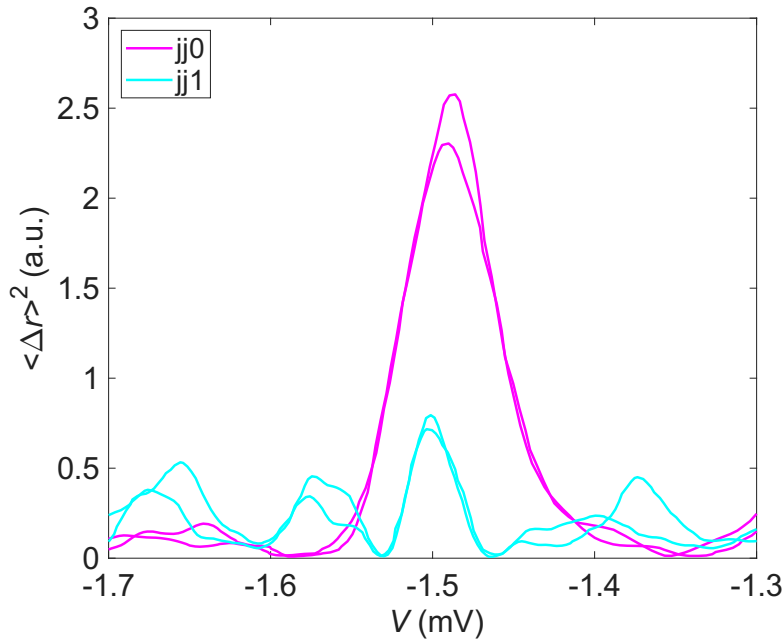


Abbildung 4.23: Quadrierte Differenzen der differentiellen Widerstandsverläufe der unbestrahlten mit den jeweils bestrahlten YBCO-Antennen: a) für den Kontakt *jj1*; b) Kontakt *jj0*. Es wurde für jeden YBCO-Josephson-Kontakt jeweils die Hin- und Rückrichtung gemessen, weshalb für den jeweiligen Kontakt zwei gemittelte Kurven erscheinen.

4 Datenanalyse und Diskussion

Im Nachfolgenden wird auf die schrittweise Optimierung der Mess- bzw. Analyseverfahren eingegangen.

Um das Signal-Rausch-Verhältnis weiter anzuheben, sind die hier aufgeführten Messdaten ohne angeschlossener USB-Kamera aufgenommen worden - die direkten Vergleiche der Kennlinien des mittleren differentiellen Widerstands $\langle r \rangle$ bzw. des bereits diskutierten $\langle \Delta r \rangle^2$ mit angeschalteter Kamera bzw. komplett entkoppelter (potentialfrei) Kamera, liegen in [Abbildung 4.24] vor. Die linke Spalte der Bild-Komposition gibt die Kennlinien für die YBCO-Antenne des Josephson-Kontakts $jj0$ mit zusätzlichem Rauschbeitrag der noch angeschlossenen und in Betrieb genommenen USB-Kamera an; i.e. a) und c). Direkt daneben bildet die rechte Spalte mit den Teilbildern b) und d) den Zustand des Kontakts ohne den genannten Rauschbeitrag ab.

Die emittierte THz-Strahlung der Probe (Arbeitspunkt @ 22.7 mA) wird so erneut sichtbar gemacht im Bild des mittleren differentiellen Widerstands zum Quadrat, wobei die Differenzen-Bildung mithilfe des unbestrahlten Antennen-Zustands erfolgt. Es wird direkt ersichtlich, dass bei störungsfreiem Betrieb der Antenne, ein zusätzlicher Signal-Gewinn von ca. 35 % erzielt werden kann, wenn die beiden Zustände *Kamera an* bzw. *Kamera aus* miteinander verglichen werden, cf. c) bzw. d) in [Abbildung 4.24]. Angemerkt sei, dass die Sicht ins Innere der Vakuum-Kammer (Benutzung der USB-Kamera) lediglich am Anfang einer Messreihe notwendig gewesen ist - wenn die Probe gerade erst eingebaut worden war und die Detektorspitze bis kurz oberhalb der Probengeometrie positioniert werden musste.

Um zusätzlich den Rauschbeitrag innerhalb der Messkurven zu verringern, kann die Anzahl der an der Mittelung beteiligten Einzel-IV-Kurven auf 100 erhöht werden. Es liegen beispielhaft anhand des Josephson-Kontakts $jj1$ und $jj0$ die finalen gemittelten differentiellen Widerstandskurven in [Abbildung 4.25] vor; die noch vorhandene Asymmetrie rührt von einer intrinsischen Hysterese der Josephson-Kontakte her, wenn der Strom vom Negativen ins Positive übergegangen war.

In den Teilbildern der untersten Zeile, i.e. e) und f), findet sich, dass die Einkopplung nun signifikant stärker bei der Josephson-Antenne mit dem Kontakt $jj1$ ausfällt als im Vergleich zum Kontakt $jj0$. Dies wurde so vorher nicht beobachtet und könnte dementsprechend auch ein vorübergehend auftauchender Effekt sein - mutmaßlich aufgrund einer in ihrer Qualität schwankenden Einkopplung des THz-Feldes in die YBCO-Antennen-Strukturen. Durch die Anpassung der Mittelung konnte dennoch eine spürbare Signalerhöhung erreicht werden, zumindest wenn die zuvor diskutierten Resultate zum Josephson-Kontakt $jj1$ vergleichend herangezogen werden, cf. [Abbildung 4.20]. Eine annähernd um den Faktor 3 größere Amplitude von $\langle \Delta r \rangle^2$ lässt sich hierbei beobachten. Der Bias-Strom des BSCCO-THz-Emitters wurde weiterhin bei ca. 22.7 mA konstant gehalten.

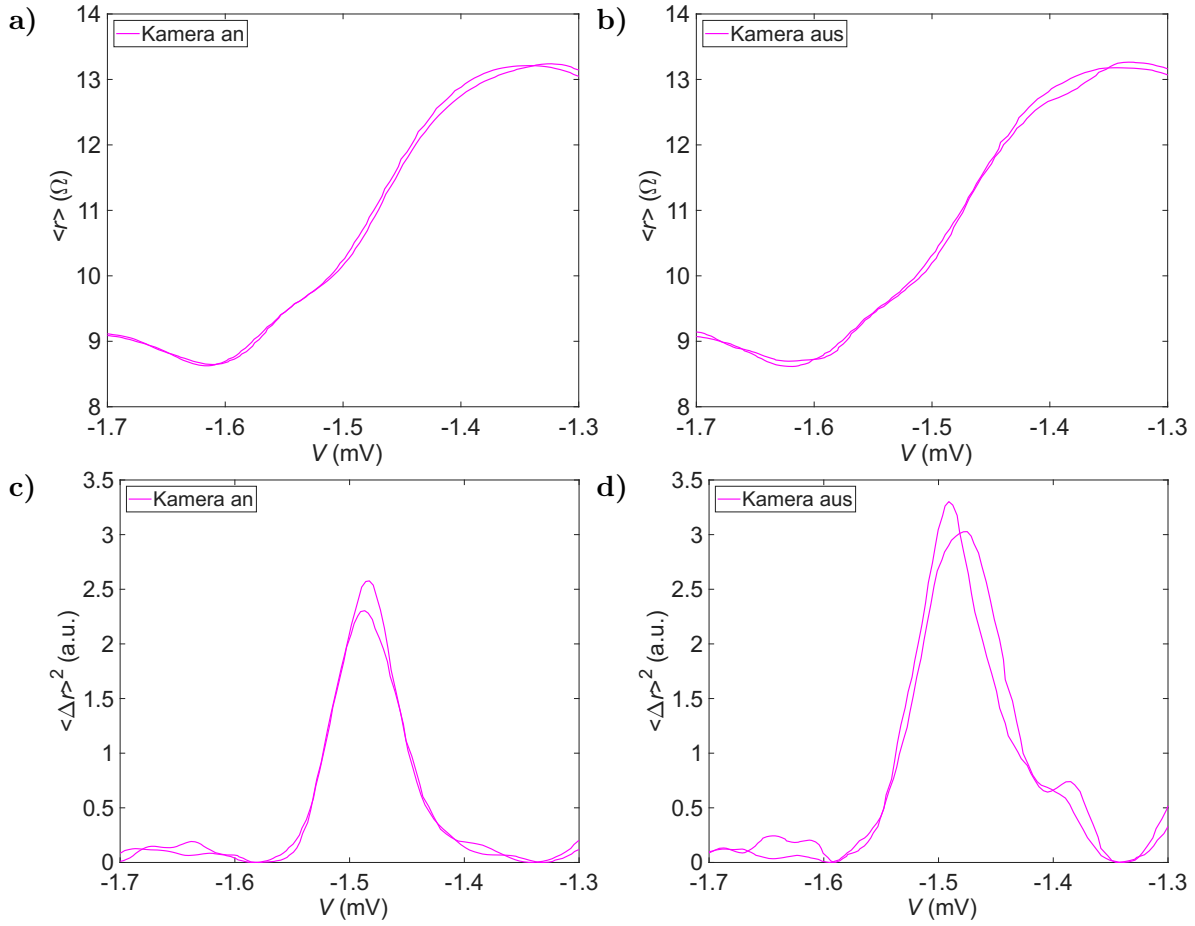


Abbildung 4.24: Zoom auf den relevanten Bereich: für den bestrahlten Josephson-Kontakt $jj0$ bei aus- bzw. angeschalteter USB-Kamera in der Vakuum-Kammer: a) und b) stellen den mittleren differentiellen Widerstand $\langle r \rangle$ in den zwei Zuständen dar; Plots in c) und d) jeweils $\langle \Delta r \rangle^2$ relativ auf den unbestrahlten Hintergrund. Die Shapiro-Stufen finden sich bei ca. -1.49 mV, Bias-Strom der Probe bei 22.7 mA.

4 Datenanalyse und Diskussion

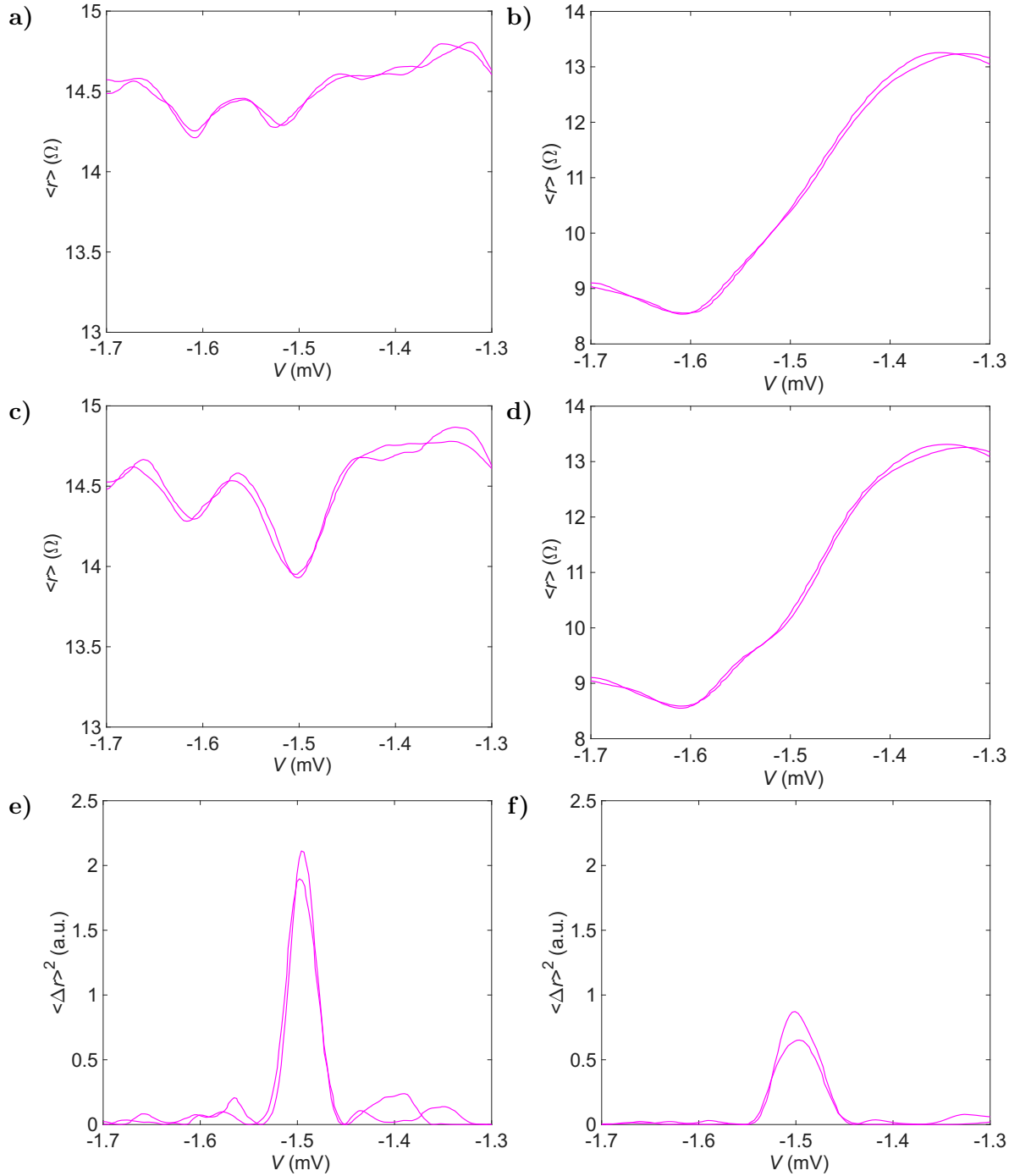


Abbildung 4.25: Zoom auf relevanten Wertebereich von $\langle r \rangle$ und $\langle \Delta r \rangle^2$ des Josephson-Kontakts $jj1$ linke Spalte und Josephson-Kontakt $jj0$ rechte Spalte bei eingestellter 100-facher Mittelung der Einzel-IV-Kennlinien; a) und b) unbestrahlte Kontakte, c) und d) bestrahlte Kontakte, e) und f) plotten die jeweilige Differenz der beiden überliegenden Datensätze relativ auf die Spaltenlogik - Bias-Strom der BSCCO-Probe bei ca. 22.7 mA.

4.2 THz-Fernfeld-Analysen mithilfe von YBCO-Josephson-Antennen

Die Anpassungen der Messroutinen und des Signal-Rausch-Verhältnisses liefern so jetzt stabile, reproduzierbare und auch ausgeprägtere Signale der Größe $\langle \Delta r \rangle^2$ - gemittelte und quadrierte Differenz des differentiellen Widerstands relativ zum unbestrahlten Hintergrund.

Die bis hierhin diskutierten Datensätze mit positiver Einkopplung, sind allesamt bei einem Arbeitspunkt von 22.7 mA (Bias-Strom der BSCCO-Probe) aufgenommen worden. Um eine eventuell bessere Ankopplung zu erhalten wurden verschiedene Arbeitspunkte getestet; gerade im Hinblick auf die noch später diskutierten, lateralen Scans, erscheint es sinnvoll, weitere Arbeitspunkte des BSCCO-THz-Emitters anzufahren und zu vermessen.

Der Bias-Strom der BSCCO-Probe wird nun auf 16.9 mA gesetzt, mit den Kalibrierungsdaten aus Tübingen entspricht dies einer Frequenz von ca. 799 GHz, vgl. [Abbildung 4.14]. In den beiden Abbildungen [Abbildung 4.26] und [Abbildung 4.27] sind die dazugehörigen IVR-Plots bzw. die Vergrößerungen der relevanten Bereiche im Bild des mittleren differentiellen Widerstands aufgeführt. Die hier gezeigten Datensätze beziehen sich auf den Josephson-Kontakt *jj1*. Das Teilbild b) in [Abbildung 4.27] zeigt den nun deutlich nach links verschobenen Peak⁴ im mittleren differentiellen Widerstand zum Quadrat $\langle \Delta r \rangle^2$, bei ca. -1.62 mV; i.e. 784 GHz des eingekoppelten THz-Wechselfeldes. Bezogen auf die Stärke des gemessenen Signals, scheint der zuvor eingestellte Arbeitspunkt einen größeren Widerstandshub zu generieren; zusätzlich mit einem von Null verschiedenen Signal des Josephson-Kontakts *jj0*.

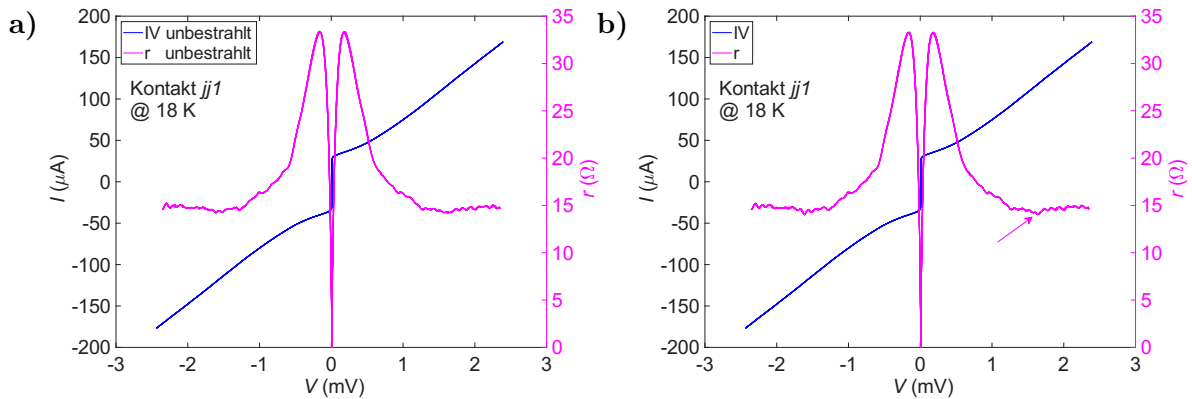


Abbildung 4.26: IVR-Plots des Josephson-Kontakts *jj1*: a) unbestrahlt, b) bestrahlt - Stufe erkennbar innerhalb der differentiellen Widerstandskurve r bei ca. ± 1.62 mV. Bias-Strom der BSCCO-Probe bei 16.9 mA.

Mit den bereits gezeigten Arbeitspunkten konnte jedoch keine positive Einkopplung innerhalb eines lateralen Scans beobachtet werden, da die teils sehr kleinen Signale keinen brauchbaren Kontrast während des Experiments lieferten.

Erst im Nachhinein (nach Abschluss des Experiments in Braunschweig) stellte sich her-

⁴Hier sei angemerkt, dass insbesondere die x-Achsen-Skalierung beibehalten worden ist, sodass eine gewisse optische Vergleichbarkeit leichter vonstatten geht.

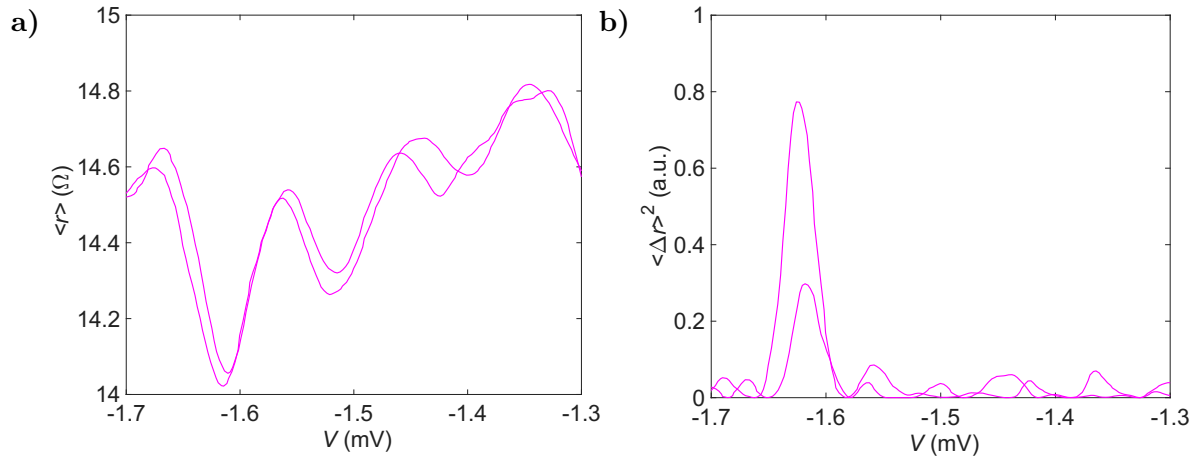


Abbildung 4.27: Zoom auf die relevanten Bereiche des mittleren differentiellen Widerstands; a) mittlerer differentieller Widerstand, b) die Differenz relativ zum Hintergrund des mittleren differentiellen Widerstands zum Quadrat - die Shapiro-Stufe bildet sich bei ungefähr ± 1.62 mV aus. Bias-Strom des BSCCO-Stapels bei 16.9 mA.

aus, dass die Wahl des Josephson-Kontakts 'jj0' bei einem Arbeitspunkt der BSCCO-Probe von 17.9 mA einen verwertbaren Kontrast bereitstellte, nachdem einhergehende Analysen, Hinweise im lokalen Minimum im relevanten Bereich des differentiellen Widerstands aufzeigten. Korrespondierend dazu, wurde die von der BSCCO-Probe abgestrahlte THz-Strahlung mit einer Frequenz von ungefähr 784 GHz, cf. [Abbildung 4.14], mithilfe der YBCO-Antennen aufgenommen und vermessen.

[Abbildung 4.28] stellt Daten für beide sich auf der Detektorspitze befindenden Josephson-Kontakte gegenüber (jeweils die bestrahlten (rechte Spalte) bzw. gering bestrahlten (linke Spalte) Zustände), um die deutlich ausgeprägtere Signalstärke im 'jj0'-Kontakt hervorzuheben (a) - d)). In den Bildteilen e) bis h) sind analog die Kennlinien des 'jj1'-Kontakts aufgeführt. Beide Josephson-Kontakte haben die Signalstufen mit dem geringsten Widerstandswert (hier im relevanten Bereich des differentiellen Widerstands) bei einem dazugehörigen Spannungswert von ca. ± 1.59 mV. Diese Spannung lässt sich mithilfe der Josephson-Relation in eine Frequenz von ungefähr 769 GHz übersetzen.

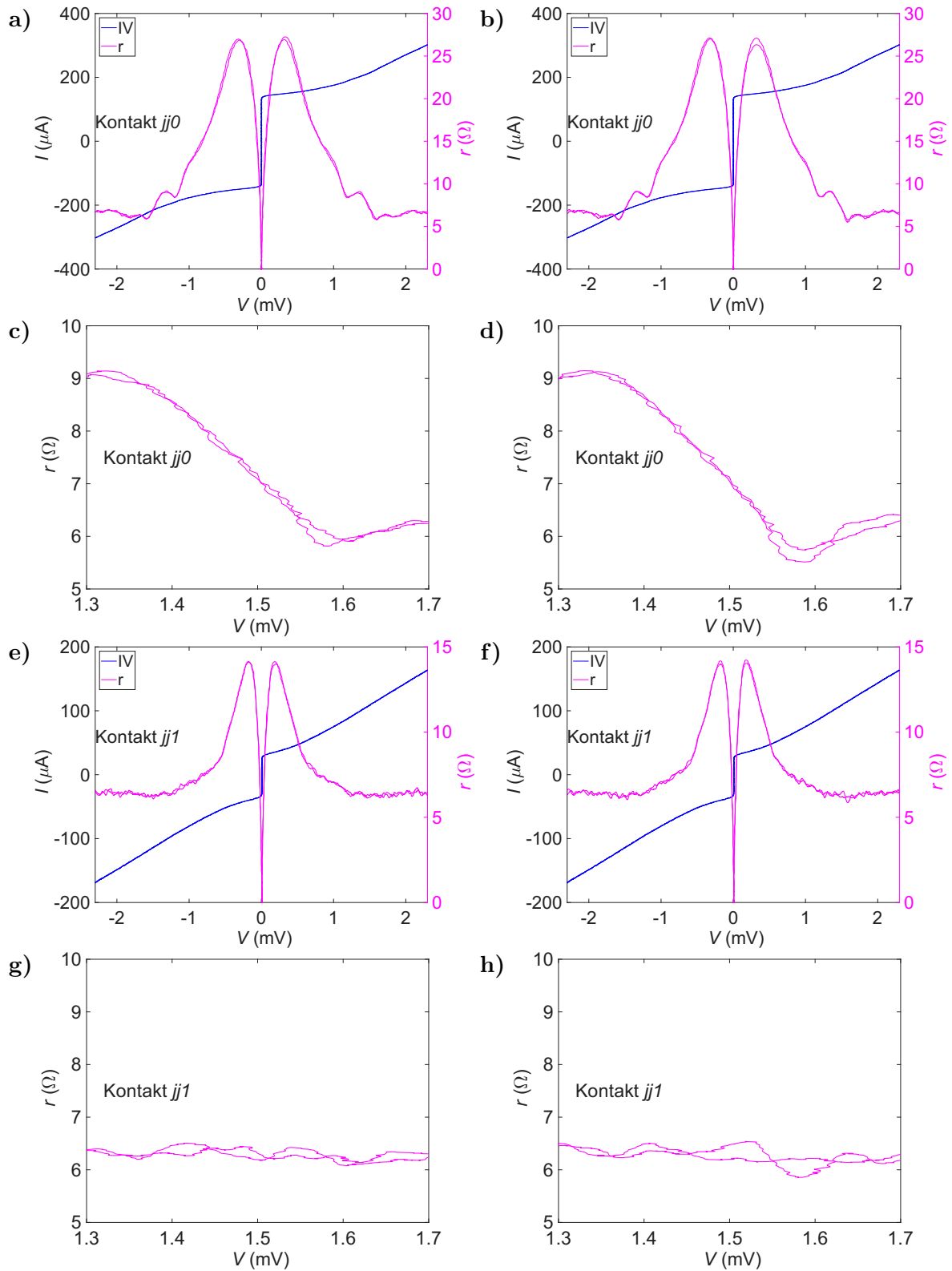


Abbildung 4.28: IVR-Kennlinien (inkl. Zoom auf die relevanten Bereiche im Bild des differentiellen Widerstands) zu den bestrahlten (AP: 17.9 mA) YBCO-Antennen; 'jj0'-Kontakt a) - d) und 'jj1'-Kontakt e) - h); wobei die erste Spalte den kleinsten Signalanteil und die zweite Spalte den größten Signalanteil während des finalen Scans wiedergibt - Signal bei ca. ± 1.59 mV, was einer Frequenz von ca. 769 GHz entspricht.

4 Datenanalyse und Diskussion

Zusätzlich zu den berechneten Größen I_c normiert auf den Mittelwert des kritischen Stroms über alle am Scan beteiligten Messkurven, und die Differenz der positiven bzw. negativen kritischen Ströme¹, werden als weiterer Kontrast r_{diff} und $r_{\text{min}}/\langle r_{\text{min}} \rangle$ aufgeführt und analysiert. r_{diff} berechnet hierbei die Differenz zwischen den minimalen Widerstandswerten in der Nähe des Signalwerts r_{min} für die positive Spannung bzw. negative Spannung. Wird zusätzlich r_{min} der jeweiligen Messkurve normiert auf den Mittelwert aller r_{min} , ergibt sich so ein Kontrastbild, welches unterschiedlich starke Einkopplungen abbilden kann - relativ zum Mittelwert $\langle r_{\text{min}} \rangle$.

Die jeweils 4 einzelnen Kontrastbilder des Kontakts 'jj1' sind in [Abbildung 4.29] und diejenigen von 'jj0' in [Abbildung 4.30] zu finden. Schaut man sich die soeben aufgeführten Größen im 'jj1'-Kontakt an, findet man bei den normierten Parametern I_c und r_{min} Auffälligkeiten, die auf eine Wechselwirkung zurückzuführen sind. $I_c / \langle I_c \rangle$ weist eine gewisse Unterdrückung nahe der Probe (Werte $x_2 < 2.05$ mm) auf - dieser Effekt reicht über die gesamte Länge x_1 der Scan-Ebene, wobei eine stärkere Unterdrückung nahe des oberen Sechstel des Plots zu vermuten ist. Auffällig erscheint wiederum, dass aufgrund der Proben-Maße von wenigen 100 μm und der unmittelbar an der Probe platzierten Fokussierlinse, sich dieser Einfluss über eine Ausdehnung von circa 3 mm erstreckt - also mindestens um einen Faktor 10 ausgedehnter erscheint, als die Probengeometrie selbst. Außerdem bleiben die Werte des kritischen Stroms einigermaßen konstant in Richtung x_1 und verändern sich merklicher in Richtung der x_2 -Achse, wenn man sich die jeweiligen Ränder der Scan-Ebene genauer anschaut. Vermutlich ist der Ursprung dieser Interaktion mehrheitlich thermischen Ausmaßes und in erster Näherung, nicht auf eine Einkopplung der EM-Wellen im Sinne von Shapiro-Stufen zurückzuführen.

Geht man allerdings zum normierten differentiellen Widerstandsminimum $r_{\text{min}} / \langle r_{\text{min}} \rangle$ über, scheinen sich gewisse Muster für $x_2 > 2$ mm auszubilden, welche ihrerseits eher mittig bis rechtslastig ($x_2 > 2.1$ mm) in Erscheinung treten. Dies lässt den Schluss zu, dass es möglich ist, unterschiedlich starke Einkopplungen räumlich aufzulösen. Hierbei genügt die Strecke zwischen zwei Minima grob 500 μm . Typisches Rauschen ohne etwaigen verwertbaren Kontrast, liegt in den restlichen beiden Messgrößen in den Teilbildern b) und c) vor, in denen r_{diff} und $\Delta I_{c\pm}$ abgebildet sind. Innerhalb beider Größen wird die Symmetrie der Kennlinien eines Kontakts berücksichtigt; sollten sich bei diesen Kontrastbildern also keine etwaigen Signalspitzen oder dergleichen ergeben, könnte der YBCO-Josephson-Kontakt, im Rahmen der Messungenauigkeiten, eine hohe Güte bzgl. der Symmetrie-Eigenschaften aufweisen.

¹Hier lag das Interesse an Auffälligkeiten einer eventuellen Asymmetrie, hervorgerufen durch eine Wechselwirkung mit dem THz-Wechselfeld.

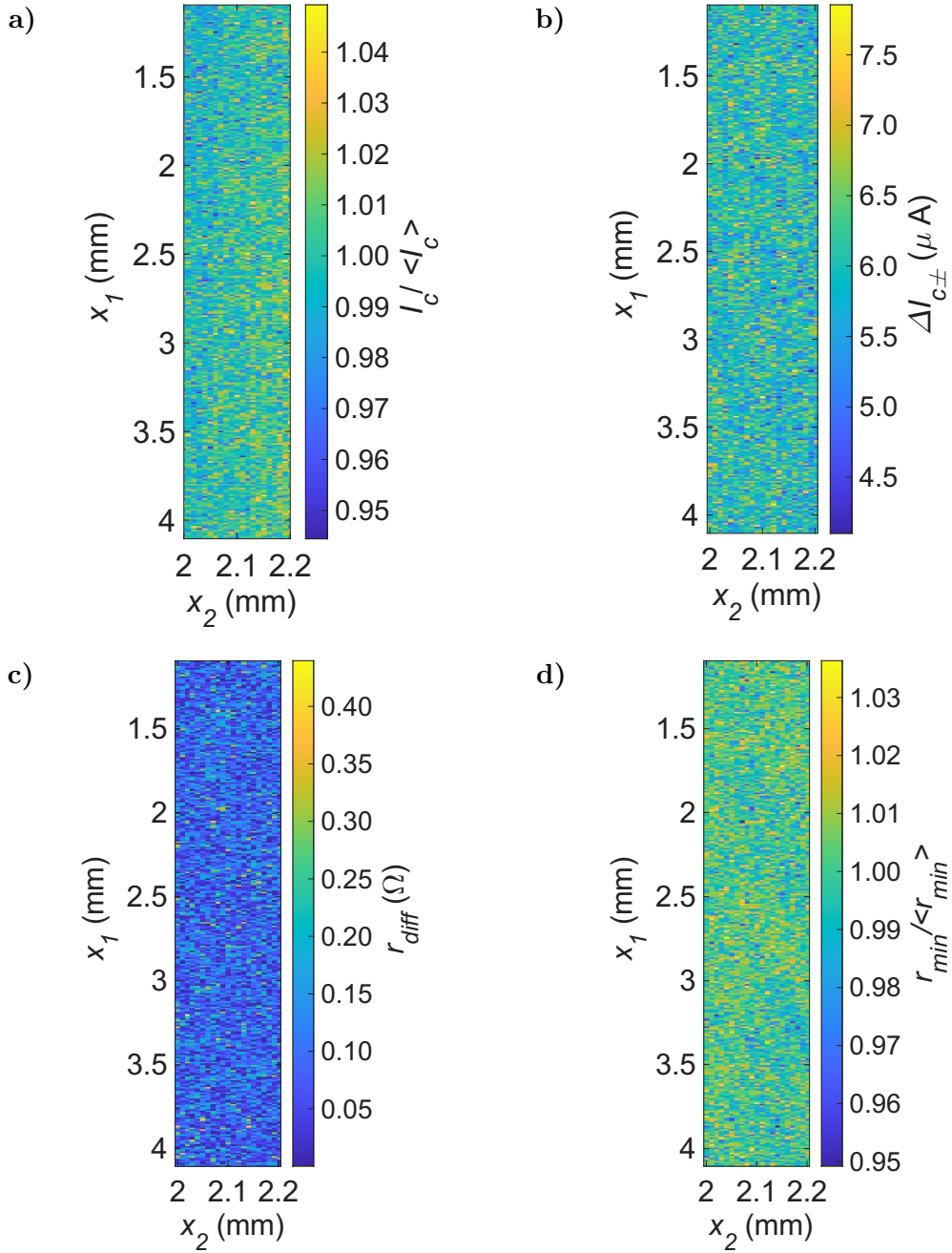


Abbildung 4.29: Scans des Kontakts *jj1*: a) leichte Unterdrückung von I_c nahe der x_1 -Achse; typisches Rauschen in b) und c) - was auf eine hohe Güte der Symmetrie der Kennlinien schließen könnte; d) schwaches Muster erkennbar für $x_1 > 3$ mm - Interaktion mit dem Wechselfeld schwach auflösbar.

4 Datenanalyse und Diskussion

Im zweiten Kontakt ('jj0'; [Abbildung 4.30]), räumlich gleich neben des eben diskutierten Kontakts auf der Detektorspitze, lassen sich die genannten Beobachtungen wesentlich ausgeprägter wahrnehmen.

Der normierte kritische Strom I_c zeichnet hierbei einen stärkeren Kontrast nahe der Probe (für Werte $x_2 \approx 2$ mm). Der thermische Einfluss erscheint in diesem Kontakt besser erkennbar, wenngleich der Wertebereich des normierten kritischen Stroms kleiner ausfällt im Vergleich zum Kontakt *jj1*. Bis auf die überwiegenden Rauschbeiträge in den Teilbildern b) und c), lässt sich eine geringe Asymmetrie in den Kennlinien vermuten, wenn man sich die in Teilbild b) die Differenz der kritischen Ströme $\Delta I_{c\pm}$ für $x_2 \approx 2.1$ mm und $x_1 \approx 2.5$ mm betrachtet. Insbesondere liegen nun die im 'jj1'-Kontakt bereits genannten Muster wesentlich kontrastreicher vor, wenn Teilbild d) mit $r_{\min}/ < r_{\min} >$ betrachtet wird. Es sind deutlich Minima (stärkste Einkopplung des THz-Wechselfeldes) und Maxima der abgebildeten Größe erkennbar. Entlang der Vertikalen (x_1 -Richtung) stellen sich die Minima mit einem Abstand von grob 600 μm auf; wohingegen in x_2 -Richtung sich die Minima mit einem geringeren Abstand von 200-300 μm ausbilden. Die größte Einkopplung wird erreicht an der nahezu entferntesten Position bzgl. des Probe-Ursprungs (bezogen auf die lateralen Abmessungen - der Scan-Ebenen-Abstand selbst beträgt weiterhin mehr als 1000 μm). Für lateral näher gelegene Messpunkte $x_1 < 3.5$ mm, nehmen die unterschiedlichen Intensitäten der Einkopplung ab.

Auffällig im Vergleich zu den anderen Minima bzw. Maxima, ist die scharfe Grenze am Übergang des Minimums bei $x_1 = 3.75$ mm hin zum Bereich des umliegenden Maximums. Solch eine Konzentration der Einkopplung (Fokussierung) wird kein zweites Mal erkennbar in den sich wiederholenden Mustern. Vermutlich könnte hier die Sammellinse eine Ursache für diese Signalanhäufung sein - es kann leicht bei diesen Größenverhältnissen der Linse gegenüber des BSCCO-Stapels zu einem nicht vernachlässigbaren Versatz kommen, sodass Strahlenbündel eventuell nicht adäquat 'eingefangen' werden. So könnte eine emittierende BSCCO-Probe ohne eine aufgebrachte Linse ein merklich anderes Kontrastbild liefern mit womöglich deutlich unterschiedlichen Verteilungen der Minima und Maxima des hier gewählten normierten Kontrasts $r_{\min}/ < r_{\min} >$.

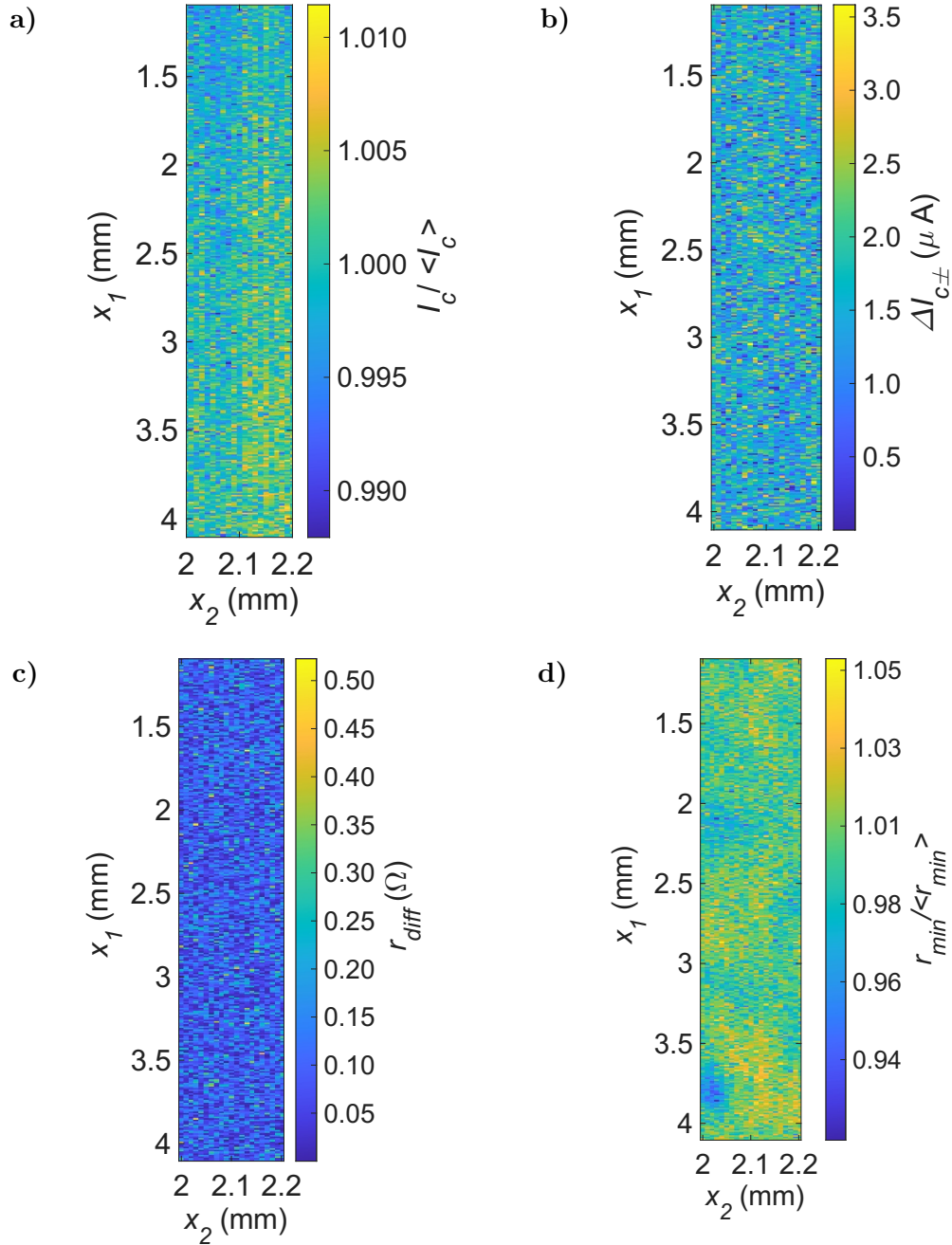


Abbildung 4.30: Scans des Kontakts $jj0$: a) I_c wird sichtlich stärker unterdrückt entlang der x_1 -Achse mit abnehmenden Einfluss für wachsende Distanz x_1 ; typisches Rauschen in c) und sehr schwach erkennbare Asymmetrie im Bild von $\Delta I_{c\pm}$ in der Mitte des gezeigten Bildes; d) deutlich identifizierbare Signal-Anhäufungen für $x_1 > 2$ mm - Interaktion mit dem Wechselselfeld gut auflösbar, mit maximaler Einkopplung nahe der x_1 -Achse für Werte von $x_1 > 3.5$ mm.

Wie bereits in den Einzelbetrachtungen der bestrahlten differentiellen Kennlinien gezeigt wurde, bietet die Differenz des differentiellen Widerstands zum Quadrat, i.e. Δr^2 eine weitere Möglichkeit der Betrachtung der in die Antennen eingekoppelten THz-Strahlung. [Abbildung 4.31] stellt eben diese Größe und den soeben diskutierten Kontrast $r_{\min}/<r_{\min}>$ nebeneinander. Im Gegensatz zu den im Mittelteil des Kapitels diskutierten Einzel-Kennlinien, berechnet sich die hier aufgeführte Differenz zwischen der am Scan beteiligten geringsten Einkopplung, wo gerade im relevanten Messbereich des differentiellen Widerstands r ein Maximum gegenüber allen anderen Werten vorliegt, und jedem errechneten $r_{\min}$, welches aus den am Scan beteiligten individuellen Messkurven herrührt. Die somit *schwächste Einkopplung* dient als analoger Hintergrund⁵ wie im Vergleich mit den bestrahlten bzw. unbestrahlten Einzel-Kennlinien.

Es zeigt sich, dass auch die so definierte Differenzenbildung die bereits identifizierten Muster wiedergibt und bestätigt, wenngleich der Kontrast bei weniger starken Signal-Übergängen zunehmend verschwindet. Es sei hier angemerkt, dass der bereits verrechnete unbestrahlte Zustand der YBCO-Antennen für die hier vorliegende Berechnung nicht hinzugenommen werden konnte, da die Anzahl der an der Mittelung beteiligten IVs im Zuge der Scan-Aufnahmen angepasst werden mussten - zugunsten der Akquirierungszeit - und somit die Kennlinien-Niveaus grundlegend verschieden ausfallen. Für etwaige zukünftige Messreihen, sollte dies definitiv berücksichtigt werden, sodass die Differenz des differentiellen Widerstands adäquat errechnet werden kann, im Bezug auf einen unbestrahlten Zustand der jeweiligen Antenne.

Die eingangs erwähnten Wechselwirkungen im Nahfeld konnten allerdings bisher noch nicht nachgewiesen, geschweige denn analysiert werden, da insbesondere mit der hier untersuchten Probe keine unmittelbaren Messungen, unter anderem wegen des Probenaufbaus, realisiert werden konnten.

Das Experiment und die anschließende umfängliche Aufbereitung der Daten zeigt, dass prinzipiell in dem Messaufbau des THz-Mikroskops geeignete THz-Emitter aus BSCCO, basierend auf phasensynchronen intrinsischen Josephson-Kontakten, zukünftig einhergehender zu untersuchen sein könnten. Sowohl das Volumen oberhalb einer geeigneten Probe (Übergang Nahfeld/Fernfeld, bzw. Fernfeld), als auch tatsächliche Nahfeld-Untersuchungen an Probendesigns, die vordergründig an die Messgeometrie selbst angepasst wurden, sind so mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit leichter zu untersuchen.

Ein tieferes Verständnis der allgemeinen Abstrahlcharakteristika der Proben, wie auch diverse Wechselwirkungen mit angrenzenden Josephson-Antennen, kann in dieser Weise höchstwahrscheinlich erzielt werden.

⁵Während des Scan-Verlaufs war der Bias-Strom der Probe durchweg elektrisch konstant eingestellt und blieb unverändert.

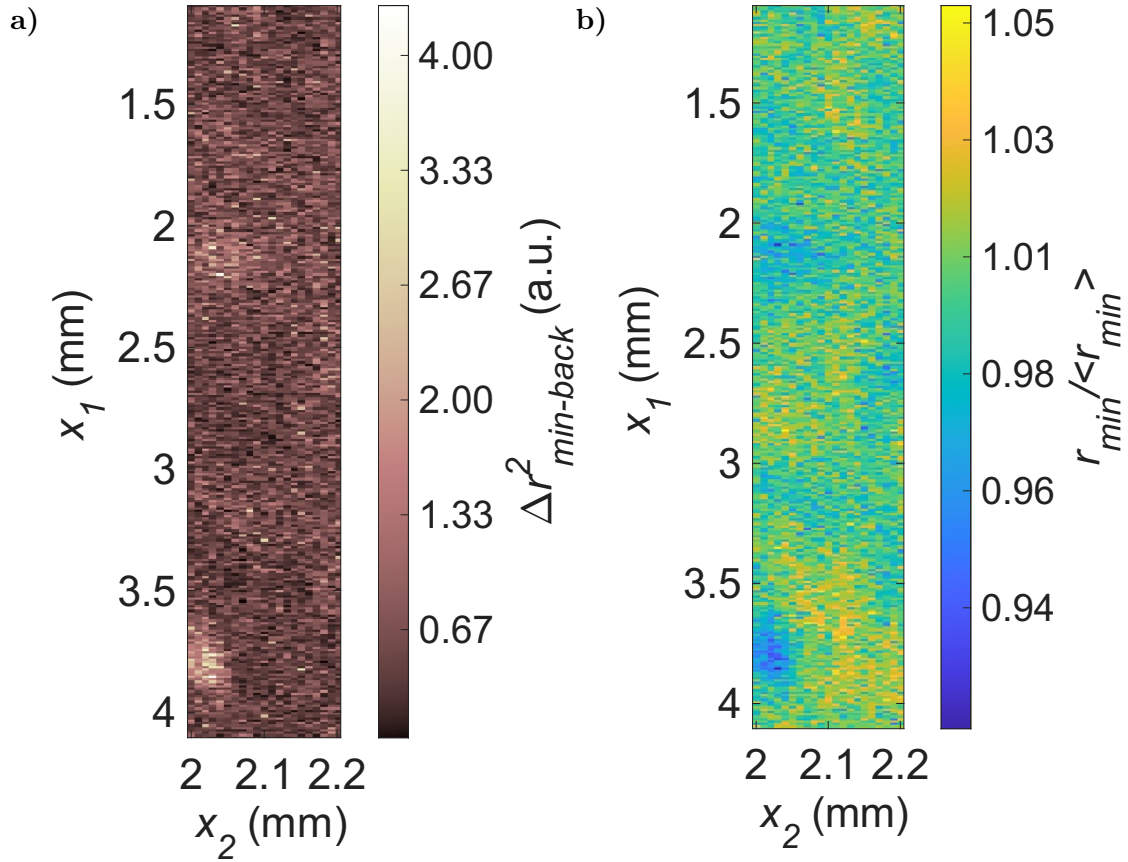


Abbildung 4.31: Direkter Vergleich der beiden wichtigsten Kontrast-gebenden Größen $\Delta r_{\min\text{-back}}^2$ und $r_{\min} / \langle r_{\min} \rangle$ für den Kontakt *jj0* innerhalb eines Scans bei einem Arbeitspunkt des THz-Emitters von 17.9 mA. Beide Kontraste sind in der Lage ein adäquates Bild der ausgesandten THz-Strahlung im Bereich des Fernfelds aufzulösen.

4.3 Nah-gekoppelte BSCCO-Stapel

Das vorliegende, letzte Auswertungskapitel befasst sich mit dem Hauptziel der Promotionsarbeit - die Vermessung und Diskussion der wechselseitigen Einflussnahme zweier miteinander, nah-gekoppelter BSCCO-Stapel in speziellen Bias-Strom-Konfigurationen. Hierbei stehen unter anderem finale Veränderungen und Optimierungsschritte am Tübinger Messaufbau (hierzu [Abbildung 3.2.3]) selbst, sowie auch die Auswertung und Interpretation der aufgenommenen Frequenzspektren im Vordergrund.

Dabei wird diejenige Probe in den Mittelpunkt gestellt, welche beiden nachfolgenden Anforderungen genügt. Die vormals schon im Jahre 2018 erdachten Messkonfigurationen zweier benachbarter THz-Emitter, wobei die Konfigurationen sich durch eine aktiv/aktiv-Konstellation bzw. eine aktiv/passiv-Konstellation beider involvierter BSCCO-Stapel auszeichnen. Demnach sollen jene BSCCO-Stapel individuell über ihre jeweils injizierten Bias-Ströme steuerbar sein und darüber hinaus im aktiven Betrieb THz-Strahlung emittieren, sodass eine potentiell gegenseitige Beeinflussung der Emissions-Charakteristiken analysiert werden könnte.

Auf der einen Seite steht die Phasensynchronisation beider benachbarter BSCCO-Stapel, sodass eine einzige Hauptfrequenz aus den kohärenten, emittierenden BSCCO-Stapeln detektierbar wäre, i.e. die sogenannte *Sync-Konfiguration*. Und auf der anderen Seite, namentlich die im weiteren Verlauf genannte *Meta-Konfiguration*, bei welcher der Einfluss eines aktiven, emittierenden BSCCO-Emitters auf eine unmittelbar danebenstehende, nicht-emittierende BSCCO-Kavität zu untersuchen sei.

Beide dieser fundamentalen Konfigurationen wurden via bolometrischer Detektion experimentell vermessen. Das dabei in den Strahlengang eingebrachte Interferometer in Form von zwei relativ zueinander beweglichen Lamellenspiegeln, diente zum Aufnehmen eines Spektrums und der Identifikation der Haupt- und Nebenfrequenzen.

Die nachfolgende dreigliedrige Kapitel-Unterteilung beginnt mit einem Überblick der untersuchten BSCCO-GBG-Probe mit typischen Charakteristiken und Messkurven wie $R(T)$ (Widerstands-Temperaturkurven) und IVEs (Bias-Strom, Spannung und die detektierte Emission).

Der Inhalt des zweiten Unterkapitels beschäftigt sich mit der Optimierung des Systems bezüglich der Spannungsstabilisierung, konstantem Hintergrundrauschen innerhalb des bolometrischen Emissionssignals und der generellen Datenakquirierung der im Experiment integrierten Messeinheiten.

Zuletzt folgt die Präsentation und Diskussion der aktuellsten Daten und Befunde der zwei bereits genannten Konfigurationen (*Sync/Meta*) im Rahmen der Erzeugung mutmaßlicher subharmonischer Frequenzen und Stabilitätsbedingungen höher Harmonischer derselben. Daran anknüpfend, soll das Beobachtete gegenüber gegenwärtigen physikalischen Themenkomplexen wie der parametrischen Modulation von sogenannten Raum-Zeitkristallen in Relation gesetzt werden.

4.3.1 Charakteristiken der untersuchten GBG Probe

Während der gesamten Promotionsdauer wurden verschiedene Designs und Proben entwickelt, alle mit dem Anspruch, sich als ideale Kandidaten, für das eigentliche Experiment der nah-gekoppelten THz-Emitter, hervorzuheben. Für die entscheidenden Messreihen wurde allerdings nur eine einzige Probe derart fertiggestellt, sodass die ursprünglich angedachten Mess-Konfigurationen final auch durchführbar waren. Obgleich weitere Proben, welche konzeptionell dafür geeignet wären, bereits gefertigt wurden, konnten aufgrund fehlender freier Zeitfenster und etwaigen Prozessanpassungen während der eigentlichen Messreihen, die geplanten Messkonfigurationen nur mit einem entlang der c-Achse halbierten BSCCO-Stapel (resultierend zu zwei BSCCO-Hälften) realisiert werden - für die weitere Untersuchung von zusätzlich final gefertigten und zerteilten Proben, war schlicht der verbliebene Zeitraum zu knapp bemessen.

In den folgenden Absätzen sollen die verschiedenen typischen Charakteristiken jener final gefertigten BSCCO-Probe (namentlich: GBG22_4) vorgestellt und möglichst komprimiert diskutiert werden. Zuallererst wird eine Probe auf ihre Supraleitung und die Qualität der elektrischen Kontakte hin untersucht. Dies wird üblicherweise mit einer Widerstandskurve gegen die absolute Temperatur erreicht. Anschließend werden bei unterschiedlichen Temperaturen die zwei BSCCO-Hälften auf das Vorhandensein von Bereichen innerhalb der IV-Charakteristiken, an welchen es zu einem bolometrisch messbaren Signal (Emission) kommt, untersucht. Dazu werden die IV-Kennlinien ausgefahren und zeitgleich Ausschau nach Ausschlägen im Bolometersignal gehalten. Zusammen ergeben das Bolometersignal und die Strom-/Spannungswerte die sogenannte IVE-Kennlinie, wobei das 'E' für Emission steht und im Plot selbst oftmals als farbkodierte Größe 'P' (engl. Power) auftaucht, cf. hierzu die Einführung in [Abbildung 2.9](#).

In [Abbildung 4.32](#) ist die kritische Temperatur T_c der Probe 'GBG22_4' am Wendepunkt des exponentiellen Anstiegs der Widerstandskurve zu entnehmen - bei ca. 92 K. Dieser Wert und die Form des exponentiellen Anstiegs, weisen wiederum auf einen optimal dotierten Kristall hin [\[82\]](#). Wie der Abbildung zu entnehmen, beträgt der Restwiderstand (respektive Kontaktwiderstand) lediglich $1.3 \, \Omega$ - bei einer Vierpunkt-Messung über einen Stapel im GBG-Design. So ein kleiner Wert lässt den Rückschluss zu, dass beim Aufdampfen des Schutzgoldes die Prozess-Bedingungen äußerst günstig lagen, und die vom Innern des Chips nach außen laufenden Elektroden-Bahnen, elektrisch gut verbundene Verbindungen darstellen.

Der exponentielle Anstieg hin zu kleineren Temperaturen zeigt außerdem, dass der gemessene Spannungsabfall mehrheitlich vom c-Achsenwiderstand herrührt - ein weiteres Qualitätsmerkmal von hoher Güte bezüglich der elektrischen Kontaktierung und des inneren Kristallaufbaus.

Aufgrund technischer Schwierigkeiten war es nicht möglich einen IVE-Plot der Probe, bevor diese in zwei Hälften geschnitten wurde, aufzunehmen. Es wäre durchaus interessant zu sehen, ob sich die zu untersuchenden Charakteristiken zum Beispiel im Frequenzspektrum verändern würden. Insbesondere die generelle Eigenschaft der Probe zu emittieren

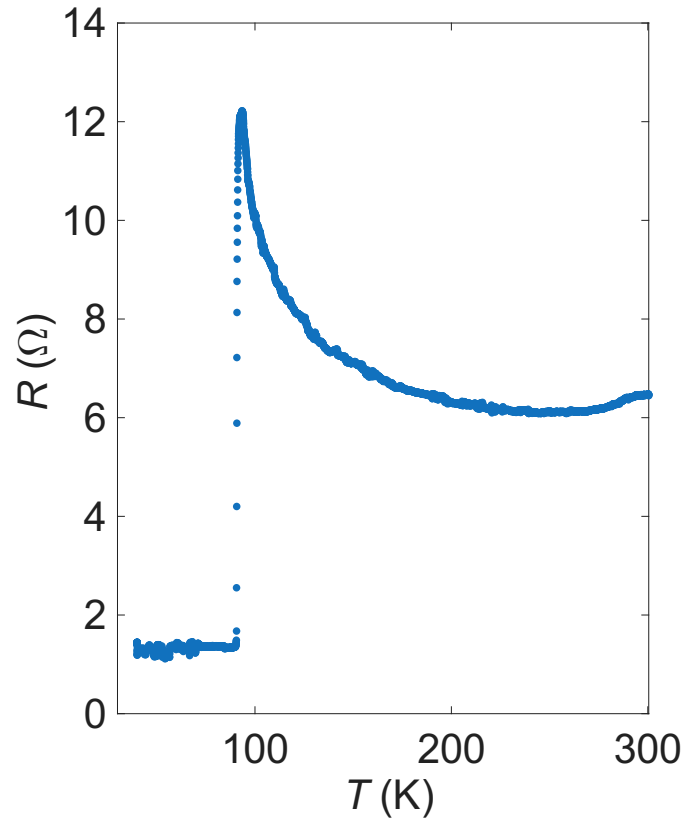


Abbildung 4.32: Temperaturkurve des elektrischen Widerstands R bei konstant angelegtem Bias-Strom, über die c-Achse verlaufend - Probenname: GBG22.4. Verbliebener Restwiderstand von ca. 1.3Ω .

in unterschiedlichen Bereichen ihrer IV-Kennlinie, könnte so genauer untersucht bzw. bewertet werden. Es ist aber mindestens davon auszugehen, dass implantierte Ga-Ionen (ausgehend vom Prozess des Schneidens mithilfe eines fokussierten Ionen-Strahls; FIB) in oberen BSCCO-Schichten zu einer Degradierung in der Nähe des Schnitts führen können; im weiteren Verlauf wird dieser Aspekt nochmals diskutiert werden.

Der ursprüngliche BSCCO-Stapel (lateral $330 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$) (GBG-Design) wurde nun in zwei Hälften geschnitten, cf. schematisch in [\[Abbildung 3.4\]](#); mit einem möglichst schmalen Spalt entlang der Breite (kürzere Seite) der rechteckigen Proben-Geometrie. Die Höhe bzw. Dicke in c-Richtung (c-Achse des Kristalls) beträgt bei diesem Stapel ca. 800 nm. Dieser Wert kann mithilfe der Ätzzraten aus der Ar-Ionen-Ätzanlage grob geschätzt werden. Ausgehend von der typischen Dicke von 1.5 nm der intrinsischen Josephson-Kontakte, lässt sich so die maximale Anzahl der intrinsischen Josephson-Kontakte auf ca. 530 angeben. Die so nach dem Schnitt zwei erhaltenen BSCCO-Hälften besitzen final jeweils die lateralen Abmessungen von ungefähr $165 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$.

In [Abbildung 4.33] sind zwei der angesprochenen IVE-Kennlinien desselben Datensatzes gezeichnet, wobei der Plot im Abbildungsteil b) mit subtrahiertem Kontaktwiderstand gezeichnet ist. So scheint es ersichtlicher, dass sich der komplette Stapel an intrinsischen Josephson-Kontakten bis zu einem gewissen Schwellenwert im supraleitenden Zustand befand (ca. 17 mA) und ab dann erste IJJs anfangen resistiv zu werden, i.e. in den resistiven Zustand übergingen. Erst bei einem ausreichend hohen Bias-Strom von ca. 25 mA geht der komplette Stapel, mit mutmaßlich allen darin befindlichen intrinsischen Josephson-Kontakten, in den resistiven Zustand über; und es bildet sich die für diese Art von Supraleiter typische äußerste Kurve aus - mit einer sogenannten 'Nase', welche die IV-Kennlinie in zwei Bereiche unterteilt.

Unterhalb des Spannungsmaximums ('Nasenspitze') im low-bias Bereich, emittiert die Probe mit einer bolometrisch gemessenen Leistung von maximal 7 nW; bei einer Spannung von 0.36 V. Angenommen, dass alle zur Verfügung stehenden IJJs synchron an der Emission beteiligt sind, kann mithilfe der Josephson-Relation eine Frequenz von ca. 350 GHz angegeben werden. Der so errechnete Wert liegt im Bereich der im Verlauf der Arbeit mithilfe des Interferometers gemessenen Frequenzen - somit kann davon ausgegangen werden, dass der überwiegende Teil aller im BSCCO-Stapel vorhandener intrinsischer Josephson-Kontakte zur Emission beitrug.

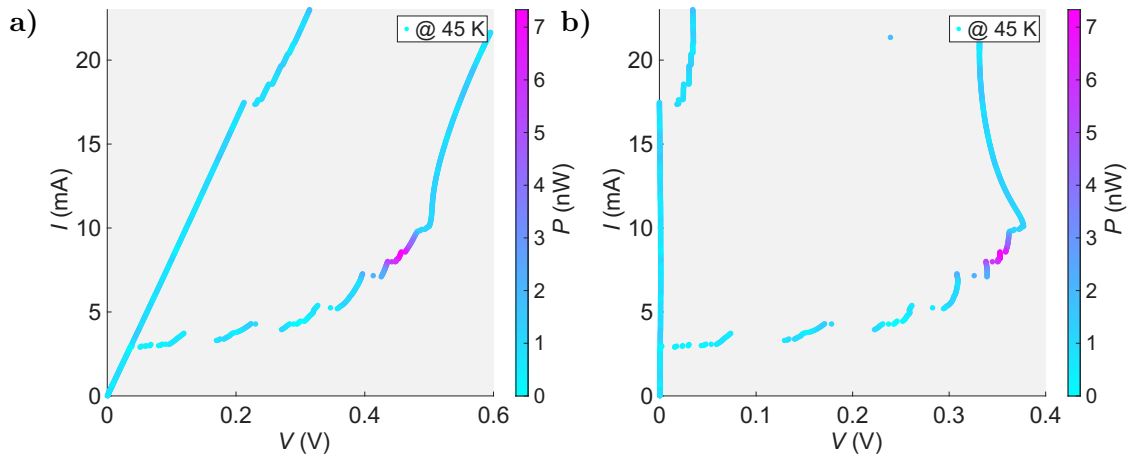


Abbildung 4.33: IVE-Plot einer Hälfte des BSCCO-Stapels *b* der Probe GBG22.4 bei ca. 45 K. Die BSCCO-Hälfte selbst emittiert hierbei nur im low-bias Bereich. a) zeigt die Rohdaten und b) zeigt denselben Datensatz allerdings mit subtrahiertem Kontaktwiderstand; supraleitender Ast bei $V = 0$.

Zusätzlich zu der Emission im low-bias Bereich, könnten die beiden Hälften auch im high-bias Bereich emittieren, i.e. der Bereich oberhalb des maximalen Spannungswertes in Teilbild b) in [Abbildung 4.33]. Im Falle vorhandener Emission im high-bias Bereich, könnte dies das Experiment durchaus bereichern, da aufgrund der variablen Position des Hotspots, sich die Frequenzen zum Beispiel leichter durchstimmen ließen und somit

potentielle Synchronisierungs-Mechanismen zwischen den beiden nah-gekoppelten BSCCO-Hälften zur Verfügung stünden, cf. die Josephson-Vortex-Dynamik in der verfügbaren Kavität - [Kapitel 2.2.1](#). Hin und wieder findet man bei GBG-Proben Emission sowohl im low-bias Bereich wie auch im high-bias Bereich - nur treten diese zum Teil nur bei gewissen Badtemperaturen auf.

Das Durchstimmen der Badtemperatur bei fix eingestelltem Strom, stellt eine wichtige Vorcharakterisierung dar. Ziel der nachfolgenden Messung war es, herauszufinden, ob es Hinweise im Bolometersignal auf vorhandene Emission im high-bias Bereich geben könnte. Erfahrungsgemäß stellt man die Probe auf einen Arbeitspunkt im high-bias Bereich ein und regelt die Temperatur mit einem Heizelement hin zu höheren Werten und beobachtet dabei das Spannungssignal des Bolometers auf etwaige Spannungsspitzen. Taucht solch ein Signal auf, kann mit der dazugehörigen fest eingestellten Badtemperatur routinemäßig eine IVE-Charakteristik aufgenommen werden, um somit einen möglicherweise weiteren Emissionsbereich 'aufzudecken'.

[\[Abbildung 4.34\]](#) plottet das Bolometersignal V_{lockin} in Abhängigkeit der Badtemperatur - die Messdiode zur Bestimmung der Badtemperatur sitzt hierbei direkt im Kaltfinger, welcher aus massivem Kupfer besteht. Das Inset zeichnet die dazu aufgenommenen Spannungsverläufe der zwei BSCCO-Hälften versus der veränderten Badtemperatur. Bei konstantem Temperaturgradienten erhöht sich nun die Badtemperatur mittels justierter PID-Regelung ausgehend von 7 K auf bis zu 70 K.

Die jeweiligen Spannungen (und damit ferner auch die Arbeitspunkte) verringern sich mit ansteigender Temperatur um bis zu 100 mV. Dies rührt in erster Linie daher, dass der c-Achsenwiderstand bei steigender Temperatur sinkt und die somit konstant eingestellte Stromquelle einen geringeren Spannungsabfall über die Proben erzeugt. Das Bolometersignal ist direkt proportional zu der Temperaturdifferenz ΔT , gemessen zwischen der Referenz-Temperatur (in diesem Fall die des optischen Zerhackers, engl. Chopper) und der Hintergrund-Temperatur (inklusive des eigentlichen Signals vom emittierenden BSCCO-Stapel). Steigt nun letztere an, sorgt dieser Anstieg für eine kleiner werdende Differenz zwischen den beiden Bezugswerten und das Ausgangssignal verringert sich (trotz der steigenden Temperatur).

Allerdings kommt es im gezeigten Plot zu keinem nennenswerten Peak/Dip bzw. Ausschlag, sodass angenommen werden muss, dass die vorliegende Probe höchstwahrscheinlich nur im low-bias Bereich ausreichend detektierbare Emission aufzuweisen scheint.

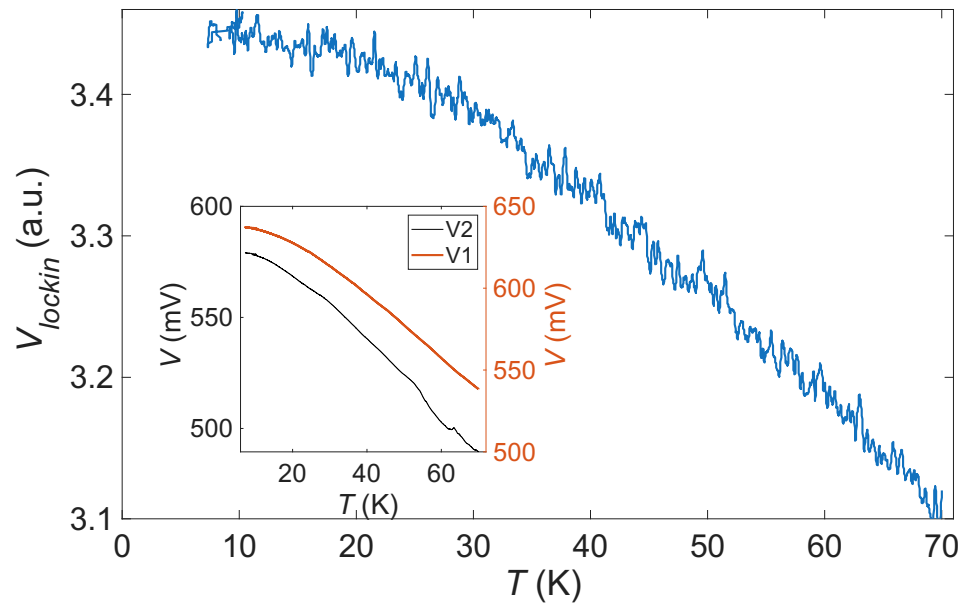


Abbildung 4.34: Temperaturkurven zwischen 7 und 70 K des Bolometersignals V_{lockin} und die beiden Spannungen $V1$ bzw. $V2$ über die im high-bias Bereich gesteuerten BSCCO-Hälften, cf. Inset.

4.3.2 Optimierungen des Messaufbaus

Dieses Unterkapitel beschäftigt sich zum einen mit dem generellen Spannungsverhalten, das über die BSCCO-Stapel während einer Spektrumsaufnahme gemessen wurde; zeigt diverse Optimierungsschritte am Interferometer selbst und den entstandenen Kompromiss bei der Datenakquirierung bezogen auf die Messzeiten und die damit einhergehende Frequenzauflösung. Dies war nötig, damit das angestrebte Ziel der Daten-Mittelung über mehrere Frequenzspektren hinweg, so effizient wie möglich realisiert werden konnte.

Spannungs-Charakteristiken

Dieser Abschnitt vermittelt eine kurze Übersicht über die Probleme der Spannungsstabilität und dem damit einhergegangenen Einbußen aufseiten des Emissionssignals, sowie etwaige Lösungsansätze zur Stabilisierung der eingestellten Arbeitspunkte werden weiter aufgeführt.

Ursprünglich wurden die zwei Spannungen V1 und V2 der jeweiligen BSCCO-Stapel über einen Vorverstärker aufgenommen, wie in [\[Abbildung 4.35\]](#) gezeichnet - mit einem Verstärkungsfaktor von 1 und einer kleinen Zeitkonstante (als Integrator wirkend). Das linke Bild a) zeigt die beiden bereits erwähnten Spannungen, aufgetragen über die Messzeit eines aufgenommenen Emissions-Spektrums - in diesem Fall benötigte der Messvorgang ca. 10 Minuten zur Aufnahme des Spektrums. Im rechten Plot b) wird die dazugehörige Fourieranalyse (diskrete Fouriertransformation) als einfaches Amplitudenspektrum zu den zwei Spannungen berechnet.

Die hier im Spannungsbild auftretenden Oszillationen generieren einige Amplitudenspitzen im Frequenzspektrum und stellen eine Störquelle dar, insbesondere nahe der DC-Komponente des Spektrums, als auch hin zu 'höheren' Frequenzwerten, i.e. > 0.3 Hz.

Nach dem Entfernen des Vorverstärkers, bildet sich ein vergleichbares Rauschlevel von 20 - 50 μV aus, allerdings mit weniger deutlich ausgeprägten Oszillationen, wie dem Plot a) in [\[Abbildung 4.36\]](#) zu entnehmen ist. Im Zeitbereich findet sich außerdem ein Spannungssprung bei beiden Spannungskurven V1 bzw. V2 zum jeweils selben Zeitpunkt. Im rechten Plot b) wird deutlich, dass dieser Spannungssprung im DC-Teil des Frequenzspektrums einen signifikanten Beitrag darstellt. Zusätzlich stellen sich äquidistante Amplitudenspitzen als Harmonische ein, welche ihrerseits in den mittleren bis höheren Frequenzanteilen vorkommen.

Auch die dazugehörigen IVE-Plots⁶ in [\[Abbildung 4.37\]](#) zeigen eindeutig, dass es zu einer Häufung der Spannungswerte hin zu höheren Werten gekommen ist - für V1 der linke Teil a) und V2 den rechten Teil b) innerhalb der gezeigten Abbildung. Begleitet werden diese 'Sprünge' - hin zu höheren Spannungen - mit einem gemessenen Emissionssignal R_{lock} , welches nahezu verschwindet - wie den jeweiligen Farbkodierungen, die der Amplitude R_{lock} des Lock-in-Verstärkers entsprechen, zu entnehmen sind. Auch wenn

⁶Hier mit dem Vektorsignal R_{lock} des Lock-in-Verstärkers als Emissionssignal.

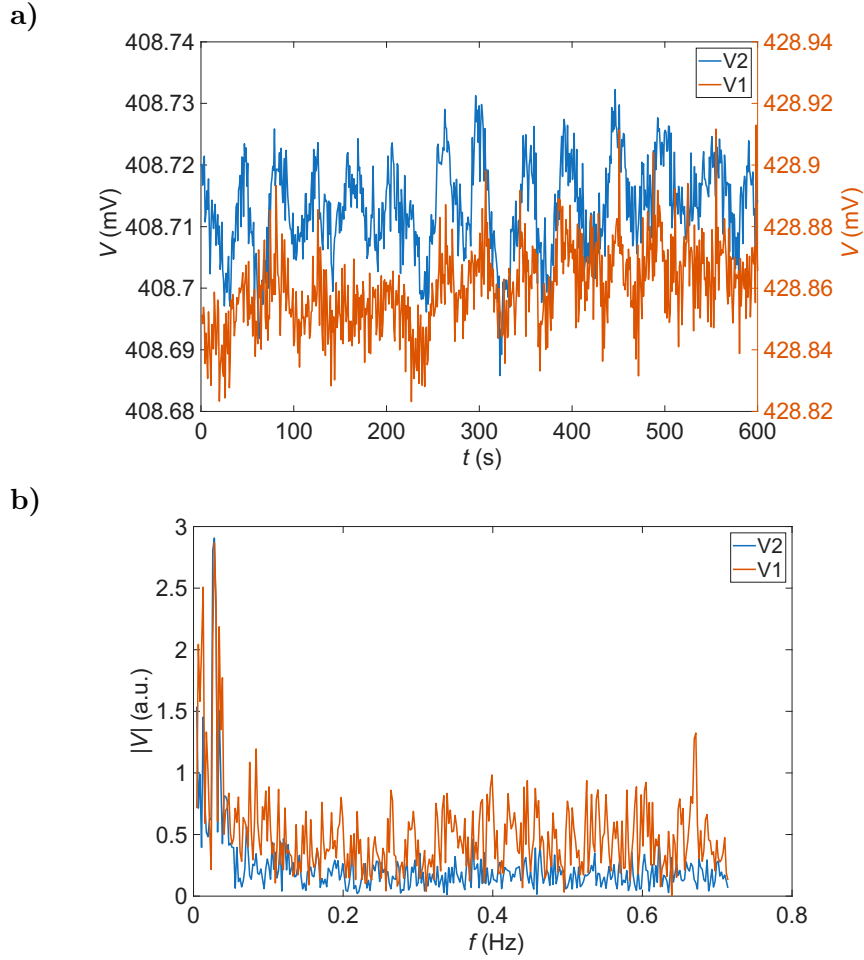


Abbildung 4.35: Individuell angesteuerte BSCCO-Emitter mit den Stapel-Spannungen V1 und V2 versus der gemessenen Zeit t in Teilbild a); das dazugehörige Amplitudenspektrum zum jeweiligen Zeitbereich t mit der sich daraus ergebenden Frequenz f im unteren Abschnitt b).

diese Spannungssprünge nicht sonderlich groß ausfallen, verursachen solch plötzlich auftretende Spannungsänderungen eine Instabilität beim Messvorgang und dem Versuch die jeweilige Emission aufrecht zu erhalten - schließlich, die vorliegende Konfigurationen adäquat zu vermessen bzw. genauer analysieren zu können. Ob diese auftretenden Unregelmäßigkeiten nun durch Zufall, oder durch systematische Einflüsse geschahen; der Messaufbau sollte generell robuster gegenüber potentiellen Störungen aufgestellt sein. Dabei kann zur Stabilisierung der Arbeitspunkte zum einen die Spannung selbst nachgeregelt werden - mit Hilfe sogenannter 'Ladelinien' (engl. load lines); und zum anderen ist es möglich die Zeit zum Aufnehmen eines einzelnen Spektrums zu verringern und über Frequenzspektren desselben Arbeitspunktes zu mitteln. Dadurch verbessert sich

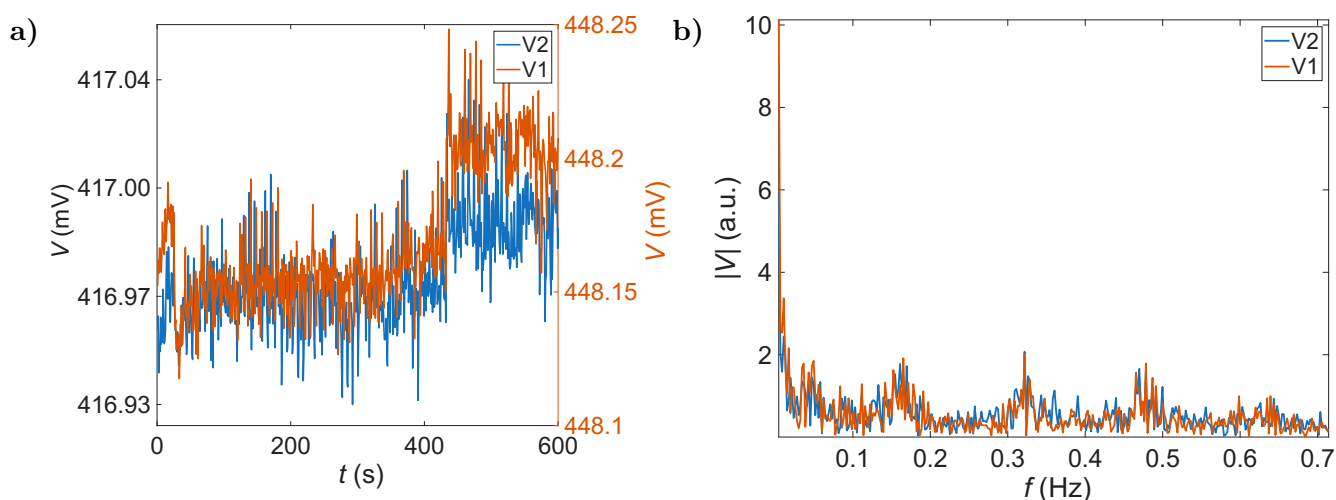


Abbildung 4.36: V1 und V2 im Zeitbereich (a); dazugehöriges Amplitudenspektrum (b).

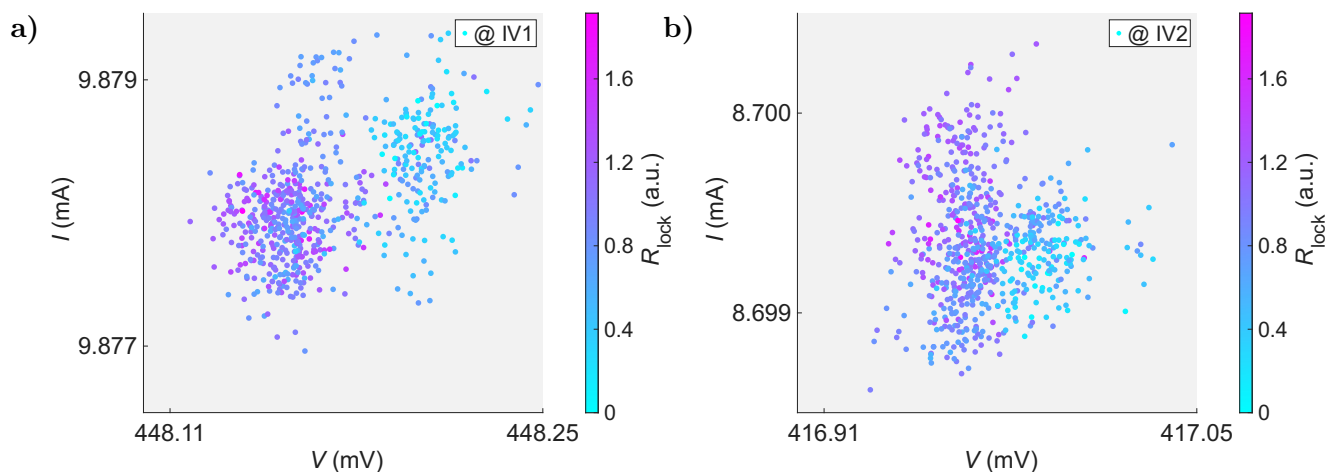


Abbildung 4.37: IVE-Plot: Spannungshäufungen mit Emission und ohne für V1 im linken Plot (a); analog beobachtbar für V2 im rechten Teilbild (b).

unter anderem das Signal-Rausch-Verhältnis und der Vergleich zwischen Einzelspektren und dem gemittelten Spektrum erleichtert so die Überprüfung *relevanter Signale*. In der abschließenden Diskussion rund um im Spektrum 'echter' und 'unechter' Signale wird dieser Aspekt später im Kapitel eingehender diskutiert werden.

Ein IVE-Plot eines aufgenommenen Spektrums mit integrierter Ladelinie ist der [Abbildung 4.38] zu entnehmen. Die hier aufgenommene 'Meta-Konfiguration' zeigt den BSCCO-Stapel mit der gemessenen Spannung V_1 als aktives, emittierendes Element (cf. a)), und die benachbarte Hälfte mit der Spannung V_2 als passives, aber im supraleitenden Ast befindlichen Elements; mit angelegtem Bias-Strom $I \ll I_c$ (cf. b)). Beide Plots greifen auf dieselbe Farbkodierung zurück, i.e. dasselbe Bolometersignal R_{lock} .

Man erkennt in Teilbild a) der Abbildung eindeutig den reziproken Trend des parallel eingebrachten Widerstands von $100 \, \Omega$. Hierbei regelt diese virtuelle 'Spannungsquelle' bei Spannungsschwankungen der realen Stromquelle gewissermaßen den Arbeitspunkt nach, sodass bei einem ungewollten Spannungsdrift über die Probe selbst - der so vormals eingestellte Arbeitspunkt relativ konstant gehalten werden kann. Diese gegenseitige Beeinflussung der beiden Spannungsquellen dient bei der Aufrechterhaltung der Emission und des somit aufgenommenen Bolometersignals. Wie den Daten innerhalb der IVE-Plots zu entnehmen ist, die Emission bleibt über die verschiedenen Spannungswerte (ca. $500 \, \mu\text{V}$) weiterhin bestehen.

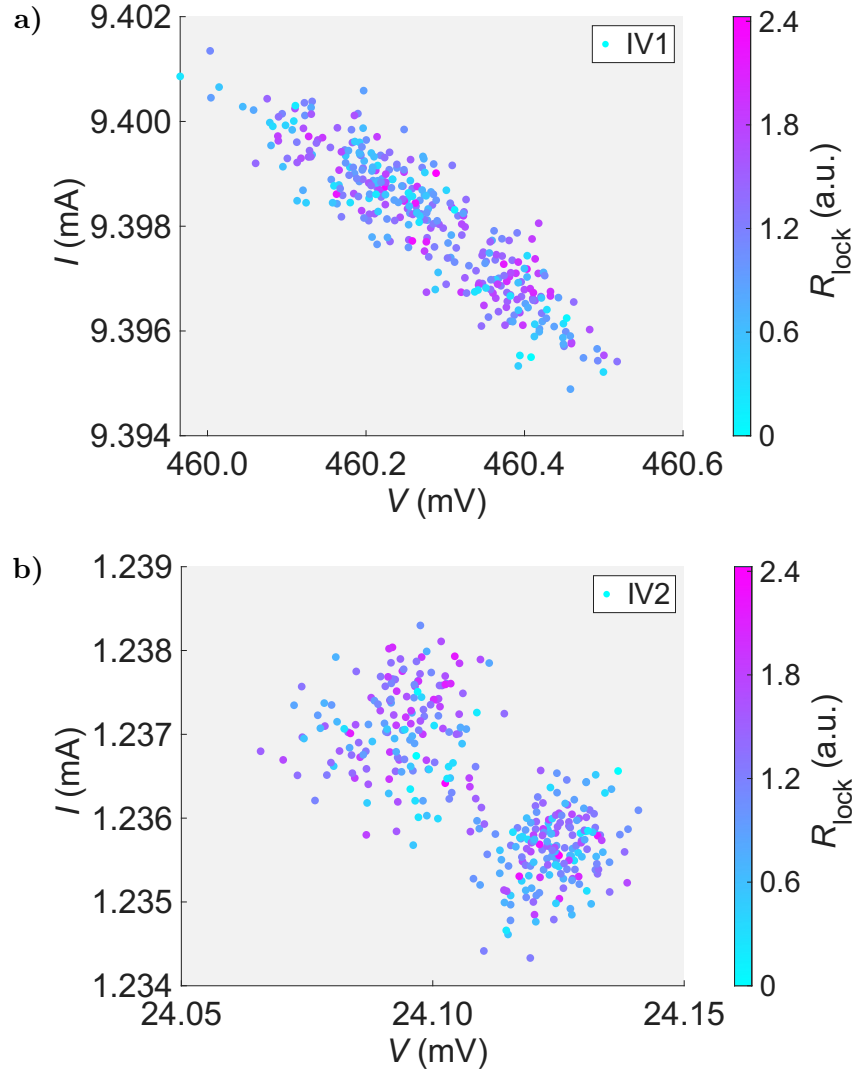


Abbildung 4.38: IVE-Kennlinien eines Spektrums in der sogenannten Meta-Konfiguration (aktiv/passiv). Mit eingebauter Ladelinie in den Stromkreislauf der aktiven, emittierenden Hälfte, Teilbild a); passive, nicht-emittierende BSCCO-Hälfte in b). Die Emissionsdaten aus R_{lock} werden von beiden Plots geteilt, der Beitrag positiver Emission rührt allerdings nur von der BSCCO-Hälfte mit der Kennlinie IV1 her.

Anpassungen an Spiegel-Schrittweite und die Datenakquirierung

Das vorliegende Unterkapitel adressiert die finalen experimentellen Anpassungen für eine günstigere Datenakquirierung der zu vermessenden Konfigurationen, i.e. 'Meta-Konfiguration' sowie die 'Sync-Konfiguration' - wie bereits in den vorangegangenen Kapiteln angedeutet. Es sei angemerkt, dass für alle nachfolgenden Frequenzspektren nur das einfache Amplitudenspektrum berechnet worden ist (mithilfe einer diskreten Fourier-Transformation). Zur Konvertierung der Ausgangsspannung des Bolometers, und dem damit verknüpften Vektorsignal des Lock-in-Verstärkers, zu einer Strahlungsleistung, wird nun fortan ein Skalierungsfaktor von 125 mW/V verwendet.

Ziel dieser Maßnahmen, bezogen auf die Messparameter des Aufbaus, war es, dass zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses (SNR) mehrere vergleichbare Spektren untereinander gemittelt werden konnten. Dafür war es unter anderem notwendig die totale Messzeit eines Einzelspektrums zu verringern; und gleichzeitig das Auftauchen von Störanteilen/Instabilitäten in Einzelspektren zu minimieren.

[Abbildung 4.39] zeichnet im Inset das Bolometersignal über eine Dauer von ca. 10 Minuten im Zeitbereich, wobei V_{lockin} dem Ausgangs-Spannungssignal (Rohdatensatz) des Lock-in-Verstärkers entspricht. Nach ungefähr der Hälfte der vergangenen Messzeit, gibt es offenbar einen Spannungssprung hin zu höheren Werten; das anfangs gemessene, wellenförmige Interferenzmuster scheint nun im Rauschen unterzugehen. Nun ist dieses höhere Spannungsniveau (Rauschniveau) gleichzusetzen mit dem Hintergrundsignal, das vom Bolometer aufgenommen wird - die Probe hört hier wahrscheinlich auf zu emittieren. Wie bereits erwähnt worden ist, rührt dieser Anstieg der Ausgangsspannung des Bolometers vordergründig daher, dass die Temperaturdifferenz ΔT bezogen auf die Referenztemperatur des Choppers größer ausfällt, wenn die am Sensor einkoppelnde THz-Quelle keinen Wärmeeintrag mehr erzeugt.

Im Bild der IV-Charakteristik der Probe bedeutet dies einen *Sprung* von einem emittierenden Ast im low-bias Bereich hin zu einem weiter innen liegenden Ast, mit scheinbarem Verlust des zuerst beobachteten detektierten Signals.

Das dazugehörige Frequenzspektrum (FFT) in [Abbildung 4.39] lässt einen sichtbaren Einfluss des Sprungs, als großen niederfrequenten Anteil (nahe DC), erkennen. Wiederum erschweren Harmonische jener Störanteile allgemein die Identifizierung höherfrequenter Signale. Werden dagegen die beiden Bereiche aus dem Signalverlauf vor bzw. nach dem *Sprung* in [Abbildung 4.39] unabhängig voneinander ins Frequenzspektrum überführt ([Abbildung 4.40]), so lässt dies für den Teil der ungestörten Emission - innerhalb der ersten 5 - 6 Minuten in Teilbild a) - eine fundiertere Beurteilung des Hintergrundsignals und der unmittelbaren Umgebung um das Hauptsignal zu. Im deutlich gestörten Spektrum in Teilbild b), erscheint es schwieriger, das Hauptsignal wesentlich vom Hintergrund isoliert zu betrachten; dennoch zeigt sich, dass es nicht gänzlich verschwunden ist, sondern annähernd 40 % der ursprünglich aufgenommenen Intensität übrig geblieben sind.

Die in [Abbildung 4.40] gezeigten Daten beziehen sich auf die ersten Spektren der innerhalb dieses Kapitels vorgestellten Messungen. Hierbei summierte sich die totale Messzeit

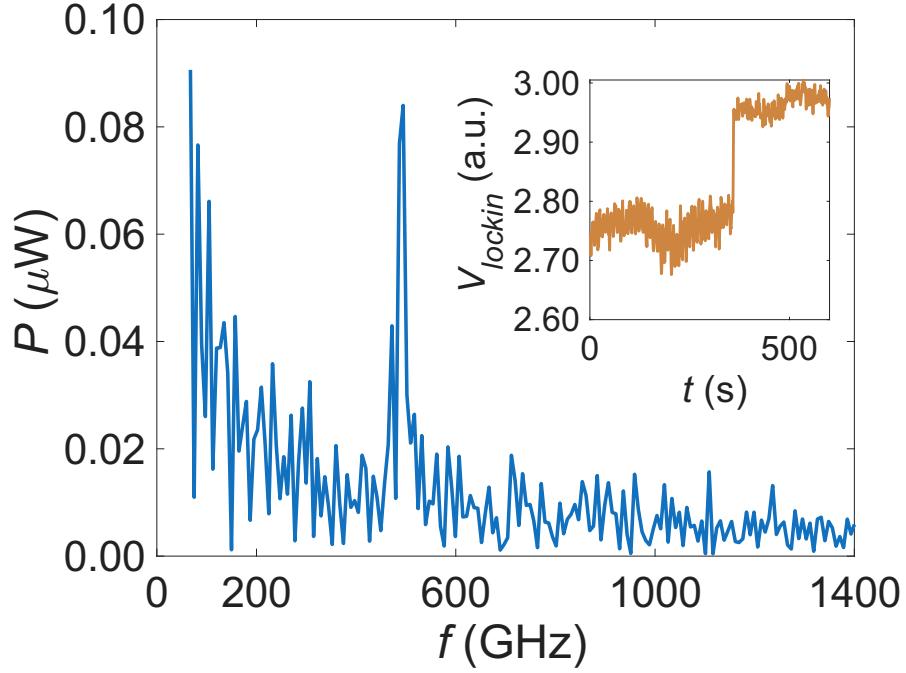


Abbildung 4.39: Stark gestörtes Frequenzspektrum verursacht durch den instabilen Arbeitspunkt der BSCCO-Probe mit Hauptfrequenz f_{main} bei ca. 494 GHz; DC-Anteil wurde weggelassen, da dieser das Signal um ein Vielfaches überragen würde. Das Inset zeichnet das Spannungssignal V_{lockin} über die gesamte Dauer t einer Aufnahme eines Spektrums mit abrupten Spannungssprung und einhergehendem Emissionsverlust der Probe.

auf ca. 10 Minuten bis es zur Fertigstellung eines einzelnen Spektrums gekommen worden war. Diese Messzeit ergibt sich aus den unterschiedlichen Parametern wie der Anzahl an beteiligten Samples von 30 000 bei einer Sampling-Rate von 100 kHz, und einer Schrittweite der Lamellen-Spiegel von ungefähr 30 μm . Zusammengenommen erhält man so eine Verweildauer von ca. 1 Sekunde jedes einzelnen Arbeitsschritts, i.e. die sogenannte 'DAQ-write-read-loop-time' - t_{daq} .

Um also mehrere Spektren in kürzeren Zeitabständen aufnehmen zu können, kann zum einen die totale Messzeit für einzelne Spektren verkürzt werden, indem lediglich zwei Messparameter angepasst werden.

Aufseiten der Lamellen-Spiegel des Interferometers wiederum, eine größere Schrittweite pro Arbeitsschritt - dabei berücksichtigt, dass die aufzulösende Wellenlänge der ankommenden THz-Signale von ca. 600 μm noch einigermaßen adäquat abgetastet und aufgelöst werden. Hierbei wird eine Auflösung von ungefähr einem Zehntel der genannten Wellenlänge als hinreichend präzise angenommen - wie im Nachfolgenden detaillierter erläutert werden wird.

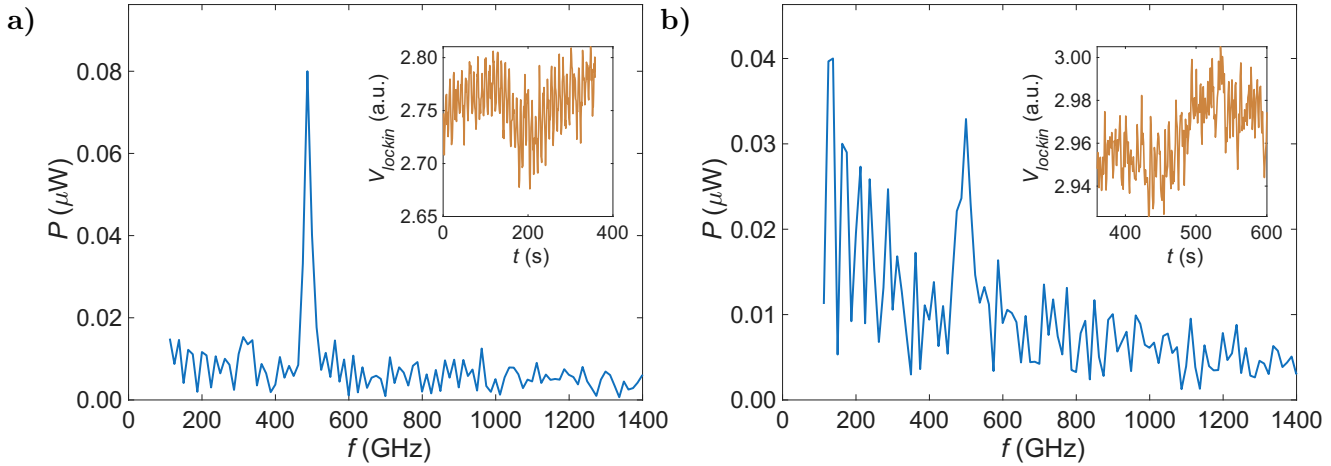


Abbildung 4.40: Aufgeteilte Frequenzspektren in Abschnitt a) vor bzw. in Teil b) nach dem Sprung im Signalverlauf des in [Abbildung 4.39] gezeichneten Lock-In Signals. In b) ist weiterhin die Hauptfrequenz beobachtbar, wenngleich mit signifikant verminderter Leistung im Vergleich zu Teilbild a).

Die Anhebung der Schrittweite der Lamellen-Spiegel auf $60 \mu\text{m}$ und das Verringern der Dauer (t_{daq}) eines internen Prozessschleifen-Schritts (bzw. Arbeitsschritts) auf 100 ms, gleichzeitig bei einer geringeren Anzahl an Samples, führt letztendlich zu mehr als einer Halbierung der Messzeit eines einzelnen Spektrums - d.h. von ursprünglich 10 auf unter 5 Minuten. Bezogen auf die Auflösung der im Frequenzspektrum vorkommenden 'Linienbreiten' der ausgesandten THz-Signale, ist es so nicht möglich plausible Aussagen zu tätigen und diese mit typischen Werten von ca. 500 MHz im low-bias Bereich gegenüberzustellen, vergleiche hierzu [39].

Allerdings sei hier angemerkt, dass wenn mehrere Hauptfrequenzen f_{main} beieinander liegen, so dass sie mit einer Frequenzauflösung von ca. 9 GHz gerade noch unterscheidbar sind, diese typischerweise nicht durch eine abrupte Spannungsänderung über den BSCCO-Stapel herrühren können. Dies wird klarer an einem Beispiel, wenn die angenommene Frequenzverschiebung von 9 GHz (also das eingestellte Auflösungslimit) in einen Spannungsbeitrag im mV-Bereich resultiert - für Stapel aus hunderten, emittierenden IJJs. Die Spannungen über ganze Stapel zeigen allerdings typischerweise Schwankungen kleiner $100 \mu\text{V}$, was wiederum einer Frequenzverschiebung von ungefähr 80 MHz entspräche.

Insbesondere weisen die Frequenzen, gerade im low-bias Bereich, eine quasi-Diskretisierung auf und sind nur bedingt durchstimmbar, im Gegensatz zum high-bias Bereich, welcher aufgrund des inhärenten Hotspots eine variable Geometrie der Resonanz-Kavität aufweist.

Nun könnte man nah-gelegene Frequenzspitzen ($\pm 20 \text{ GHz}$) zum Beispiel dadurch erklären, dass inhomogen verteilte Spannungen über einen BSCCO-Stapel existieren und

4 Datenanalyse und Diskussion

daraus resultierend, voneinander getrennte Bereiche aus synchron laufenden IJJs sich ausbilden.

[Abbildung 4.41] zeigt ein solches Spektrum einer Sync-Konfiguration mit den bereits übernommenen Anpassungen der Datenakquirierung. Es sind 3 Hauptfrequenzen zu erkennen, wobei 2 der Frequenzen, 433 GHz bzw. 418 GHz, nah beieinander liegen - diese sind einer gemeinsamen Hälfte zuzuordnen. Der dritte Peak befindet sich bei 471 GHz und ist dem benachbarten Stapel zuzuordnen.

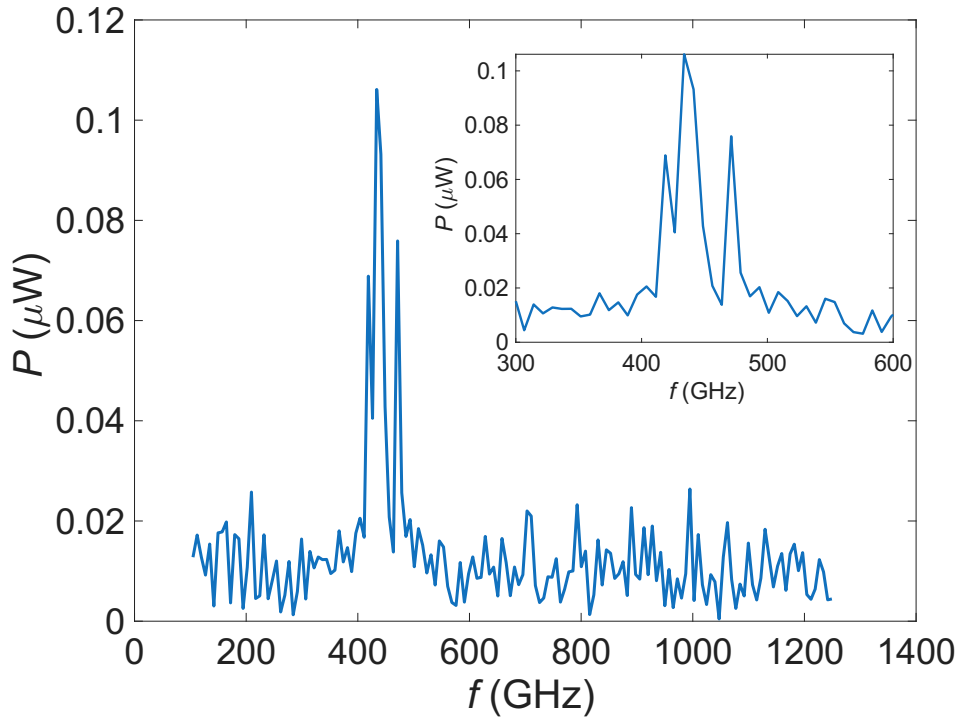


Abbildung 4.41: Frequenzspektrum einer Sync-Konfiguration (aktiv/aktiv) - beide BSCCO-Stapel emittieren mit jeweils einer Hauptfrequenz. Einer der emittierenden Stapel zeigt eine weitere Frequenz, vermutlich durch eine asymmetrische Spannungsverteilung über die Stapelhälfte selbst. Das Inset zeigt die Vergrößerung auf die drei relevanten Peaks im relevanten Wertebereich.

Die gezeichneten Plots in [Abbildung 4.42] zeigen jeweils gemittelte Frequenzspektren über 5 (in Teil a)) bzw. 7 (in Teil b)) einzeln aufgenommene Messreihen zum jeweils konstant eingestellten Arbeitspunkt. Die aufgetragene Amplitude P_{avg} ist indiziert worden mit der Abkürzung 'avg' für 'average' - eine Vergrößerung der relevanten Signale ist den entsprechenden Insets zu entnehmen. Es handelt sich bei der Messkonfiguration jeweils um eine Sync-Konfiguration mit zwei emittierenden BSCCO-Hälften eingestellt auf einen Arbeitspunkt, welcher a priori unverändert über die Einzelspektren blieb. Auf-

fallend ist jedoch, dass innerhalb des Plots in Teil a) mehrere Frequenzen auftauchen - hier sprang die Spannung während der Messreihen auf ein anderes Niveau, was wiederum eine von dem ursprünglich eingestellten Arbeitspunkt unterschiedliche Frequenz zur Folge hatte. Beide gemittelten Frequenzspektren weisen allerdings einen homogenen Hintergrund auf und ermöglichen so erst die Identifizierungen von Nebenfrequenzen, i.e. eventuell auftretende Frequenzspitzen, wie Subharmonische oder Harmonische neben den resultierenden Hauptfrequenzen aus den jeweils konstant gehaltenen Arbeitspunkten der emittierenden BSCCO-Hälften.

Im Gegensatz zum Teilbild a) treten dazu im Bild-Abschnitt b) deutlich 2 Hauptfrequenzen über dem Untergrund hervor - hier blieben die Einzelspannungen konstant über die gesamte Messreihe der sieben aufgenommenen Einzelspektren hinweg. Vermutlich half hierbei auch eine konstante Badtemperatur dabei, dass die c-Achsen-Widerstände der einzelnen BSCCO-Hälften und schließlich jene Arbeitspunkte, elektrisch stabil gehalten werden konnten.

Es sei hier direkt angemerkt, dass um typischerweise in den low-bias Bereich zu gelangen die Probe zuerst in den 'heißen' high-bias Bereich angefahren wird. Erst danach 'fährt' man typischerweise entlang des äußersten Astes über die 'Nase' hin zu kleineren Spannungswerten in den low-bias Bereich, wo das Joulesche Heizen wesentlich geringer ausfällt - der von der Temperatur abhängige elektrische Widerstand kann sich so über einen gewissen Zeitraum ändern und für einen variierenden Spannungsabfall über die Probe sorgen. Sollte es dennoch vorgekommen sein, dass der Arbeitspunkt der Probe auf einen der inneren Äste sprang, so konnte nicht garantiert werden, durch das erneute 'Hin- und Herfahren' auf der IV-Kennlinie den vormals eingestellten Arbeitspunkt zu triggern bzw. einzustellen.

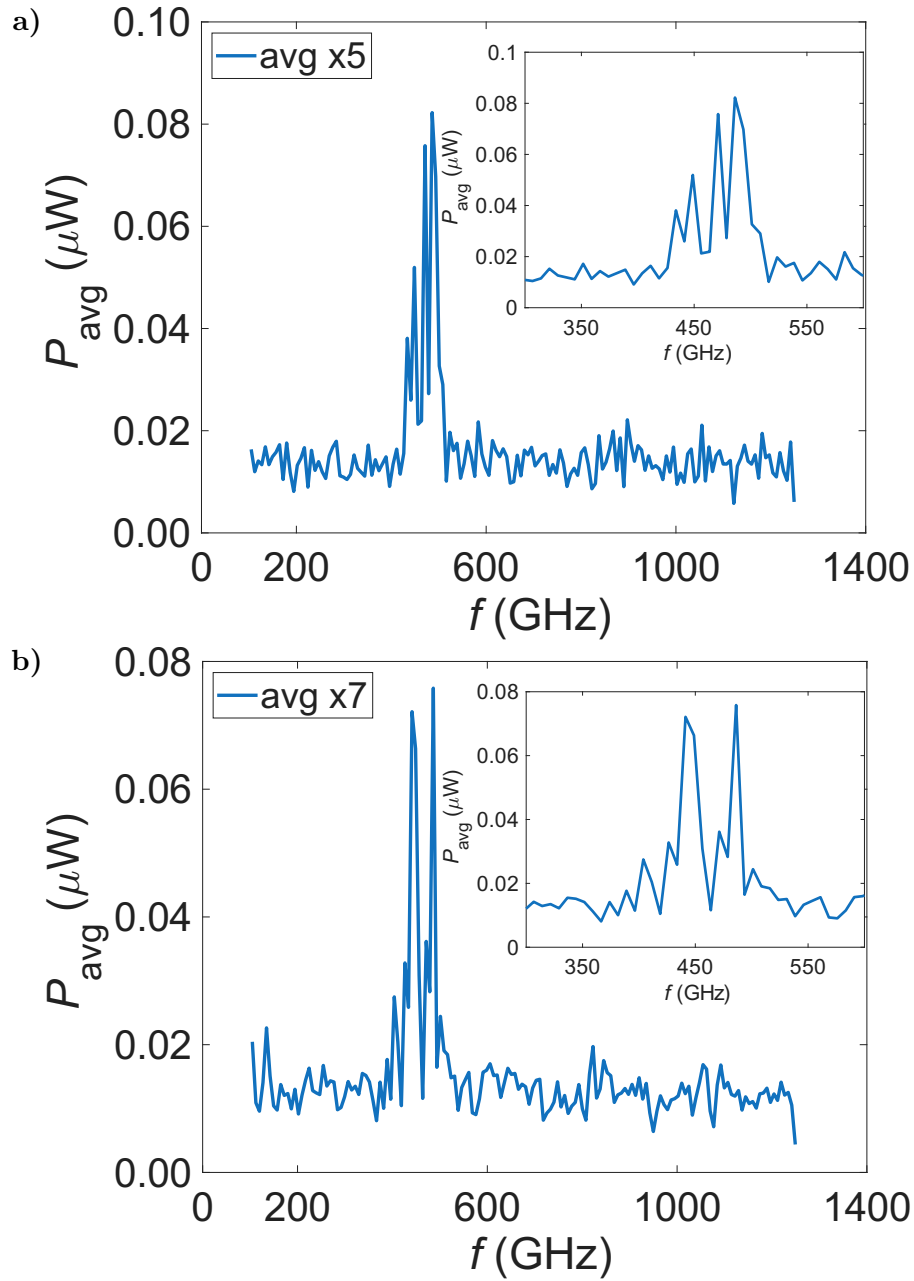


Abbildung 4.42: Gemittelte Amplituden P_{avg} für 5 (a) bzw. 7 (b) beteiligte Einzelspektren. Spannungssprünge führten zu unterschiedlichen Arbeitspunkten innerhalb der Messreihe in Teilbild a), i.e. mehrere Frequenzen identifizierbar; weitestgehend stabiler Arbeitspunkt in b) - zwei Hauptfrequenzen bei ca. 486 GHz und ungefähr 441 GHz.

Die soeben diskutierte Vorgehensweise beim Akquirieren der Daten, i.e. über mehrere Einzelspektren hinweg zu mitteln und somit den Rauschbeitrag bei gleichzeitig konstant gehaltenem Arbeitspunkt zu verringern, eignet sich so für die Detektion kleinster Signale - gerade klein genug, dass sie oberhalb des Rauschniveaus auftauchen. Allerdings fiel zum Zeitpunkt der hier aufgenommenen Messreihen die zufällig auftauchenden, ungewollten Spannungssprünge weiterhin ins Gewicht - die so gleichzeitig im Frequenzspektrum driftenden Frequenzen würden eine mögliche Identifizierung valider subharmonischer oder auch etwaiger harmonischer Frequenzanteile erschweren.

Um das Hintergrundrauschen weiter zu verringern, wurde der Plexiglaskasten (das eingeschlossene Volumen, wodurch der Strahlengang verläuft) des Messaufbaus mit Aluminiumfolie abgedeckt bzw. verkleidet - ähnlich eines Faradaykäfigs, sodass störende Wechselfelder und thermischer Einfluss (fernes Infrarot) soweit ausgeschlossen werden konnten. Gleichzeitig wurde die Integrationskonstante (Zeitkonstante) τ des Lock-in-Verstärkers von ehemals 100 ms auf 300 ms angehoben, sodass mindestens 2 ganze Perioden innerhalb einer Schrittweite des Lamellen-Spiegels lagen (cf. $t_{\text{step}} \approx 900$ ms).

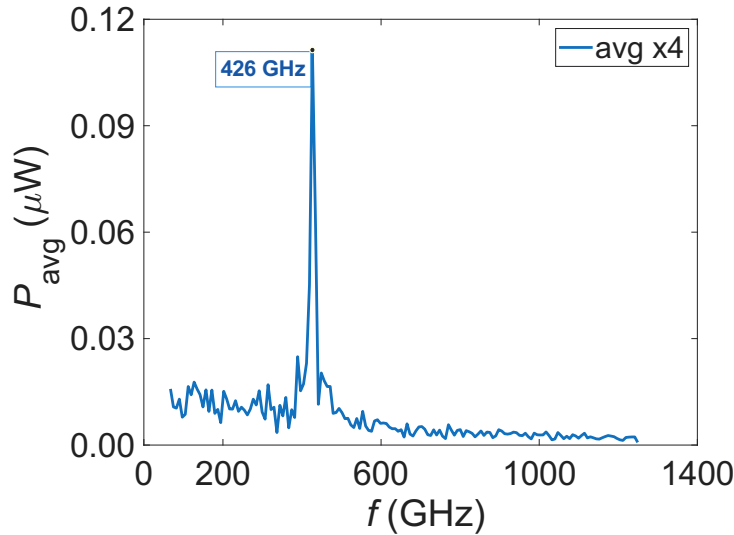


Abbildung 4.43: Gemitteltes Frequenzspektrum aus 4 Einzelspektren einer Meta-Konfiguration - alle finalen Anpassungen vorgenommen; Hauptfrequenz bei ca. 426 GHz.

In [Abbildung 4.43] wird ein gemitteltes Frequenzspektrum gezeigt, welches sich aus vier Einzelspektren einer sogenannten Meta-Konfiguration zusammensetzt - mit der nun angepassten Integrationszeit τ von 300 ms aufseiten des Lock-in-Verstärkers. Frequenzanteile > 500 GHz können nun wesentlich leichter identifiziert werden, da sich ein relativ konstanter Hintergrund ausbildet. Zugleich fallen die Schwankungen für den Frequenzbereich < 400 GHz ebenfalls weniger stark aus, sodass bessere Bedingungen für die Identifizierung möglicher Signale hergestellt worden sind.

4 Datenanalyse und Diskussion

Ein erneutes Anheben der Integrationszeit erschien von technischer Seite aus nicht sonderlich sinnvoll, weil die nächstgrößere Zeitkonstante keine ganzen Perioden des Signals während eines Messschritts zuließ.⁷

Zusammengefasst sind sowohl der Messaufbau als auch die Ansteuerung der Probe selbst derart präpariert worden, dass sich zum einen ein stabilerer Arbeitspunkt über einen längeren Zeitraum einstellen ließ. Dies war nötig, da zur Mittelung einzelner Frequenzspektren nur ein konstanter Arbeitspunkt adäquate Aussagen zu potentiellen Nebenfrequenzen ermöglichte - nahe der Auflösungsgrenze des Bolometers von $10 \text{ nW}/\sqrt{\text{Hz}}$. Zum anderen gelang es aufgrund der Anpassungen in möglichst kurzer Zeit mehrere aufeinanderfolgende Einzelspektren aufzunehmen, und so das Signal-zu-Rausch Verhältnis anzuheben.

Der dabei entstandene Kompromiss lag dabei auf der Zeit, die zum Messen eines solchen Einzelspektrums nötig war, und einem schwachen Hintergrundsignal, bei gleichzeitiger Berücksichtigung einer entsprechenden Auflösung der zu untersuchenden Wellenlängen des ankommenden THz-Signals.

⁷Das genutzte Verstärker-Modell konnte nur diskrete Werte der Zeitkonstante τ einstellen. Die nächst größere Einstellung ergab so eine Integrationszeit von 1 s, was wiederum weniger Messpunkte innerhalb eines Messschritts erbracht hätte.

4.3.3 Analyse der zwei Hauptkonfigurationen

Zur Untersuchung von potentiell auftauchenden subharmonischen Frequenzen oder auch wechselseitiger Beeinflussung der beiden BSCCO-Hälften als abstrakte Oszillator-Strukturen, wird sich im Folgenden, wie bereits auch schon eingangs erläutert wurde, die Analyse auf zwei wesentliche Hauptkonfigurationen der beiden BSCCO-Hälften beschränken. Da wäre zum einen namentlich die 'Sync-Konfiguration' und zum anderen die sogenannte 'Meta-Konfiguration'.

Erstere, bei welcher beide BSCCO-Stapel im low-bias Bereich emittierten, wird zuerst innerhalb des vorliegenden Kapitels diskutiert werden. Anschließend erfolgt die Auswertung und Analyse der Meta-Konfiguration, bei welcher ausschließlich eine BSCCO-Hälfte emittierte und die benachbarte Hälfte lediglich einen kleinen Bias-Strom führte, sodass sich der Stapel selbst als Ganzes weiterhin im supraleitenden Ast (im Bild der IV-Kennlinie) befand. Zum besseren Verständnis wird die emittierende Hälfte das *aktive Element* genannt, und die nicht-emittierende BSCCO-Hälfte als das *passive Element* bezeichnet - hervorhebend, dass das aktive Element das passive Element derart beeinflussen kann, dass sich mögliche Ordnungsphänomene ausbilden und beobachtet werden können; Hinweise auf die Bildung von Oszillationen subharmonischen Ursprungs, induziert von einer 'Pumpfrequenz', i.e. die Frequenz des aktiven Elements, cf. vorausgegangene Simulationen in [83], welche durch parametrisches Treiben der elektrischen Parameter des Systems (kritische Stromdichte, elektrischer Widerstand) die Ausbildung von solchen Frequenzmustern aufzeigen. Hier wurde konträr zu der in der vorliegenden Thesis genutzten, überwiegend elektromagnetischen Wechselwirkung, eine von außen ausgehende thermische Implantation/Störung - von einem Laser resultierend - angedacht und diskutiert.

Es sei angemerkt, dass im Laufe des Experiments die Messlogiken der zwei Hauptkonfigurationen variiert worden waren, zugunsten einer besseren Verständlichkeit. Es sollen somit nur die aktuellsten Spektren ausgewertet und diskutiert werden, die den aktuellsten Fortschritt des Experiments aufzeigen. Dies ist gerade überwiegend der Optimierung der beteiligten Messsysteme geschuldet, da erst gegen Ende der Promotionszeit ein größeres SNR vorlag, und so die Identifizierung relevanter Signale erheblich erleichtert wurde.

Sync-Konfiguration

Der vorliegende Abschnitt der Sync-Konfiguration handelt von der Untersuchung zweier grundlegender Effekte während einer aktiv/aktiv Konstellation nah-gekoppelter THz-Emitter, i.e. beide BSCCO-Hälften emittieren hierbei im low-bias Bereich. Einerseits würde über die Synchronisation benachbarter BSCCO-Stapel ermöglicht, dass nach erfolgreichem Synchronisieren nur noch eine Hauptfrequenz zu identifizieren sei. Erfolgreiche Versuche zwei benachbarte GBG-BSCCO-Stapel zu synchronisieren, allerdings mit einer vom high-bias Bereich ausgehenden Emission, wurden in der Arbeit Wielands et al. vorgestellt; [42]. Außerdem könnten in der vorliegenden Sync-Konfiguration etwaige Nebenfrequenzen auftreten, welche wiederum als ein Vielfaches von subharmonischen Signalen identifiziert werden könnten.

Die nun folgenden Absätze dienen unter anderem einem besseren Verständnis über die etablierte statistische Methodik zur Klassifizierung relevanter Signale. Die weitreichenderen Analysen innerhalb des Abschnitts der Meta-Konfiguration, werden von diesen analytischen Methoden umfassend begleitet und gestützt.

Das gemittelte Amplitudenspektrum P_{avg} in [Abbildung 4.44] zeigt die beiden Hauptfrequenzen einer Sync-Konfiguration, mit zwei aktiven BSCCO-Elementen. Der eingestellte Arbeitspunkt jener Sync-Konfiguration wurde über eine Messreihe von 13 Einzelspektren konstant bzw. stabil gehalten, i.e. Spannung und Strom variierten minimal. Die dazugehörige Standardabweichung σ liegt in orange-gestrichelten Linien dahinter.

Die Hauptfrequenz bei 426 GHz besitzt eine doppelt so hohe Leistung von ca. 120 nW wie im Vergleich zur zweiten Hauptfrequenz bei 486 GHz mit einer Leistung von ca. 60 nW. Sonst sind keine weiteren Frequenzen neben diesen beiden Hauptfrequenzen identifizierbar. Die zwei eingestellten Arbeitspunkte der zwei emittierenden Hälften belaufen sich dabei auf folgende Wertepaare:

$$V_1 = 456 \text{ mV}, I_1 = 9.39 \text{ mA} \text{ bzw. } V_2 = 404 \text{ mV}, I_2 = 8.17 \text{ mA} ,$$

wobei das Wertepaar V_1, I_1 für den ersten emittierenden BSCCO-Stapel steht und V_2, I_2 für die zweite, benachbarte BSCCO-Hälfte. Über die Standardabweichung σ lassen sich Rückschlüsse ziehen inwiefern die einzelnen Datenpunkte um ihren jeweiligen Mittelwert streuen. Hier fällt sofort auf, dass es generell bei Frequenzen kleiner 600 GHz zu einer größeren Streuung der Standardabweichung selbst kommt - und so potentielle Aussagen über die an der Mittelung beteiligten Datenpunkte größeren Schwankungen unterliegen. Hier lässt sich die Vermutung anstellen, dass diese Schwankungen eventuell auf den Anstieg des Rauschens bei kleiner werdenden Frequenzen zurückzuführen seien - der Beitrag zum Anwachsen des Rauschens könnte wiederum seinen Ursprung im $1/f$ -Rauschen des Halbleiterelements im Bolometer haben.

Die gleichzeitige Betrachtung des gemittelten Signals P_{avg} und der Standardabweichung σ , soll nun in erster Linie eine Bewertung relevanter Signale und Nebenfrequenzen ermöglichen. Darauf aufbauend, können so im weiteren Verlauf des Kapitels zusätzliche

Kriterien bzw. Normierungen als geeignete Indikatoren zur Beurteilung des Datensatzes hinzugenommen werden.

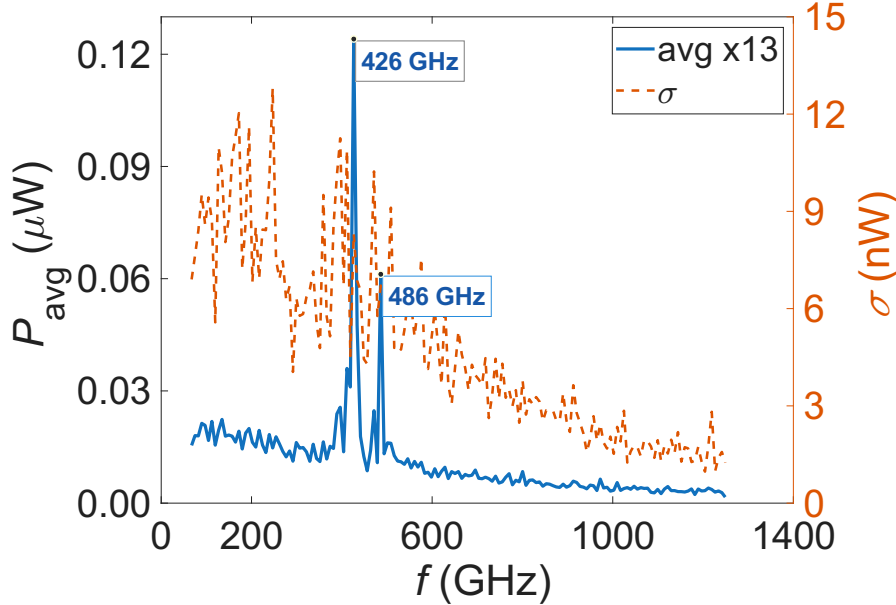


Abbildung 4.44: Gemittelttes Amplitudenspektrum P_{avg} über 13 Einzelspektren (x13) einer Sync-Konfiguration mit den zu den jeweiligen Mittelwerten verknüpften Standardabweichungen σ (gestrichelter Plot). Die zwei Hauptfrequenzen der beiden emittierenden BSCCO-Hälften heben sich eindeutig vom Hintergrund ab - bei ca. 426 GHz bzw. 486 GHz.

Anhand der vorliegenden Daten der Sync-Konfiguration aus [Abbildung 4.44] können nun in [Abbildung 4.45] weitere Parameter bzw. Kenngrößen definiert werden.

Auf der linken y-Achse wird die gemittelte Amplitude des Frequenzspektrums P_{avg} normiert auf die jeweilige Standardabweichung σ zu den einzelnen Mittelwerten angegeben. Der so erhaltene Datensatz zeigt die relevanten Signale innerhalb eines mit der Standardabweichung normierten Mittelwert-Bildes.

Zuzüglich wird der sogenannte 'Variationskoeffizient' (engl. coefficient of variation; kurz: CV) eingeführt und auf der rechten y-Achse gezeichnet. Dieser normiert σ auf den Mittelwert - das auf der linken y-Achse aufgetragene Verhältnis wird gerade umgekehrt und ermöglicht eine etwas handlichere Betrachtungsweise der nachfolgenden Statistik und Beurteilungen, cf. [84]. Der gezeichnete Scatter-Plot in Form von Kreissymbolen, liegt limitiert auf den eingeschränkten Wertebereich $CV < 0.3$ vor. Diese künstliche Einschränkung der Datenpunkte soll es ermöglichen, *relevante* von *irrelevanten* Signalen zu unterscheiden. Je kleiner also der CV zu einem gegebenen Signal ausfällt, desto eher ist dieses zu gewichten bzw. mit in die Bewertung einzubeziehen. Im Umkehrschluss, wenn es ein Signal zu betrachten gilt ohne einen dazugehörigen CV-Wert, welcher klein genug

ausfällt, dann sind etwaige Aussagen bzw. Schlussfolgerungen nur mit äußerster Vorsicht zu tätigen oder gar gänzlich zu hinterfragen.

Für die in [Abbildung 4.45] gezeigten Frequenzspitzen mit den dazugehörigen CVs von ≤ 0.15 gilt gerade, dass die an der Mittelung beteiligten Datenpunkte zu ca. 99.7 % innerhalb einer $3\text{-}\sigma$ -Umgebung liegen - was für normalverteilte Zufallsvariablen ein statistisches Qualitätskriterium darstellt, um sie zumindest als hinweisgebende Signale zu interpretieren. Diese Wahl bzw. Einschränkung der gezeigten Datenpunkte gewährt erst die Möglichkeit adäquate Aussagen über die vorkommenden Signale innerhalb eines Frequenzspektrum zu tätigen. Die Streuung von σ stellt dabei allerdings selbst eine gewisse Unsicherheit dar, weshalb dies bei der vorgeschlagenen Methodik zu berücksichtigen ist; und so letztendlich etwaige Fehlschlüsse vermeidbar sind.

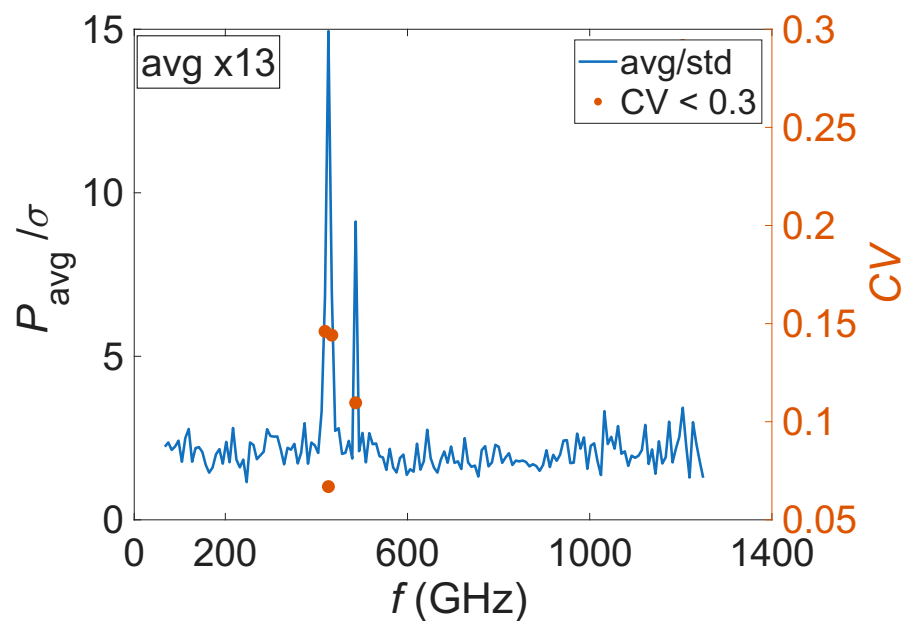


Abbildung 4.45: Gemitteltes Frequenzspektrum (x13) einer Sync-Konfiguration, mit auf die Standardabweichung σ normierten mittleren Emissions-Leistung (linke y-Achse) und CV , eingeschränkt auf Werte kleiner 0.3 (rechte y-Achse).

Die hier aufgestellte Beurteilung relevanter Signale lässt sich also wie folgt zusammenfassen:

- Zuerst wird nach einem Signal oberhalb des Rauschlevels gesucht
- Anschließend folgt die Prüfung mithilfe der Standardabweichung σ
- Vorhandensein eines $CV < 0.3$

- Abschließende Einordnung des Signals in Verbindung mit den vorliegenden Hauptfrequenzen

Das Zusammenspiel zwischen den Signalen im gemittelten Frequenzspektrum und die Einordnung dieser mithilfe der hier beschriebenen statistischen Vorgehensweise, stellt für die nachfolgenden Analysen eine Bewertungsgrundlage dar. Als abschließende Bemerkung dazu lässt sich anführen, dass für die vorliegende Sync-Konfiguration zunächst keine potentiell relevanten Nebenfrequenzen in Erscheinung getreten sind; und zusätzlich war es abseits dieser Messreihe nicht möglich zwei Frequenzen 'übereinander' zu bringen, d.h. eine Synchronisation zweier direkt benachbarter BSCCO-Stapel zu realisieren. Etliche Versuche beschäftigten sich mit der Synchronisation beider beteiligter THz-Emitter - vermutlich gelang die Synchronisation deshalb nicht, weil die starre Geometrie der Kavität (das Volumen des BSCCO-Stapels) im low-bias Bereich eine mögliche Schranke bildete. Höchstwahrscheinlich verhielte sich diese Konfiguration bei einem Synchronisationsversuch anders in Bereichen des high-bias Bereichs, da allein der bewegliche Hotspot als synchronisierendes Element fungieren könnte und die Frequenzen so eher übereinander gebracht würden, cf. [39]. Wie bereits bei der Charakterisierung in [Abbildung 4.34] experimentell aufgezeigt worden ist, ergaben die Messungen keine Hinweise auf Emission im high-bias Bereich.

Meta-Konfiguration

Ein weiterer interessanter Ansatz zwei nah-gekoppelte BSCCO-Stapel zu vermessen, liegt in dem Versuch einen Stapel als aktives, emittierendes Element und das Benachbarte als passives Element (stromführend, sodass der BSCCO-Stapel weiterhin im supraleitenden Ast verweilt) anzusteuern. Die grundlegende Vorstellung der Wechselwirkung bzw. Interaktion beider BSCCO-Strukturen liegt darin begründet, dass ein aktiv abstrahlender BSCCO-THz-Emitter Josephson-Plasma-Oszillationen in ihrem Grundzustand aufseiten des passiven Elements anregt und diese kollektiv anfangen könnten sich der ankommenden (einstrahlenden) Frequenz *unterzuordnen*; die Ausbildung von subharmonischen Frequenzmustern oder eventuell auftretende Vielfache dergleichen wären so womöglich beobachtbar.

Aus Simulationen der gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen mit einem einstrahlenden Laser, welcher mit dem implantierten Wärmeeintrag diverse elektrische Parameter der Josephson-Physik mit seiner Pumpfrequenz anregen und modulieren könnte, lassen sich zumindest theoretische Hinweise auf solch eine Interaktion bei strukturierten BSCCO-Geometrien finden, vergleiche hierzu [83] - hier wurde die kritische Stromdichte j_c der intrinsischen Josephson-Kontakte derart periodisch variiert, dass sich nach eingehenden Auswertungen bzw. Analysen, eines etablierten Ordnungsparameters, periodisch auftretende Oszillationen ergeben bzw. ausbilden können. Besonders daran erscheint die dominant auftretende Frequenz dieser Oszillationen - es ist demnach gerade die halbe Frequenz des modulierenden Pump-Lasers bzw. eine Subharmonische der parametrisch ankoppelnden Quelle. Ähnlich dieses Ansatzes werden die beiden BSCCO-Hälften derart elektrisch präpariert, dass die vorliegende Meta-Konfiguration die Untersuchung potentiell auftretender Nebenfrequenzen zuließe, auch wenn die Art der Wechselwirkung innerhalb des vorliegenden Experiments elektromagnetischen Ursprungs ist, und gerade keine Modulation der elektrischen Parameter per se zu erwarten ist. Theoretisch wird also ein zusätzlicher Term in die Sine-Gordon-Gleichung eingebracht und fungiert als eingehender *Krafteterm* mit konstanter Frequenz. Solch ein (womöglich chaotisches) System ist generell in der Lage, Frequenzmuster verschiedenster Art zu etablieren, wenn das zugrundeliegende passive Element - aufgrund der externen Anregung - demnach reagiert.

Im vorausgegangenen Abschnitt wurde bereits eine Einführung gegeben, wie das eigentliche Messprinzip in seinen Abläufen, mit eingestellten Arbeitspunkten und der Mitteilung einzelner Spektren, funktioniert. Zum besseren Verständnis sei hier nochmals aufgeführt, dass auf der Suche nach möglichen Kleinstsignalen - gerade so schwach, dass sie sich leicht oberhalb des Hintergrunds hervortun - die Vorgehensweise bei der Datenakquirierung nicht nur ein gemitteltes Amplitudenspektrum beinhaltet, sondern auch die statistische Bewertung des Mittelwerts mithilfe der Standardabweichung σ und des Variationskoeffizienten CV, der wiederum in den dargestellten Plots limitiert auf CV-Werte $CV < 0.3$ gezeichnet wird. Weiter sei festzustellen, dass für die unterschiedlich angefahrenen Arbeitspunkte keine konstante Anzahl an Einzelspektren verfügbar gewesen ist. Dieser Umstand lässt sich zurückführen auf die Instabilität der jeweils eingestellten

Arbeitspunkte während einer Messreihe selbst. So müssen die hier gezogenen Schlussfolgerungen mit äußerster Vorsicht betrachtet und Rückschlüsse auf etwaige Wechselwirkungen mit größtmöglicher Sorgfalt gehandhabt werden.

Drei, jeweils voneinander verschiedene Arbeitspunkte werden im Nachfolgenden analysiert und diskutiert. Die hierzu abgebildeten Plots der entsprechend untersuchten Arbeitspunkte zeigen gemittelte Amplitudenspektren P_{avg} zu einem fest eingestellten Bias-Strom über das aktive Element; variiert hingegen wird lediglich der Bias-Strom des passiven Elements. Die gezeigten drei Datensätze beziehen sich auf 7, 6 bzw. 4 gemittelte Einzelspektren, wobei das Experiment unmittelbar während der letzten Iteration (4 Einzelspektren) unterbrochen werden musste, da die Reproduzierbarkeit, aufgrund eines abrupten Sprungs in den Kennlinien (vgl. hierzu [Abbildung 4.37]) des aktiven und passiven Elements, nicht mehr gewährleistet werden konnte.

Innerhalb der [Tabelle 4.2] sind die drei untersuchten Arbeitspunkte mit den jeweiligen Spannungs- und Stromwerten gelistet, plus die dazugehörige Anzahl an beteiligten Einzelspektren zum entsprechend konstant gehaltenen Arbeitspunkt. Ferner ist die totale Messzeit t_{tot} tabellarisch angeführt, sodass ein Überblick gewährt wird, für wie lange jeder einzelne Arbeitspunkt stabil vermessen werden konnte. Es sei hier erneut angemerkt, dass ausschließlich der Bias-Strom im passiven Element verändert worden war, um einen weiteren Arbeitspunkt anzufahren. Der aktive, emittierende BSCCO-Part blieb bezüglich des Stroms weiterhin unverändert, allerdings folgen die Spannungswerte desselben proportional zur ansteigenden Spannung im passiven Element. Dies geschieht vordergründig daher, da die Spannungs-Elektroden beider unabhängiger Stromkreise dieselbe elektrische Masse teilen, und so eine Spannungsänderung innerhalb eines Stromkreises zu einer kleinen Spannungsänderung im benachbarten führen kann. Nun sind diese Spannungs-Beiträge derart klein, dass der aktive BSCCO-Stapel weiterhin stabil auf seinem angesteuerten Arbeitspunkt verweilt und mit einer konstanten Hauptfrequenz weiterhin emittiert (im Bereich der Auflösung von ± 9 GHz).

AP	#avg	V_1/I_1 (mV/mA)	V_2/I_2 (mV/mA)	t_{tot} (min)
AP1	x7	482/9.51	54/4.69	≈ 30
AP2	x6	485/9.50	67/6.21	≈ 26
AP3	x4	487/9.49	79/7.60	≈ 17

Tabelle 4.2: Werte zu den jeweils eingestellten Arbeitspunkten der Meta-Konfiguration. Verhältnisse indiziert mit 1 bzw. 2 gehören demnach zu einem aktiven bzw. passiven BSCCO-Element. In der Spalte *avg* sind die Anzahl der gemittelten Einzelspektren angegeben und daran anschließend ist die totale Messzeit t_{tot} in Minuten gelistet, über welche ein konstant eingestellter Arbeitspunkt vermessen worden war.

[Abbildung 4.46] zeigt die unterschiedlichen Auswertungen des zu untersuchenden Arbeitspunktes mit 7 beteiligten Einzelspektren bei einer Badtemperatur von $T = 45$ K. Teilbild a) beinhaltet das gemittelte Amplitudenspektrum P_{avg} , worin deutlich die Hauptfrequenz von ca. 411 GHz zu erkennen ist. Ein weiterer Peak, welcher gerade so über dem Hintergrund hervortritt, ist nahe 160 GHz zu verorten. Um zu beurteilen, ob diese Frequenzspitze als relevantes Signal herangezogen werden könnte, ist es vonnöten, ob dieses Signal der statistischen Bewertung standhält, oder es sich lediglich nur um einen *Ausreißer* über dem Hintergrund handelt.

In der Farbe Orange wird die dazugehörige Standardabweichung σ gezeichnet, die eine für die hier behandelten Datensätze typische Streuung aufweist. Hin zu niedrigeren Frequenzen $f < 600$ GHz wächst der Grad der Streuung der Standardabweichung σ allmählich an. Im Bereich des erwähnten Peaks nahe 160 GHz beträgt die Standardabweichung σ ca. $0.01 \mu\text{W}$. Im Teilbild b) der [Abbildung 4.46] ergibt der auf die Standardabweichung normierte Mittelwert keine weiteren Hinweise, dass die Frequenzspitze bei ca. 160 GHz tatsächlich auftauchte - hier bewegt sich der Wert im Bereich des Eigenrauschens. Auch bei Betrachtung des Variationskoeffizienten CV wird klarer, dass eine Frequenz von 160 GHz sinnvollerweise nicht als relevant angenommen werden kann, da der CV selbst keinen Wert < 0.3 annimmt. Dagegen lässt sich ein oranges Kreissymbol in der Nähe von 201 GHz bei ca. 0.24 ausmachen - allerdings findet sich hierfür kein korreliertes Signal im Teilbild a) des gemittelten Frequenzspektrums in [Abbildung 4.46]. Analog gilt nun die gleiche Argumentation für Signale im oder leicht über dem Hintergrund, bei welchen der zugehörige CV a priori klein genug erscheint. Starke Korrelation hingegen erreicht die Hauptfrequenz nahe 411 GHz sogar mit mehreren CV -Werten < 0.2 bis hinunter zu 0.06. Der Messapparatur und dem Verfahren selbst geschuldet, weist der so errechnete CV typischerweise kleinere Werte hin zu höheren Frequenzwerten auf.

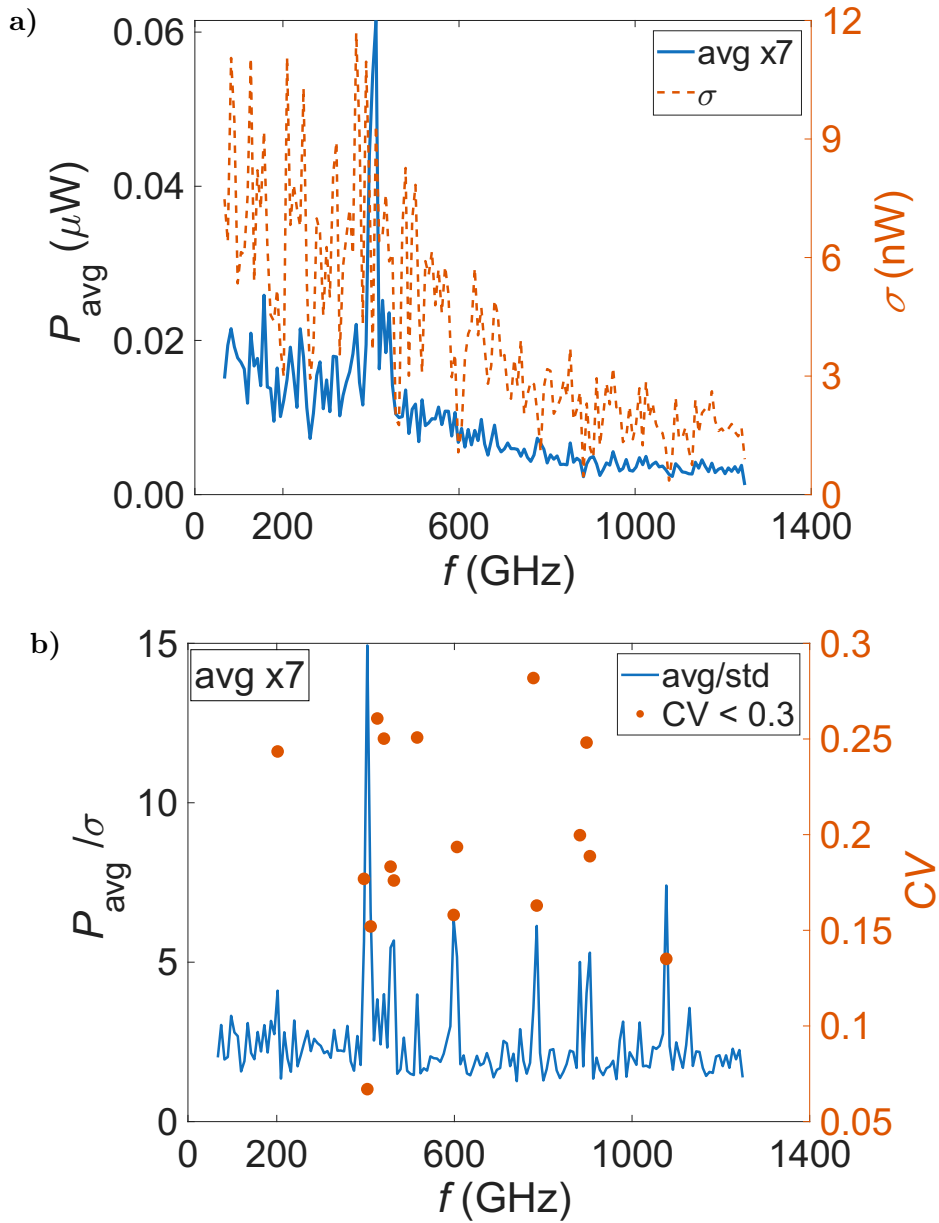


Abbildung 4.46: Gemitteltes Amplitudenspektrum (x7) einer Meta-Konfiguration mit zugehöriger Standardabweichung σ in a) - eingestellter Arbeitspunkt zeigt eine Hauptfrequenz von ca. 411 GHz; normierter Mittelwert auf σ und Variationskoeffizient CV in Teilbild b) - der CV liegt bei ca. 0.06 im Bereich der Hauptfrequenz.

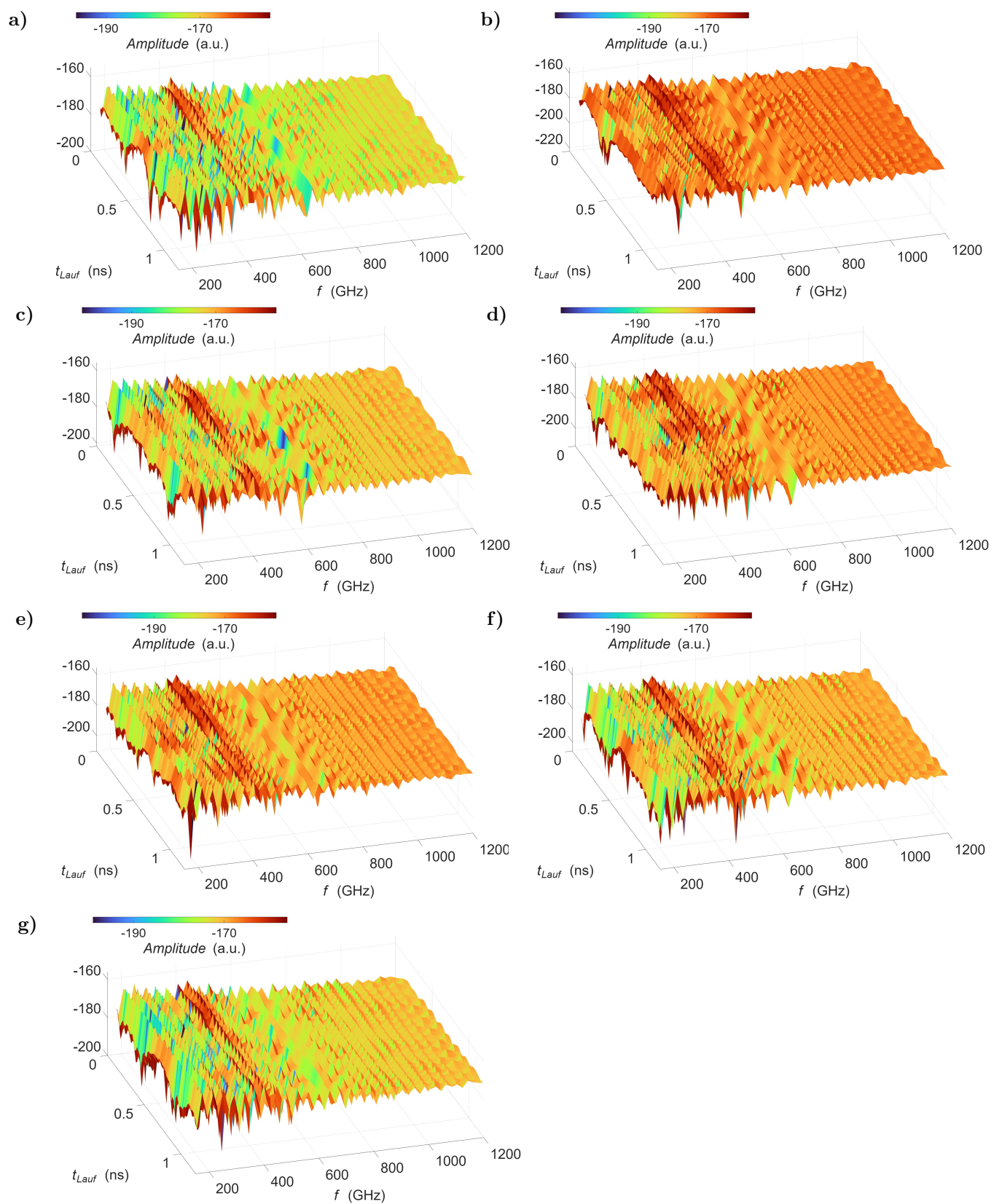


Abbildung 4.47: Mittels Kurzzeit-Fourier-Transformation generierter Spektren visualisiert als Spektrogramme. Chronologisch angeordnet von a) - g). Die Hauptfrequenz des aktiven BSCCO-Elements von ca. 411 GHz zeigt sich als rötlich verlaufender Streifen in jedem Einzel-Spektrogramm über die gesamte Laufzeit t_{Lauf} .

Zur Überprüfung der zeitlichen Dauer bzw. Korrelation der einzelnen Signale, kann zusätzlich das Amplitudenspektrum mithilfe einer Kurzzeit-Fourier-Transformation berechnet werden - die erhaltenen Datensätze können so in einem Spektrogramm dargestellt werden. So existiert eine weitere Betrachtungsweise für Signale, die während eines Messzyklus' nur vorübergehend aktiv waren, inklusive ihrer potentiellen gegenseitigen Beeinflussung auf Hauptfrequenzen und etwaige auftauchenden Nebenfrequenzen, die wiederum als Harmonische oder Subharmonische identifiziert werden können. Als sogenannte 'Surf'-Plots sind im Nachfolgenden die in [Abbildung 4.46] einbezogenen Einzel-Kurzzeitspektren, die zum gemittelten Amplitudenspektrum P_{avg} führen, innerhalb der Zusammenstellung der Kurzzeitspektren in [Abbildung 4.47] gezeichnet. Die dabei gezeigten Teilbilder sind chronologisch/alphabetisch angeordnet, sodass aufeinanderfolgende Datensätze zeitlich später aufgenommen worden sind.

Die Kurzzeit-Fourier-Transformation beinhaltet bei der Berechnung die Wahl eines geeigneten mathematischen Fensters zur Miteinbeziehung zeitlich aufeinanderfolgender Frequenzanteile, sodass anschließend verwertbare Graphen zur ausführlicheren Interpretation der Signal-Anordnung entstehen. Dabei wurde in der Auswertung ein Hamming-Fenster (cf. [85]) $w_H(n)$ zur Gewichtung der zeitlich benachbarten Datenpunkte gewählt, welches sich wie folgt schreibt:

$$w_H(n) = 0.54 - 0.46 \cos(2\pi \frac{n}{N_H}), \quad (4.1)$$

für Werte n :

$$0 \leq n \leq N_H, \quad (4.2)$$

für $N_H = 64$ und einer Fensterlänge von:

$$L_H = N_H + 1. \quad (4.3)$$

Ein einzelnes Spektrogramm zeichnet innerhalb der x-y-Ebene zum einen die Frequenzachse und zum anderen die Signal-Laufzeit t_{Lauf} in Nanosekunden ns; nicht zu verwechseln mit der tatsächlichen Messzeit einzelner Spektren bzw. mit der totalen Messzeit t_{tot} zur Vermessung eines einzelnen Arbeitspunktes, cf. [Tabelle 4.2]. In Richtung der z-Achse ist die Amplitude in a.u. (engl. *arbitrary units*) aufgetragen und gleichzeitig sind die Datenpunkte mit demselben Vektor farblich kodiert. Angenommen, es erscheint nun eine Erhöhung des Signals abseits der Hauptfrequenz, so kann eine zeitliche Korrelation von möglichen weiteren Signalen sichtbar gemacht werden. Eine so von der Hauptfrequenz verschiedene Laufzeit möglicher weiterer Signalanteile, weist auf einen anderen *Ursprung* des zur Hauptfrequenz parallel laufenden Signals hin.

In [Abbildung 4.47] Teil a) sind Signalerhöhungen im Bereich um die 400 GHz zu erkennen. Wie schon im einfachen Amplitudenspektrum gezeigt, emittiert das aktive

BSCCO-Element bei jener Frequenz und dies über die gesamte Laufzeit hinweg (langer, rötlich-ausgeprägter Streifen). Weitere Signal-Spitzen sind ebenfalls auszumachen, allerdings verschwinden diese wieder und sind gleichzeitig zu schwach ausgeprägt, dass sie als relevante Signale zur Diskussion miteinbezogen werden dürften. Innerhalb des Plots bei Teilbild d) lässt sich eine tief-rote Anhäufung von Datenpunkten bei ca. 0.5 ns ausmachen. Hier könnte es bereits zu einer gegenseitigen Wechselwirkung der zwei vorliegenden BSCCO-Kavitäten gekommen sein, wenngleich nur unmittelbar und stark verwechselt. Was alle Plots der [Abbildung 4.47] gemeinsam haben, ist das starke Abflachen des Hintergrundsignals hin zu höheren Frequenzen, i.e. $f > 700$ GHz. Hier scheint es so, dass entlang der Laufzeit t_{Lauf} typische Hintergrund-Muster entstehen in Form von wellenartigen Oszillationen.

Analog zum gemittelten Amplitudenspektrum P_{avg} aus [Abbildung 4.46] können auch die jeweiligen Spektrogramme miteinander gemittelt werden, solange die Wahl und Einstellung der entsprechenden Gewichtungsfunktionen übereinstimmen. Die Logik der Mittelung einzelner Spektren verläuft wie folgt in [Abbildung 4.48] visualisiert.

Die einzelnen Datenpunkte der 7 Spektrogramme sind hierbei mit Buchstaben und fortlaufenden, 2-dimensionalen Indizes gekennzeichnet. Gemittelt werden so nur in der Indizierung übereinstimmende Datenpunkte $a_{ij} - g_{ij}$, analog zur Anordnung in [Abbildung 4.47].

Wenn nun alle der 7 dargestellten Spektrogramme miteinander gemittelt werden, so erhält man das in [Abbildung 4.49] gezeichnete Spektrogramm mit der farblich kodierten mittleren Amplitude für die 7 einzeln aufgenommenen Messreihen bei konstant gehaltenem Arbeitspunkt, cf. [Tabelle 4.2].

Man erkennt eindeutig den hervortretenden Frequenzstreifen bei ca. 407 GHz, welcher über die gesamte Laufzeit hinweg eine signifikante Erhöhung der mittleren Amplitude aufweist. Die noch in den Einzel-Spektrogrammen erkennbaren Höhen und Tiefen neben der Hauptfrequenz des aktiven BSCCO-Elements, verschwinden nun mehrheitlich und es erscheint so ein relativ gleichbleibender Hintergrund mit nur sehr wenigen Signalanteilen, die wenige GHz um den ausgeprägten Frequenzstreifen etwas weiter hervortreten. Im direkten Vergleich mit dem gemittelten Amplitudenspektrum aus [Abbildung 4.46] zeigt sich, dass die leichten Signalerhöhungen, mittelbar um die Hauptfrequenzen herum, nicht als relevante Nebenfrequenzen eingehender untersucht werden müssen - gestützt wird diese Schlussfolgerung beim Betrachten des ebenfalls aufgetragenen CV; cf. direkte Gegenüberstellung der beiden Darstellungsweisen gemitteltes Amplitudenspektrum (FFT) und Spektrogramm (STFT) in [Abbildung 4.50]. Als Beispiel sei hier die Frequenzspitze bei ca. 200 GHz genommen, die für sich zwar deutlicher über dem Hintergrund hervortritt, allerdings mit keiner statistischen Relevanz daherkommt.

Die soeben diskutierten Herangehensweisen und Gegenüberstellungen der einzeln berechneten Spektren werden analog bei den nachfolgenden Arbeitspunkten angewandt.

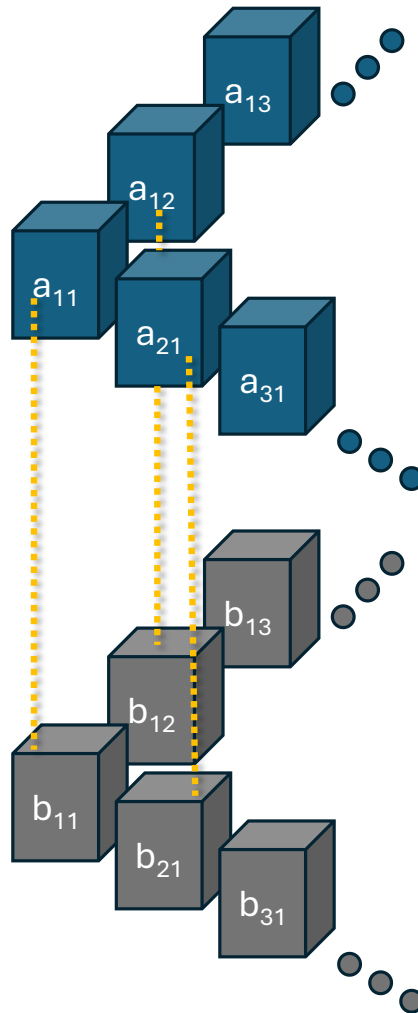


Abbildung 4.48: Visualisierung der prinzipiellen Mittelwertbildung aufeinanderfolgender Spektrogramme (errechnet mithilfe der Kurzzeit-Fourier-Transformation). a_{11} mit b_{11} ; a_{12} mit b_{12} ; a_{21} mit b_{21} und fortlaufend.

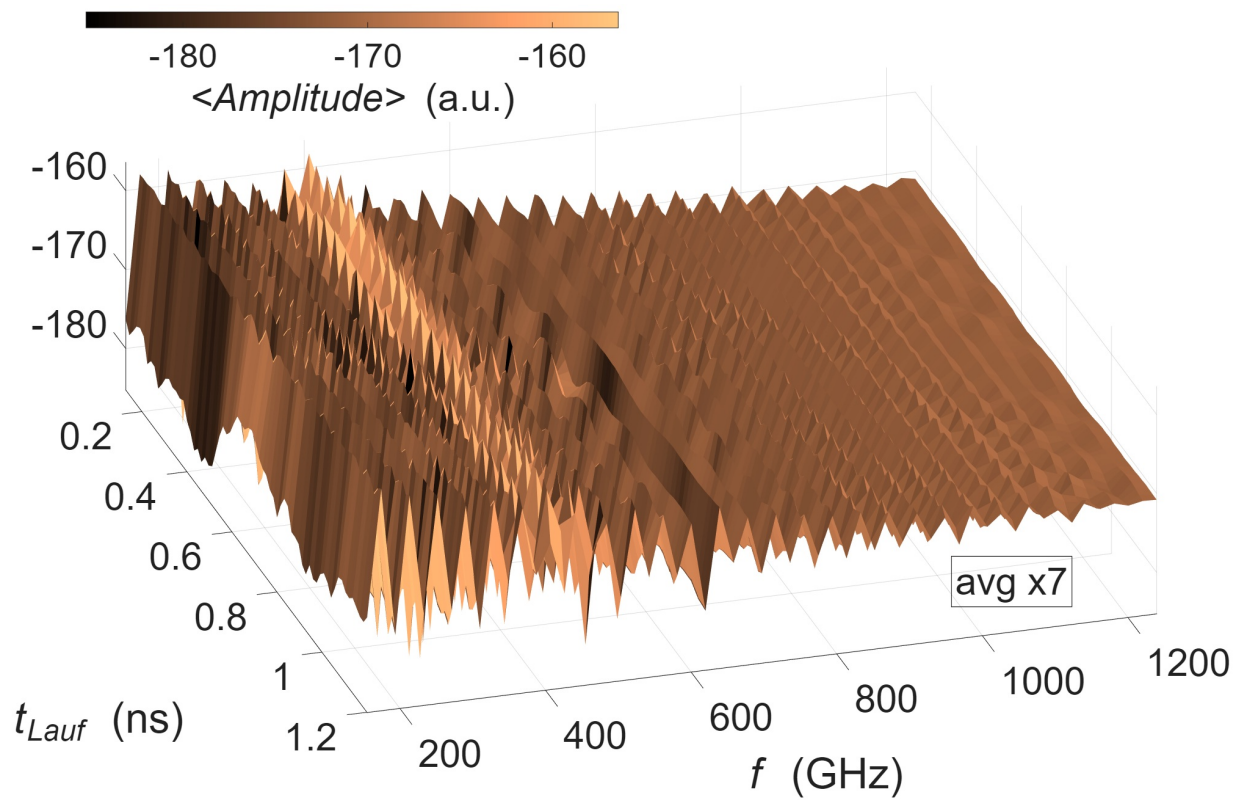


Abbildung 4.49: Gemitteltes Spektrogramm aller 7 beteiligter Messreihen für den konstant gehaltenen Arbeitspunkt AP1.

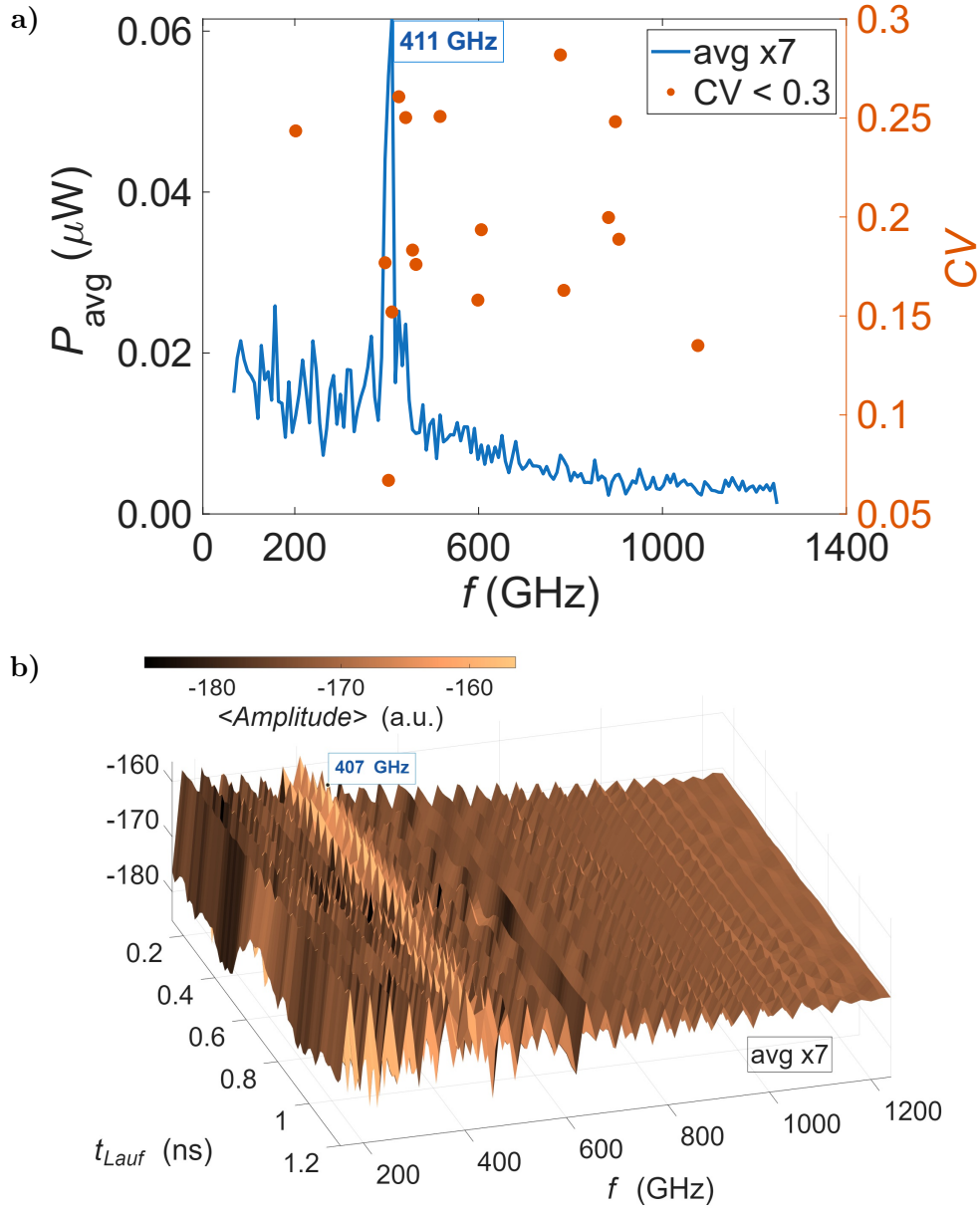


Abbildung 4.50: Zur besseren Übersicht der beiden Fourier-Algorithmen und der unterschiedlichen Darstellungsweise, finden sich gegenübergestellt, das im Bildabschnitt a) gemittelte Amplitudenspektrum (FFT) mit Variationskoeffizient CV und in Teilbild b) das gemittelte Spektrogramm (STFT) mit gemittelter Amplitude. Die in den beiden Plots angezeigten Datenpunkte zeigen die Hauptfrequenzen im Rahmen der Auflösungsgrenze von ± 9 GHz für den eingestellten Arbeitspunkt AP1.

4 Datenanalyse und Diskussion

Der Arbeitspunkt wird insofern angepasst, dass bei der nächsten Messreihe ein erhöhter Bias-Strom am passiven Element anliegt; und der aktive BSCCO-Stapel dadurch eine geringe Anpassung der Spannung erfährt - weil ein gegenseitiges *Übersprechen* der Spannungen über die gemeinsame Masse einen kleinen Spannungs-Beitrag im benachbarten Stromkreis zur Folge hat.

Im Kontrast zum vorausgegangenen Datensatz des ersten untersuchten Arbeitspunkts (die Messreihe mit 7 Einzelspektren), lassen sich zwei deutlich erkennbare Nebenfrequenzen im gemittelten Amplitudenspektrum in [\[Abbildung 4.51\]](#) Teil a) ausfindig machen. Zum einen erscheint über dem Hintergrund, hin zu kleineren Frequenzen, ein Signal bei ca. 202 GHz mit einer für das hier vorliegende Rauschlevel typischen Standardabweichung σ . Des weiteren ragt eine Nebenfrequenz bei ungefähr 613 GHz hervor. Hier zeigt sich direkt, dass die Standardabweichung geringer ausfällt als die umgebenden Werte - dies lässt schon direkt den Schluss zu, dass der Mittelwert eine geringe Streuung entwickelt und der Peak als solches höchst unwahrscheinlich als Artefakt zu werten sei.

Innerhalb des Datensatzes der Standardabweichung σ fällt bemerkenswerterweise ein lokales Minimum bei ca. 330 GHz auf. Der Wert von σ erreicht hierbei einen Wert, der an die σ -Werte bei hohen Frequenzen $f > 800$ GHz heranreicht, i.e. $\sigma < 0.002$. Dabei handelt es sich um aufeinanderfolgende Rauschwerte, welche äußerst eng beieinander liegen und so eine sehr geringe Streuung vorzuweisen haben - keine signifikant erhöhte Amplitude ist an dieser Stelle festzumachen. Sonst liegen die größten statistischen Ausreißer für Frequenzen $f < 300$ GHz vor.

Im Teilbild b) der [\[Abbildung 4.51\]](#) zeigen sich nun zu den 2 Nebenfrequenzen und der Hauptfrequenz die dazugehörigen CV-Werte basierend auf der berechneten Standardabweichung σ . Für das Signal bei ca. 202 GHz errechnet sich der CV zu 0.25, was zumindest dem Messwert eine gewisse Relevanz zukommen lässt. Im Kontrast dazu erhält man einen CV von ca. 0.11 für die Nebenfrequenz bei 613 GHz. Dieser Wert liegt auf einem Niveau mit den Werten der gemessenen Hauptfrequenz und zeugt von einer starken Relevanz des Signals selbst.

Aufgrund der Phasen-Kohärenz der austretenden EM-Felder des aktiven Elements ist es unwahrscheinlich[\[31\]](#), dass Harmonische oder Vielfache der Hauptfrequenz in Erscheinung treten können. Vielmehr könnte der Ursprung des Nebensignals bei 613 GHz ein anderer sein. Ausgehend vom Signal bei 202 GHz könnte man so im Rahmen der Auflösungsgrenze von ± 9 GHz auf die dritte Harmonische bei 613 GHz schließen - wohlgemerkt unter der Annahme, dass diese Frequenzanteile in gewisser Weise auch in ihrer Laufzeit miteinander korrelieren und durch mutmaßliche Dekohärenz oder etwaige Dephasierung, des 202 GHz erzeugten Signals, sich gerade Harmonische im Spektrum ausbilden können.

Hier ist es nun essenziell im Bild der STFT (Kurzzeit-Fourier-Transformation) die Signale auf ihre zeitliche (i.e. Laufzeit) Korrelation hin zu überprüfen, um etwaige physikalische Aussagen bzw. Konsequenzen zu präzisieren, gegebenenfalls zu stützen.

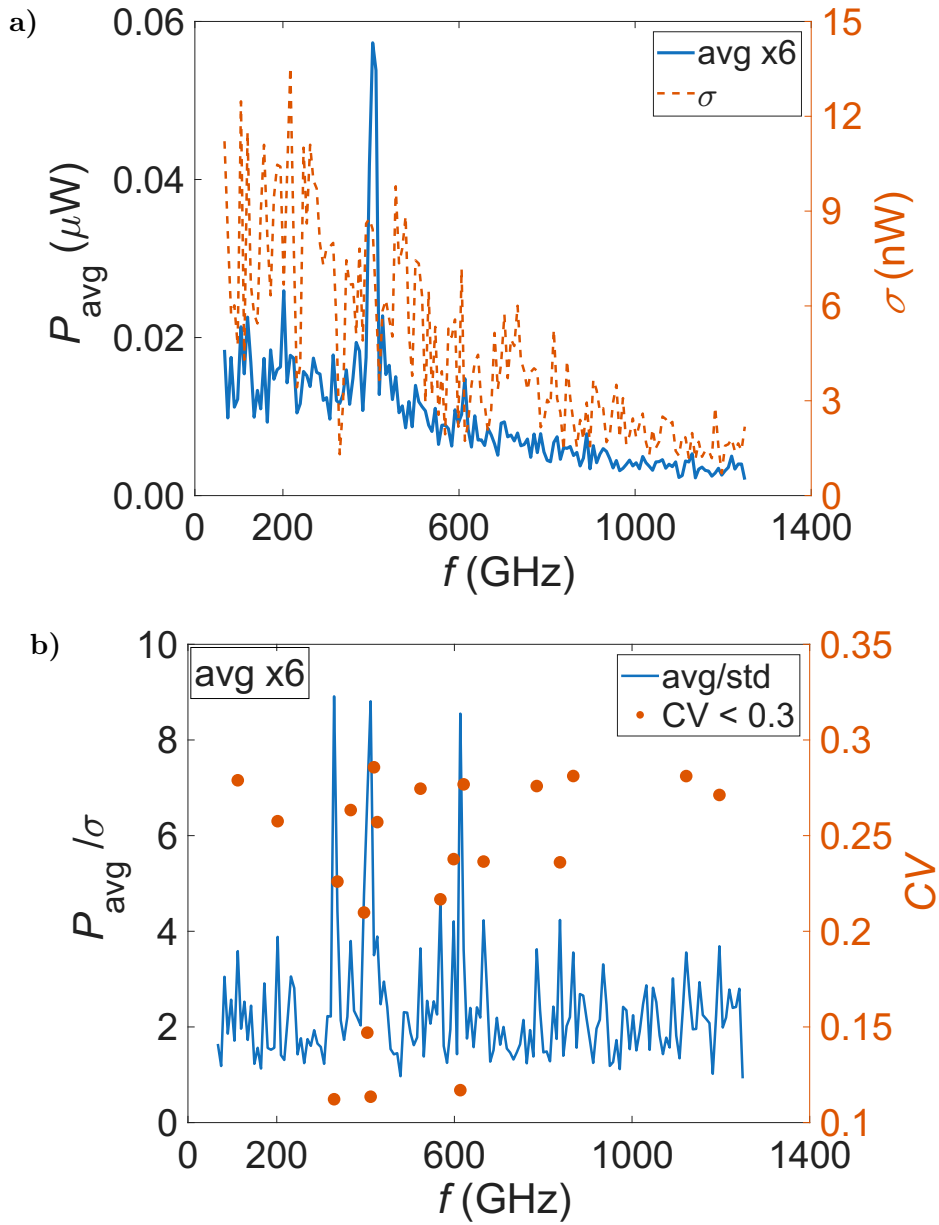


Abbildung 4.51: a) gemittelttes Amplitudenspektrum (x6) einer Meta-Konfiguration mit Standardabweichung σ . b) auf σ normierter Mittelwert und Variationskoeffizient CV . Die Hauptfrequenz von ca. 404 GHz liegt umgeben von zwei Nebenfrequenzen bei ca. 202 GHz und 613 GHz. Der zugehörige CV für die Nebenfrequenz bei ca. 613 GHz liegt im Bereich der Hauptfrequenz, wohingegen die Frequenzspitze bei 202 GHz einen CV von ca. 0.25 aufweist.

4 Datenanalyse und Diskussion

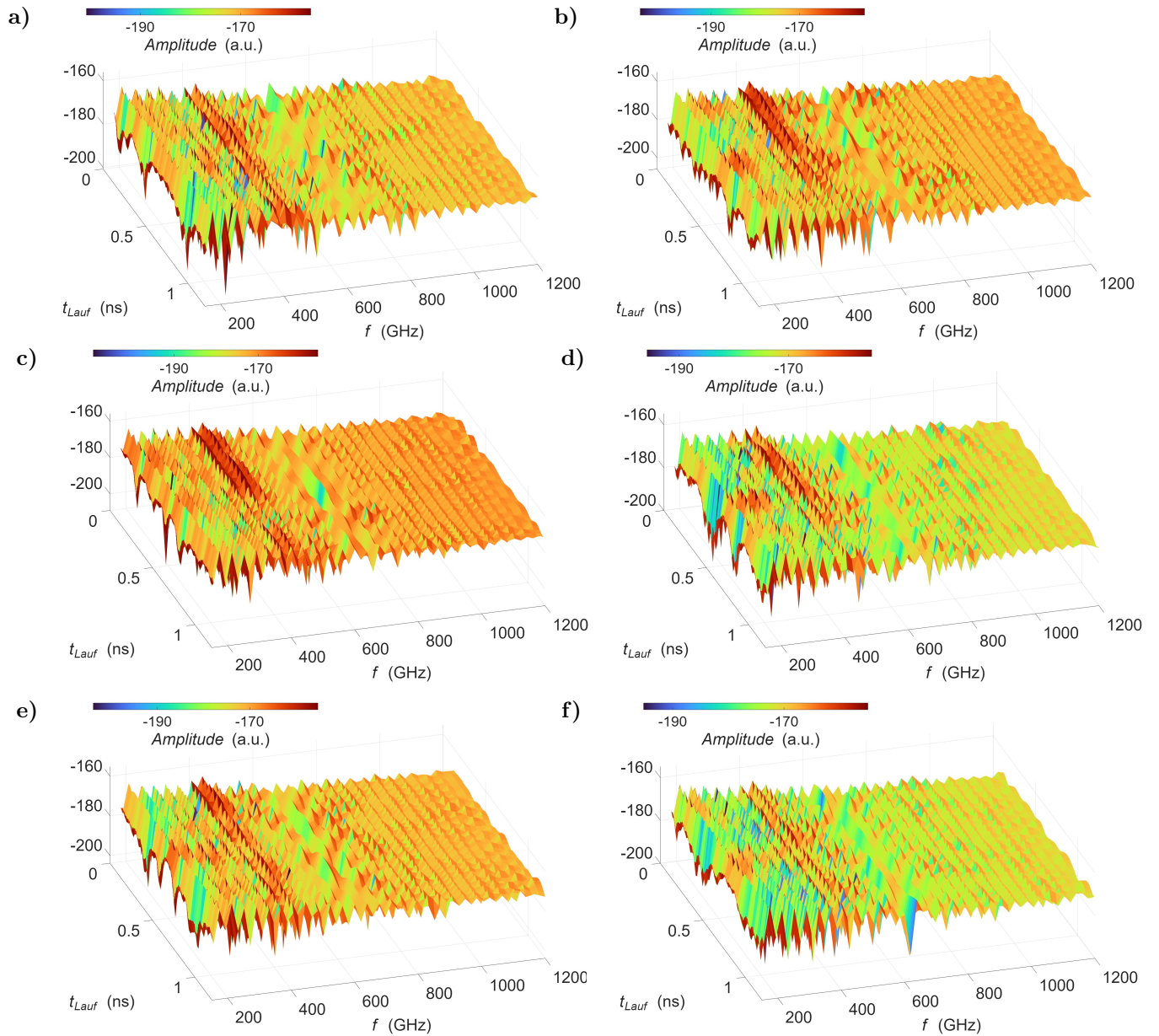


Abbildung 4.52: Kurzzeit-Fourier-Transformation einzelner Spektren des zweiten Arbeitspunkts (mit 6 Messreihen) - dargestellt als Spektrogramme. Chronologische Anordnung der Messreihen von a) - f). Die Hauptfrequenz des aktiven BSCCO-Elements von ca. 411 GHz zeigt sich weiterhin als rötlich verlaufender Streifen in jedem einzelnen Spektrogramm. Weiter sind Signalerhöhungen bei ca. 200 GHz auszumachen; auch in Richtung höherer Frequenzen zeigen sich Signalanteile oberhalb des Hintergrunds.

Was in den jeweiligen Einzel-Spektrogrammen in [Abbildung 4.52] zu entnehmen ist, sind die eindeutig ausgeprägten Signalstreifen der Hauptfrequenz bei ungefähr 411 GHz. Zudem treten vermehrt Signalerhöhungen ab ca. der Hälfte der vergangenen Laufzeit auf; bei Frequenzen um die 200 GHz herum - wenn auch variierend in ihren Intensitäten, im Vergleich zu den jeweiligen Einzel-Spektrogrammen. Vereinzelt finden sich Signalspitzen bei ca. 200 GHz auch zu anderen Laufzeiten, welche allerdings nicht bei allen Spektrogrammen übereinstimmend vorkommen. Vorsichtig kann hier die Vermutung geäußert werden, dass potentielle subharmonische Frequenzen aufgetreten sein könnten. Dies ist bisher so nicht beobachtet worden innerhalb des ersten Arbeitspunktes in [Abbildung 4.47]. Man beachte außerdem, dass der Hintergrund der einzelnen Spektrogramme beim ersten vermessenen Arbeitspunkt in [Abbildung 4.47] hin zu höheren Frequenzen $f > 600$ GHz weniger *fleckig* ausfällt, als dass dies in den jeweiligen Spektrogrammen des zweiten Arbeitspunktes in [Abbildung 4.52] vorzukommen scheint. Es wurde bewusst diese Art der Farbkodierung gewählt um die entsprechenden Signalunterschiede deutlicher hervorzuheben und so einen visuell einfach zu interpretierten Überblick zu erhalten.

Die im gemittelten Frequenzspektrum (FFT) vorhandenen 613 GHz (cf. [Abbildung 4.51]) sind hierbei deutlich schwerer in den jeweiligen Spektrogrammen zu identifizieren, da weiterhin eine sich relativ stark ändernde Umgebung bei dieser Frequenz ausbildet - erst eine Mittelung des gesamten Mess-Ensembles sollte hier einen Aufschluss geben, was die höheren Signalanteile und das Schwanken des Rauschlevels anbelangt.

Anhand der einzelnen Frequenzspektren (FFT) soll beispielhaft offengelegt werden, dass selbst die Identifikation des 613 GHz Signals nicht wesentlich einfacher vonstatten geht, da deutliche Rauschanteile unmittelbar um jene Frequenz dies zusätzlich erschweren können, cf. [Abbildung 4.53].

Bei 200 GHz zeigen sich in den Einzelspektren (FFT) a) - c) jeweils deutliche Signale-Beiträge über dem typischen Rauschlevel. Allerdings variieren Sie markant in ihrer Amplitude - von Spektrum zu Spektrum betrachtet; so auch die mutmaßlich dritte Harmonische bei ca. 613 GHz und mögliche höherfrequente Anteile in Richtung 1 THz.

Die Betrachtung der Einzelspektren ermöglicht bzw. gewährt eine gewisse Korrelation mit den Nebenfrequenzen (Subharmonische bzw. Harmonische) und erlaubt so Aussagen über die Meta-Konfiguration zu tätigen, welche vorsichtigerweise in Richtung der Erzeugung von Subharmonischen zeigt.

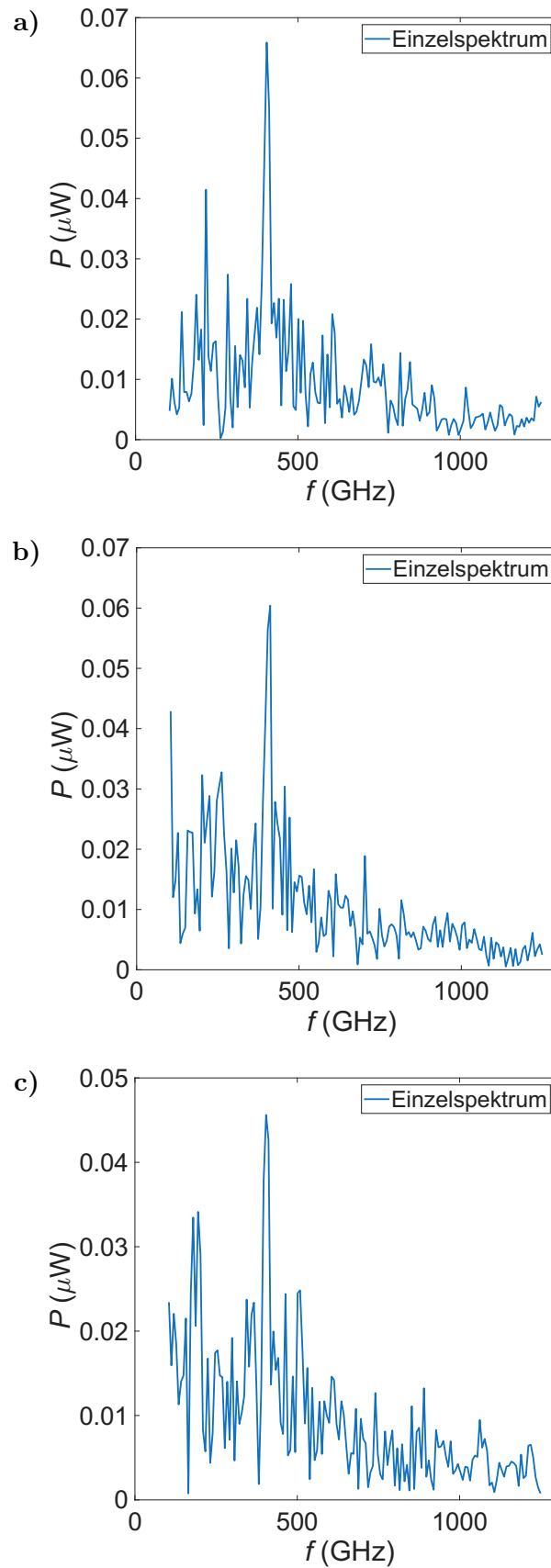


Abbildung 4.53: Auszüge einzelner Einzelspektren des Arbeitspunktes AP2, die im gemittelten Frequenzspektrum in [\[Abbildung 4.51\]](#) eingehen. Mit deutlichen Nebenfrequenzen bei 200 GHz und Hauptfrequenzen nahe 400 GHz. Im Bereich von 600 GHz sind erhöhte Amplituden zu erkennen, neben weiteren Spitzen bei 700 und 900 GHz (vermutlich weitere Harmonische möglicher subharmonischer Anteile $f < 400$ GHz).

Zur weiteren Analyse bedarf es noch der Diskussion des gemittelten Spektrogramms (errechnet aus den einzelnen STFTs) in [Abbildung 4.54].

Der stark hervorgehobene Signalstreifen bei 400 GHz bleibt über die gesamte Laufzeit hinweg erhalten, wohingegen das Signal bei 200 GHz ab etwa der Mitte der angegebenen Laufzeit in Erscheinung tritt und dann wieder verschwindet. Nahezu *zeitgleich* kommt es bei ca. 600 GHz zu einer Erhöhung der Amplitude, welche als wahrscheinlich Harmonische der soeben beschriebenen Frequenz über dem Hintergrund erscheint und die verbleibende Laufzeit fortwährt.

Gerade die zeitliche Verknüpfung der beiden Nebensignale lässt den vorsichtigen Schluss zu, dass die beiden Signale denselben Ursprung im Experiment aufzuweisen scheinen, welcher gerade nicht dem Ort des aktiven Elements entspricht. Auffallend ist aber das Fortbestehen der mutmaßlich dritten Harmonischen im Vergleich zum subharmonischen Signal bei ca. 200 GHz. Eventuell liegt dieser speziellen Konfiguration die Möglichkeit inne, höherfrequente Signalanteile einer initial eingekoppelten Subharmonischen stabiler auszubilden und zu halten.

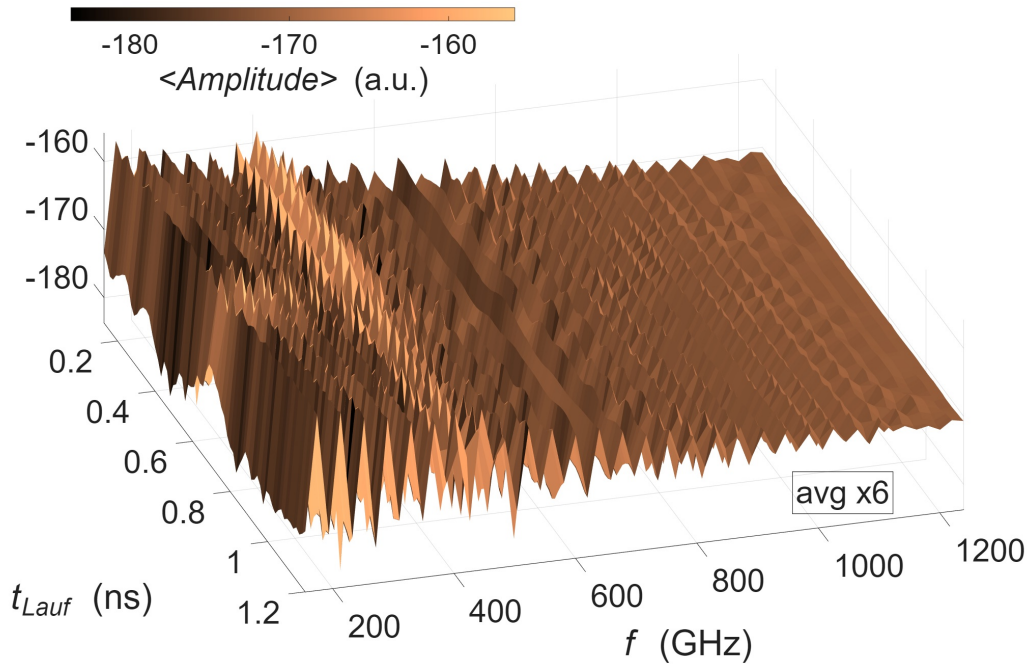


Abbildung 4.54: Gemitteltes Spektrogramm aller 6 beteiligter Messreihen für den zweiten konstant gehaltenen Arbeitspunkt mit deutlichem Frequenzstreifen im Bereich von 400 GHz. Gut sichtbare Nebenfrequenzen bei 200 GHz und die damit *zeitlich* korrelierten Signalanteile (möglichen Harmonische) unmittelbar bei 600 GHz. Angemerkt sei, dass nach dem Verschwinden des 200 GHz Signals der Signalstreifen bei ca. 600 GHz weiterhin bestehen bleibt.

Auch hier soll ein direkter Vergleich der beiden angewandten Berechnungsmethoden (Fourier-Algorithmen) angeführt werden. Hierbei zeichnen die Plots in [Abbildung 4.55] einerseits das bereits diskutierte mittlere Frequenzspektrum (FFT) Teilbild a); und das in Teilbild b) errechnete gemittelte Spektrogramm (STFT).

Mithilfe der in [Abbildung 4.55] zusätzlich eingezeichneten Datenpunkte wird nochmals klarer, dass eine Korrelation zwischen der Subharmonischen bei ca. 200 GHz und der Harmonischen bei ca. 600 GHz bestehen könnte - zum einen wird das Signal selbst bei 600 GHz gestützt vom Variationskoeffizienten, der bei ca. 1.11 liegt und zum anderen die im Spektrogramm zeitlich (in der Laufzeit) erkennbare Verknüpfung beider Frequenzspitzen. Ungewiss ist allerdings, dass nach dem Verschwinden bzw. Dephasieren der 200 GHz die Amplitude des 600 GHz Signals nahezu unverändert im Spektrogramm verbleibt. Hier lässt sich vorsichtig die Behauptung aufstellen, dass ein instabiler Zustand, charakterisiert durch die Signalanteile bei ca. 200 GHz, in einen quasi-stabilen Zustand höherer Ordnung übergegangen sein könnte.

Beide Nebenfrequenzen (neben der Hauptfrequenz des aktiven BSCCO-Stapels) wären somit als erste vorsichtige Hinweise auf eine subharmonische bzw. harmonische Antwort zu sehen⁸, innerhalb der Diskussion rund um das Aufkommen von Ordnungsphänomenen in BSCCO-Kavitäten - oszillierende Ordnungsparameter, i.e. Ausbildung von parametrischen Modulationen durch externe Beeinflussung; cf. Simulationen von [83].

Das Aufkommen von subharmonischen Frequenzen ist bereits in Experimenten mit parametrisch modulierten Ensembles beobachtet worden - namentlich diskrete Zeitkristalle, bei welchen bestimmte innere Parameter von äußeren Quellen moduliert werden und sich mit der halben Frequenz ordnen können, cf. [86].

⁸Ogleich die Art der Wechselwirkung höchstwahrscheinlich elektromagnetischen Ursprungs ist und nicht wie vormals in den Simulationen beschrieben, als implantierte Leistung zur Modulation etablierter elektrischer Parameter der relevanten Josephson-Physik.

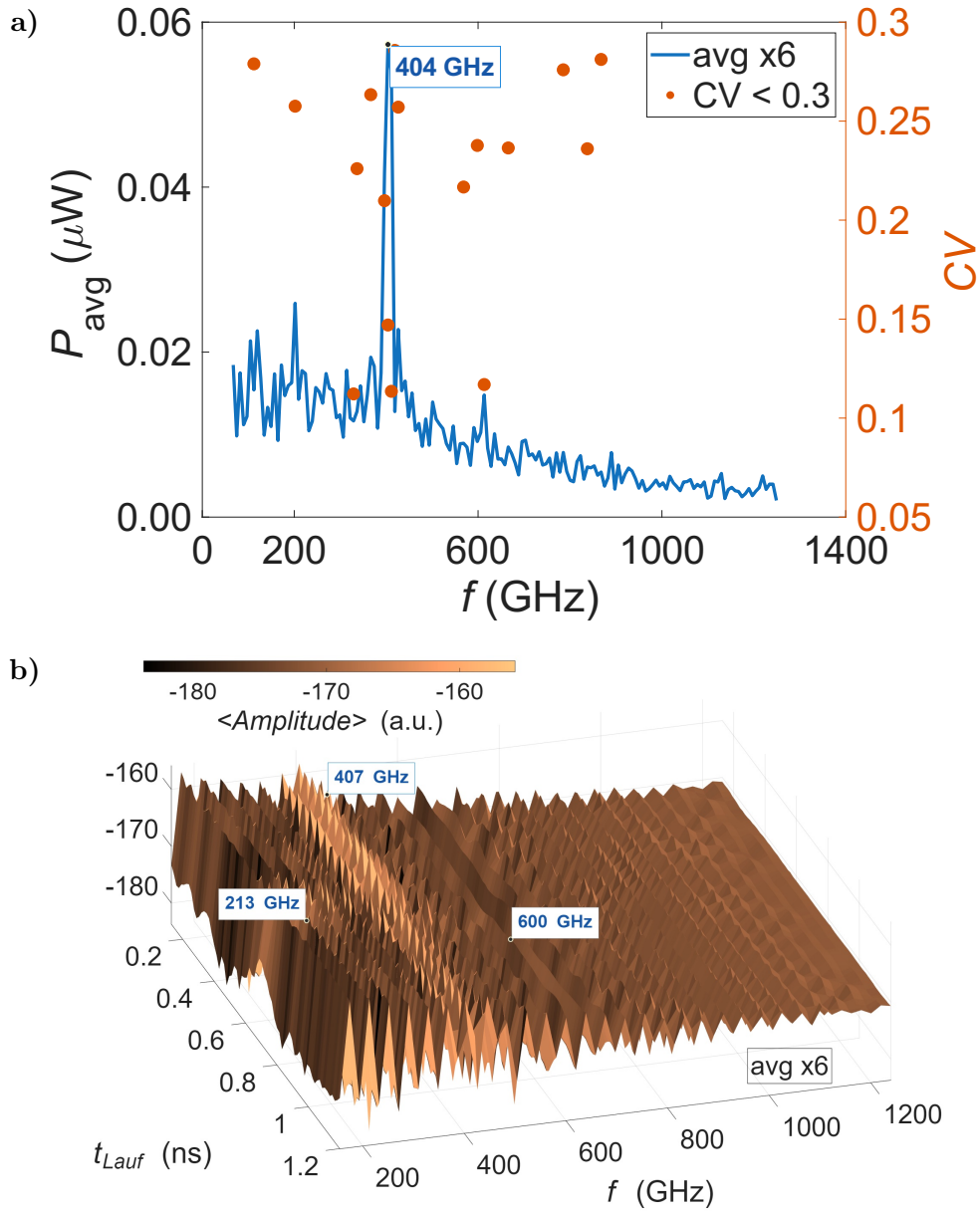


Abbildung 4.55: Fourier-Algorithmen in ihrer unterschiedlichen Darstellungsweise zum Arbeitspunkt AP2 gegenübergestellt, Bildabschnitt a) mit gemitteltem Amplitudenspektrum (FFT) und Variationskoeffizienten CV - ein statistisch relevantes Signal bei ungefähr 600 GHz ist deutlich erkennbar. Abschnitt b) mit gemitteltem Spektrogramm (STFT). Die in den beiden Plots angezeigten Datenpunkte zeigen die Hauptfrequenzen im Rahmen der Auflösungsgrenze von ± 9 GHz.

4 Datenanalyse und Diskussion

Der Bias-Strom des passiven Elements wird nun weiter erhöht und der Arbeitspunkt AP3 liegt für den passiven bzw. aktiven BSCCO-Stapel an. Wie schon zuvor bei den anderen diskutierten Arbeitspunkten - auch hier wird wieder zuerst das gemittelte Amplitudenspektrum ($\times 4$) in [\[Abbildung 4.56\]](#) gezeichnet.

Es sei angemerkt, dass bei dieser Messreihe lediglich 4 Einzelspektren aufgenommen werden konnten, da unglücklicherweise der Arbeitspunkt gegen Ende des Experiments auf einen anderen inneren Ast innerhalb der IV-Charakteristik gesprungen war.

Zusätzlich zur Hauptfrequenz bei 411 GHz bildet sich ein deutliches Signal bei ca. 157 GHz aus, mit einem CV von 0.22. Zwischen beiden beschriebenen Frequenzspitzen tauchen allerdings weitere auffallende Frequenzanteile mit einem lokalen Maximum bei ca. 277 GHz auf - die damit assoziierte Standardabweichung σ fällt minimal aus. Der dazugehörige CV liegt deutlich unter 0.1, was die Echtheit dieses Nebensignals unterstreicht. Im direkten Vergleich zum AP2 im vorausgegangenen Datensatz lässt sich auch ein Signal in der Nähe bei 600 GHz finden, i.e. ca. 591 GHz. Nur bildet die zugehörige Statistik, insbesondere der CV, argumentativ keinen robusten Unterbau mehr, um zu schlussfolgern, dass jenes Signal längerfristig innerhalb dieser Messreihe (AP3) vorhanden gewesen sein könnte.

Für weitere Analysen des Datensatzes werden die jeweils einzelnen Spektrogramme innerhalb der [\[Abbildung 4.57\]](#) aufgelistet. Die so gewählte Darstellungsweise mithilfe der Kurzzeit-Fourier-Transformation (STFT) lässt die bereits erwähnten Signale auch zeitlich miteinander in Verbindung bringen. In Teilbild a) erkennt man eine Lücke im Frequenzstreifen der Hauptfrequenz von ca. 411 GHz. Dieser Signalabfall beginnt bei etwa der Hälfte der aufgetragenen Laufzeit und endet bei ungefähr Zweidrittel der aus der STFT errechneten Laufzeit. Kleinere Signal-Erhebungen sind für Frequenzen < 400 GHz zu erkennen, sogar im Bereich < 200 GHz lassen sich vereinzelte Amplitudenspitzen festmachen. Im Vergleich zum Spektrogramm in Teilbild b) tritt der Frequenzstreifen bei 411 GHz wieder durchgehend hervor - diesmal mit deutlichen Signalspitzen bei ca. 150 GHz - 200 GHz. Für die zwei weiter folgenden Teilbilder in [\[Abbildung 4.57\]](#) bleiben die eben beschriebenen Signale in Teilen weiterhin sichtbar. Lediglich in Teilbild c) treten zusätzliche Signalspitzen im Bereich von 280 - 300 GHz hervor.

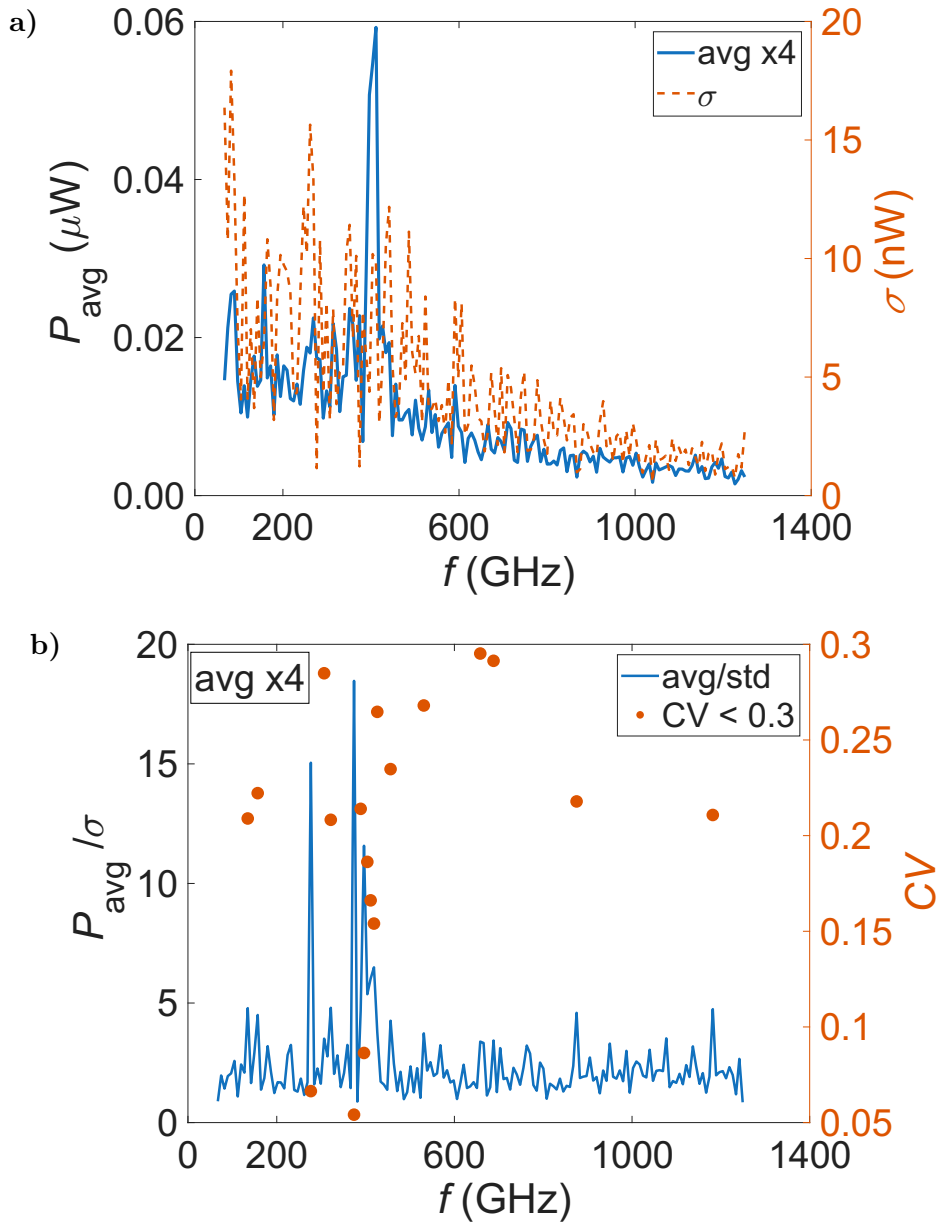


Abbildung 4.56: a) gemittelttes Amplitudenspektrum (x4) der Meta-Konfiguration beim Arbeitspunkt AP3 und dazugehöriger Standardabweichung σ . b) auf σ normierter Mittelwert und Variationskoeffizient CV. Hauptfrequenz bei ca. 411 GHz mit Nebenfrequenzen bei ca. 157 GHz, 277 GHz und ca. 591 GHz.

4 Datenanalyse und Diskussion

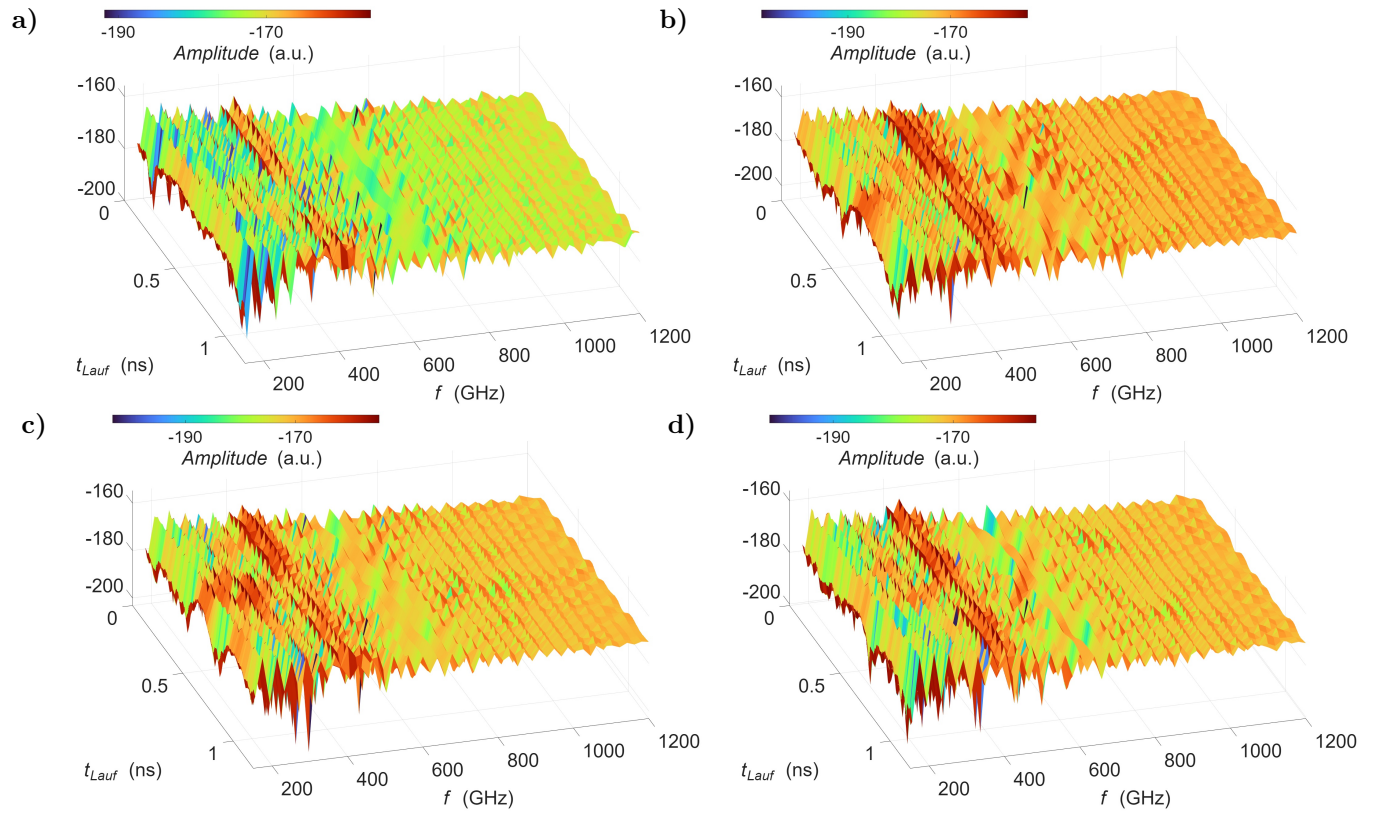


Abbildung 4.57: Spektrogramme des dritten Arbeitspunkts AP3 mit lediglich 4 Einzelspektren. Chronologische Anordnung der Messreihen von a) - d). Der mehrheitlich durchgehende Signalstreifen bei der Hauptfrequenz von ca. 411 GHz, ausgehend vom aktiven BSCCO-Stapel, zeigt sich in allen Einzel-Spektrogrammen. Einzelne Signalerhöhungen sind vereinzelt bei 150 - 180 GHz bzw. bei 280 - 300 GHz erkennbar.

Werden nun die jeweiligen Spektrogramme aus [Abbildung 4.57] untereinander gemittelt, so lässt sich das so errechnete Spektrogramm mit der mittleren Amplitude in [Abbildung 4.58] zeichnen. Hier zeigt sich weiterhin ein ausgeprägter Frequenzstreifen bei ca. 407 GHz mit kleineren Anhebungen der mittleren Amplitude in der Nähe von 200 GHz und im Bereich von 300 GHz. Bei ungefähr 600 GHz erscheint ein schmaler, durchgängiger Frequenzstreifen, ähnlich des Streifens beim zuvor beschriebenen Arbeitspunkt AP2 bei ca. 600 GHz. Auch hier tritt das Signal erst in Verbindung mit den Nebenfrequenzen bei $f < 400$ GHz ab etwa $t_{\text{Lauf}} = 0.7$ ns auf.

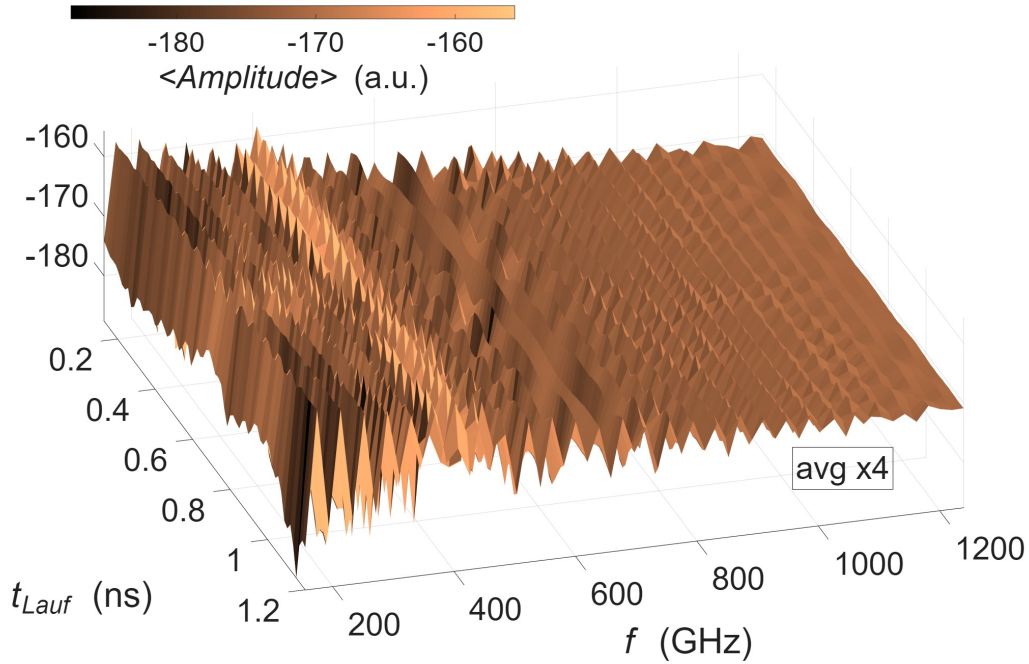


Abbildung 4.58: Spektrogramm mit mittlerer Amplitude der bei der Messreihe mit dem Arbeitspunkt AP3 beteiligten Einzel-Spektrogrammen mit sichtbaren Frequenzstreifen bei ca. 407 GHz. Nebenfrequenzen bei 200 GHz und die damit schwach korrelierten Signalanteile (möglichen Harmonische) bei ca. 600 GHz. Angemerkt sei, dass nach dem Verschwinden der Nebenfrequenzen zwischen 200 und 300 GHz, der Frequenzstreifen im Bereich um die 600 GHz herum weiterbestehen bleibt.

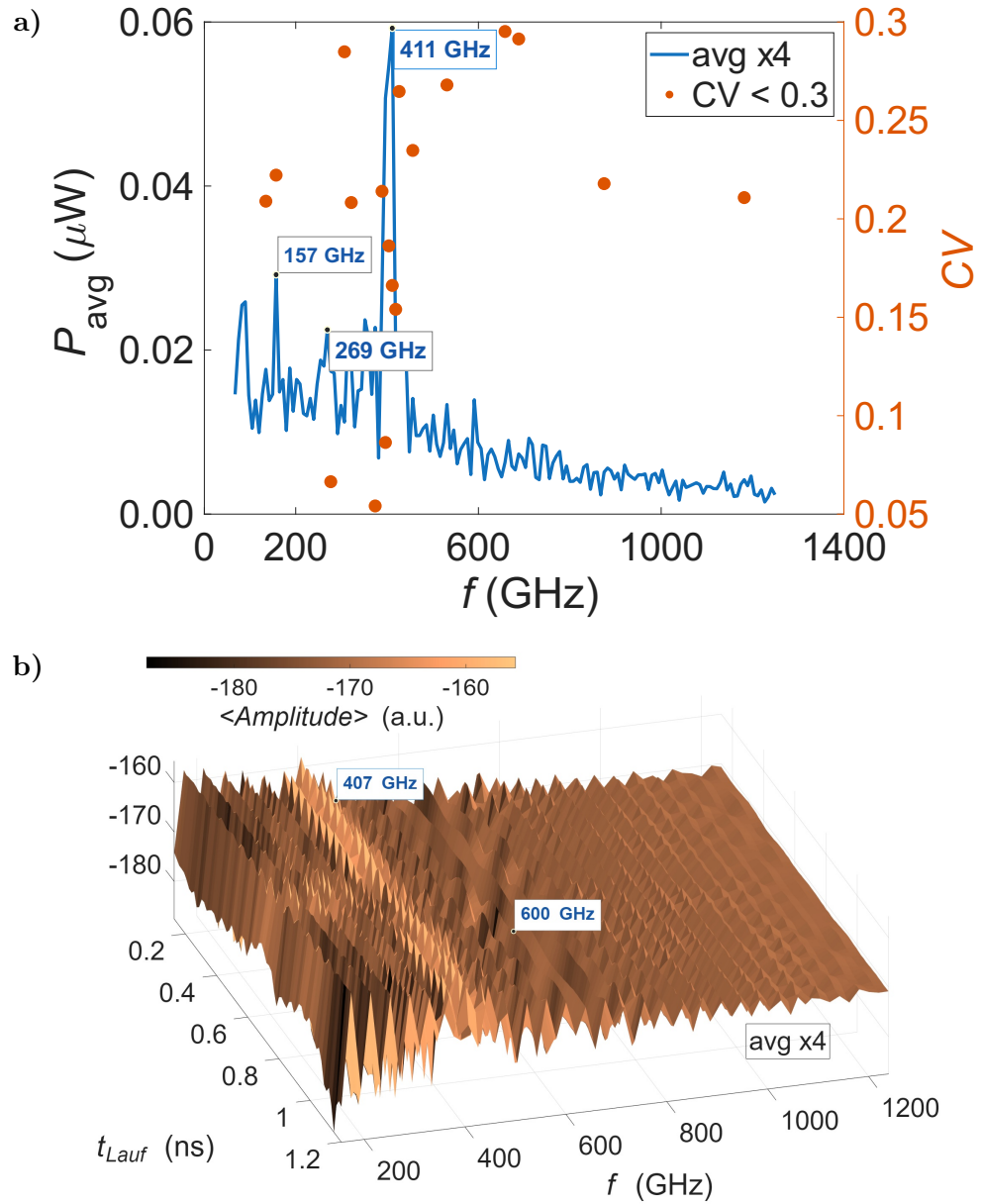


Abbildung 4.59: Arbeitspunkt AP3: Bildabschnitt a) mit mittlerem Amplitudenspektrum (FFT) und CV; b) mit gemitteltem Spektrogramm (STFT). Die hervorgehobenen Datenpunkte zeigen die Frequenzen innerhalb der Auflösungsgrenze von ± 9 GHz.

Zur Gegenüberstellung der beiden angewandten Fourier-Algorithmen, finden sich in [Abbildung 4.59] zum einen das mittlere Frequenzspektrum und andererseits das gemittelte Spektrogramm - mit den jeweiligen Datenpunkten markiert.

Bis auf die Übereinstimmung der Hauptfrequenzen im Bereich von rund 410 GHz in bei-

den Teilbildern, lassen sich die Nebenfrequenzen nur sehr vage miteinander korrelieren. Dies rührt in erster Näherung vor allem durch die geringere Anzahl an der Mittelung beteiligter Einzelspektren. Dennoch sind bei diesem Arbeitspunkt AP3 durchaus statistisch relevante Nebenfrequenzen bei Frequenzen $f < 400$ GHz ausfindig zu machen, wenngleich eine direkte Zuordnung im Bild der Subharmonischen, mit daraus resultierenden Harmonischen, sich äußerst schwierig gestaltet.

Auch für die mit einem CV von 0.07 hervortretende Signalspitze bei ca. 269 GHz im Teilbild a), kann in der Ansicht b) der STFT ein relativ konstant erhöhter Frequenzbereich zwischen 230 und 330 GHz ausfindig gemacht werden⁹. An dieser Stelle könnte es auch möglich gewesen sein, dass die eigentliche Subharmonische nicht adäquat aufgelöst werden konnte, und eventuell stärker auftretende Dephasierungseffekte als Ursache für ein solch schwach ausgeprägtes Signal anzusehen seien.

Nachfolgend soll hier eine mögliche Erklärung für diese Beobachtung erörtert werden: Dass eine Erhöhung des Bias-Stroms im passiven BSCCO-Element einen weniger stabilen Zustand zur Folge haben könnte; dazu ergänzend kommt es aufgrund der Injektion des elektrischen Stroms am Kontaktwiderstand zu einer höheren Temperatur (Joulesches Heizen), unmittelbar an der Grenze des BSCCO-Kavität. Denkbar wäre, dass dadurch etwaige Stabilitätsbedingungen für die Ausbildung von Kavitätsmoden geringer ausfallen.

Bedauerlicherweise gelang es nicht erneut den aktiven, emittierenden BSCCO-Stapel auf denselben Arbeitspunkt einzustellen und so die Messreihe sinnvoll fortzuführen, nachdem die Spannung in der IV-Charakteristik auf einen anderen Ast gesprungen war und das aktive Element nicht mehr weiter emittierte.

⁹Die Berechnungsmethode und die Wahl des Fensters für die Darstellung im Spektrogramm begründet den Unterschied in der Angabe der Frequenzen.

Einordnung der Resultate

Zur Einordnung der analysierten Datensätze der Meta-Konfiguration und der unterschiedlichen Betrachtungsweise innerhalb des gemittelten Frequenzspektrums auf der einen Seite, sowie die über die Laufzeit korrelierten hervorgetretenen Signalspitzen im Bild der gemittelten Amplitude im Spektrogramm zur anderen Seite, sind die drei angefahrenen Arbeitspunkte AP1, AP2 und AP3 in [\[Abbildung 4.60\]](#) zusammengefasst und untereinander, je zeilenweise, erneut abgebildet.

Dabei gehören zum Arbeitspunkt AP1 die Abbildungen a) und b), zum AP2 c) bzw. d) und zum AP3 die Teilbilder e) und f). Die gemittelten Frequenzspektren in der linken Spalte mit der aufgetragenen mittleren Leistung P_{avg} und zugehörigem Variationskoeffizienten CV , erleichtern so die Identifikation potentiell entstehender Nebenfrequenzen (i.e. Subharmonischer bzw. Vielfache derselbigen). Man erkennt vom Übergang der ersten Zeile mit den Plots in a) und b) zur zweiten Zeile mit den Teilbildern c) und d) deutlich hervortretende Signalspitzen kleiner bzw. größer der Hauptfrequenz bei ca. 411 GHz - teilweise mit ähnlich kleinen CV -Werten verknüpft, wie sie im Bereich der Hauptfrequenz vorzufinden sind. Im Zusammenhang mit eben diesen aufgezeichneten CV -Werten zur statistischen Überprüfung, zeigen sich die Signale bei ca. 202 GHz und insbesondere bei 613 GHz als relevante Signalanteile, die es genauer zu überprüfen gilt.

In den danebenstehenden Spektrogrammen mit der mittleren Amplitude als Funktion der Laufzeit t_{Lauf} und der Frequenz f , ist es so möglich eine grobe Übersicht über die zeitliche Abfolge der jeweiligen Signalspitzen zu erlangen - konkreter: Rückschlüsse auf den mutmaßlichen Ursprung der Signale zu erlangen. Bei allen drei eingestellten Arbeitspunkten, und damit über die komplette Messreihe hinweg, war der Zustand des aktiven, emittierenden BSCCO-Elements durchgehend stabil gehalten worden. Erst nach der merklichen Erhöhung des Bias-Stroms (AP2) des passiven BSCCO-Elements, kommt es zu deutlichen Signalspitzen im Bereich um die 200 GHz herum (Teilbild d)); mit erkennbarer *Frequenzverbreiterung* in Richtung der Hauptfrequenz. Es zeigt sich nahezu *zeitgleich*, dass in der Nähe von 600 GHz - und damit als die dritte Harmonische der zuvor beschriebenen Grundfrequenz von 202 GHz (hier im speziellen als mögliche Subharmonische der Hauptfrequenz des aktiven BSCCO-Stapels bei ca. 411 GHz) - ein Übergang vom Hintergrund hin zu einem schwachen, relativ konstanten Signal stattfindet. Dieser *Sprung* im Spektrogramm bei ca. 0.7 ns (Teilbild d)) steht direkt mit den Frequenz-Anteilen bei ca. 200 GHz in Verbindung. Da beide Signale annähernd dieselbe Laufzeit als Startpunkt teilen, und damit einen anderen Ursprung in ihrer Entstehung als die vom emittierenden BSCCO-Stapel ausgesandten Strahlen aufzuweisen haben, könnte es innerhalb der passiven BSCCO-Kavität zur Ausbildung von Resonanzphänomenen und den damit verbundenen THz-Oszillationen gekommen sein.

Offen bleibt allerdings, warum nach dem Verschwinden der potentiell subharmonischen Frequenzanteile die Signale bei ca. 613 GHz weiterhin präsent bleiben. Mit äußerster Vorsicht kann hier der Erklärungsansatz aufgestellt werden, dass aufgrund der hier geltenden Resonanzbedingungen sich höher-harmonische Frequenzen vordergründig durch-

setzen, und sich als eigenständig schwingfähiges System etablieren könnten. Es bleibt festzustellen, dass für eine weitere Anpassung des Bias-Stroms in den Teilbildern e) und f), i.e. Arbeitspunkt AP3, Aussagen über ein Fortwähren der soeben beschriebenen Wechselwirkungen nicht hinreichend durch die eingeführten Parameter und deren Analyse gestützt werden können. Hier sei erneut angemerkt, dass die für die gesamte Messreihe präparierte Meta-Konfiguration nach dem vierten Einzelspektrum instabil wurde und verloren ging.

Die folgende Tabelle soll abschließend einen Überblick von allen relevanten Parametern der individuellen Meta-Konfigurationen bzw. Arbeitspunkte bereitstellen, siehe hierzu [Tab.4.3].

#avg	V_1/I_1 (mV/mA)	V_2/I_2 (mV/mA)	f_{main} (GHz)	N IJJs
x7	482/9.51	54/4.69	411	567
x6	485/9.50	67/6.21	404	570
x4	487/9.49	79/7.60	411	573

Tabelle 4.3: Zusammengefasste Parameter der drei gemittelten Messreihen, inklusive der eingestellten Arbeitspunkte an den jeweiligen BSCCO-Stapeln indiziert mit den Zahlen 1 und 2 für das aktive bzw. passive BSCCO-Element.

Hier listet die erste Spalte die Anzahl der an der Mittelwertbildung beteiligten Einzelmessungen auf. Die Verhältnisse V/I entsprechen den jeweiligen eingestellten Arbeitspunkten, bei welchen sich die einzelnen BSCCO-Stapel zum Zeitpunkt der Aufnahme befanden. f_{main} steht für die gemessene Hauptfrequenz im gemittelten Amplitudenspektrum, d.h. diejenige Frequenz mit der größten Amplitude, ausgehend von der aktiven BSCCO-Hälfte. N gibt wiederum die aus den vorliegenden Werten berechnete Anzahl an der Emission beteiligten Kontakte an - diese beziehen sich nur auf das aktive BSCCO-Element.

Zu beachten sei, dass die angegebenen Hauptfrequenzen mit einer Unsicherheit von ± 9 GHz behaftet sind und somit die Genauigkeit der Anzahl an Kontakten geschmälert ist. Aufgrund der Dynamiken, die der BSCCO-Kavität innewohnen, kann es allerdings auch zu natürlich auftretenden Schwankungen jener Parameter gekommen sein. Somit lassen sich im Mittel rund 570 intrinsische Josephson-Kontakte (IJJs), als aktiv an der THz-Emission beteiligten Kontakte, angeben.

Wie bereits umfassend diskutiert worden ist, die jeweils zwei angegebenen Arbeitspunkte entsprechen einer aktiv/passiv-Konstellation, sodass die Werte für Spannungen und Bias-Ströme des aktiven BSCCO-Elements aufgrund des low-bias Bereichs wesentlich höher liegen, als im Vergleich zu der passiven BSCCO-Hälfte - stromdurchflossen, aber supraleitend und überwiegend spannungsfrei.

4 Datenanalyse und Diskussion

Es fällt auf, dass bei ausschließlicher Erhöhung des Bias-Stroms der passiven Hälfte, die Spannung im aktiven Teil ebenfalls ansteigt. Dies ist in seiner Konsequenz primär durch zwei Aspekte begründet, zum einen, da sich beide BSCCO-Stapel eine gemeinsame elektrische Masse als Kontaktwiderstand teilen; und zum anderen, aufgrund eines allgemeinen Temperatur-Anstiegs bei der Stromerhöhung im benachbarten Kontaktwiderstand selbst. Wesentlicher hervorzuheben ist indes, dass beim Spannungsanstieg im aktiven Element der Bias-Strom I_1 kleiner wird. Dieses *Gegensteuern* sorgt für die benötigte Stabilität eines eingestellten Arbeitspunktes und bewahrt das aktive Element vor einem eventuellen Spannungssprung hin zu inneren Ästen und damit verbundenen Frequenzsprüngen der eingestellten Hauptfrequenz.

Ergänzend zu jener Einordnung und Diskussion, möchte der Autor hier auf folgenden Themenkomplex bzw. Inspiration hinweisen. Im Rahmen der Physik der diskreten Zeitkristalle und der damit verbundenen Floquet-Dynamiken, welche analog zum Blochschen-Theorem periodisch auftretende Funktionen auf die Eigenzustände ebenso periodisch übertragen, wurde ursprünglich die Idee erdacht, dass ein von außen mit einer Pumpfrequenz periodisch getriebener BSCCO-Stapel selbst geordnete, mit gerade der halben Pumpfrequenz schwingenden Parametern, Oszillationen ausbilden könnte, die als spontane Symmetriebrechung eines inneren physikalischen Parameters zu deuten seien.

Die hier beobachteten Ausbildungen eines mutmaßlichen subharmonischen Signals mit einer in der Laufzeit annähernd *zeitgleich* aufkommenden Harmonischen (darüber möglicherweise mit demselben Entstehungsort dieser beiden Signale verknüpft), genügen diesen ursprünglich angedachten Interaktionen/Störungen nicht, da unter anderem die vom emittierenden BSCCO-Stapel ausgesandte THz-Strahlung in ihrer Intensität zu gering ausfällt, um die kritische Stromdichte des passiven BSCCO-Stapels signifikant zu modulieren. Aufgrund der direkten Nähe der gerade 500 nm voneinander entfernten BSCCO-Stapel, erscheint es daher wahrscheinlicher, dass die in dieser Arbeit behandelten Konstellationen aus nah-gekoppelten BSCCO-Kavitäten (aktiv/passiv) es ermöglichen, subharmonische Frequenzanteile aufgrund einer rein elektromagnetischen Wechselwirkung im Bereich des Nahfelds zu begünstigen und eigens vorherrschende Resonanzbedingungen eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen, um etwaige Stabilitätsanforderungen zu erfüllen.

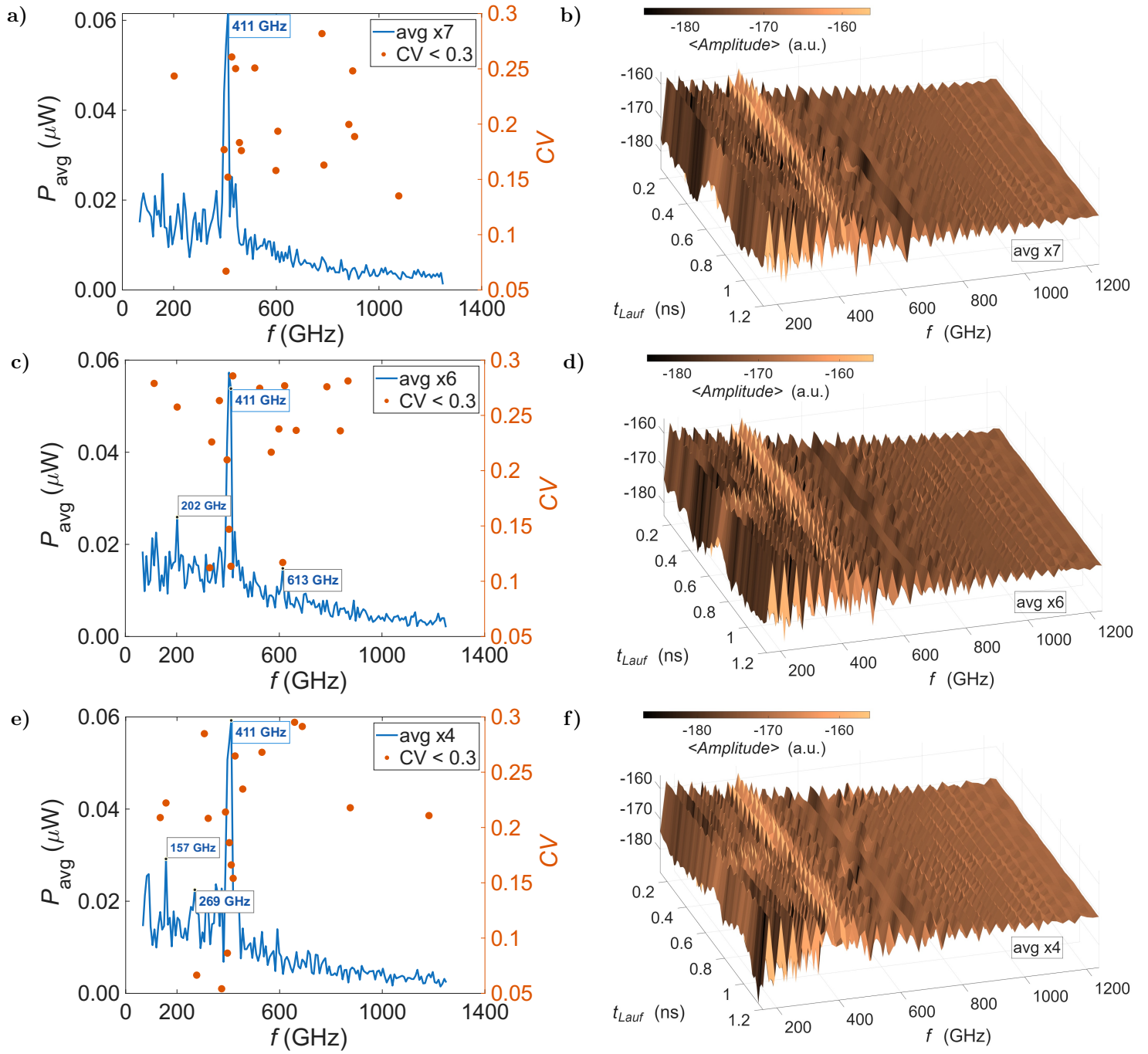


Abbildung 4.60: Gegenüberstellung der drei vermessenen Arbeitspunkte bzw. Bias-Konstellationen (zeilenweise; AP1, AP2, AP3) mit der jeweiligen Anzahl an gemittelten Einzelspektren im Bild der FFT (linke Spalte) und der Signal-Laufzeiten-Analyse im Bild der Kurzzeit-Fourier-Transformation (rechte Spalte). Die konstant gehaltene Hauptfrequenz von ca. 411 GHz ist in jedem der Teilbilder dominant vertreten; das Auftauchen einer potentiell Subharmonischen und der damit einhergehenden dreifach harmonischen Frequenz, kann insbesondere in der zweiten Zeile (c) und d)) ausfindig gemacht werden. Bestimmte Bias-Strom-Konstellationen könnten diese bisher unbeobachteten Frequenz-ausbildungen möglicherweise begünstigen.

Kapitel 5

Fazit und Ausblick

Abschließend zu den zuvor aufgeführten Analysen sollen die drei diskutierten Themenkomplexe final eingeordnet werden.

Ergänzend zu den Datenauswertungen, gelang es, während der Promotionszeit den Herstellungsprozess von THz-Emittlern aus dem Hochtemperatur-Supraleiter BSCCO in Teilen zu automatisieren und hinsichtlich der Qualität der supraleitenden Eigenschaften zu optimieren. Die Implementierung einfacher Programm-Routinen zur Steuerung des Trocken-Ätz-Vorgangs der **Ar-Ionen-Ätzanlage**, garantiert bis heute einen zuverlässigen Prozessablauf inmitten des (lithographischen) Strukturierungs-Prozesses.

Mit der Emitter-Klasse der **THz-QCL** wurde ein erfolgreiches Einkoppeln (ATS mit der Bestimmung der elektrischen Feld-Amplitude) des emittierten Wechselfeldes in einen EIT präparierten Rydberg-Zustand bis zum Abschluss der Experimente nicht beobachtet, allerdings sind auf dem Weg dorthin wichtige Erkenntnisse über die elektronische Steuerung und experimentelle Integration eines QCL's gewonnen worden. Durch das Zusammenspiel mit kompakten Detektor-Klassen wie dem pyroelektrischen Detektor im Verbund mit Lock-In-Verfahren, zeigte sich ein wesentlich sicherer Umgang der THz-Wechselfelder mit den hoch-angeregten gasförmigen Rubidium-Atomen. Die dabei getätigten elektronischen Steuerungskonzepte legen nahe, dass gerade die Klasse der THz-QCL im Leistungsbetrieb (hohe Strahlungs-Intensität) mit gepulsten Bias-Strömen betrieben werden sollten, sodass eine etwaige Phononen-Streuung minimiert werden kann. Darauf beziehend, stellt dieser Betrieb höchste Anforderungen an die Stromquelle, Schwankungen im Zeitbereich des elektrischen Stroms beim Pulsvorgang auszugleichen. Typische Werte, die es hier zu beachten gilt, sind Stromstärken bis in den [A]-Bereich bei einer optimalen Auflösung (Schrittweite) kleiner als $10\ \mu\text{A}$; mit Puls-Frequenzen von wenigen hundert Hz und eingestellten Duty Cycles um die 10 %.

Bezüglich der **Fernfeld-Analysen** eines ausgesandten THz-Wechselfeldes einer emittierenden BSCCO-Probe (gefertigt im GBG-Design) - mithilfe eines THz-Mikroskops aus YBCO-Josephson-Kontakten - konnten, durch weiterführende Auswertungen und Algorithmen grundlegender IV-Kennlinien, deutliche Fortschritte erzielt werden. Die gefundenen Resultate im Bild des differentiellen Widerstands zeigen, dass eine zweidimensionale

räumliche Auflösung des THz-Wechselfeldes im Bereich des Fernfeldes einer geeigneten BSCCO-Probe möglich erscheint; der Status *Proof of Concept* kann so für diese Art der Experimente angesetzt werden. Für eingehendere Analysen des Fernfeldes, beispielsweise eines definierten Raum-Volumens oberhalb einer emittierenden BSCCO-Probe, stellen die hier wohldefinierten Analyse-Parameter - wie den überwiegend genutzten Kontrastgebenden Größen der quadrierten Differenz des differentiellen Widerstands Δr^2 bzw. des normierten differentiellen Widerstandsminimums $r_{\min}/\langle r_{\min} \rangle$ - einen soliden Unterbau dar. Möglicherweise könnte sich diese Art der Auswertung bzw. Analyse auch für Nahfeld-Untersuchungen eignen; hier bedarf es allerdings in ihrem Design angepasste BSCCO-Proben, welche es ermöglichen, eine Josephson-Kontakt führende Messspitze nah genug an die eigentliche Kavität des THz-Emitters anzufahren.

Das Hauptthema der hier vorliegenden Thesis lag in der umfassenden Analyse zweier **nah-gekoppelter BSCCO-Stapel** in speziellen Strom-/Spannungs-Konfigurationen. Einerseits wurden die Stapel in einer aktiv/aktiv-Konstellation, i.e. *Sync-Konfiguration*, innerhalb ihres low-bias Bereichs betrieben und spektral analysiert. Da die starre Stehwellen-Konfiguration im low-bias Bereich einer BSCCO-Kavität die Variation der Haupt-Frequenzen scheinbar limitiert, war es zum Zeitpunkt des Abschlusses der Messreihen nicht beobachtet worden, dass gerade zwei voneinander ca. 500 nm entfernte BSCCO-Stapel in ihrer ausgesandten Frequenz übereinstimmten und synchronisierten. Das für die Josephson-Vortex-Dynamik aufspannende Volumen der in Serie gestapelten intrinsischen Josephson-Kontakte, scheint hierbei ein limitierender Faktor zu sein, sobald eine phasensynchrone Kopplung erzwungen werden soll. In der aktiv/passiv-Konstellation - namentlich *Meta-Konfiguration* - wodurch ein im low-bias Bereich emittierender BSCCO-Stapel in den angrenzenden, stromführenden, aber weiterhin supraleitenden Stapel einkoppelt, sind Nebenfrequenzen in der spektralen Analyse zu erkennen, die über die statistische Einordnung derselben, einen ersten Hinweis auf eine beobachtete Wechselwirkung der beiden BSCCO-Stapel geben. Im eingangs motivierten Fall der Ausbildung subharmonischer Frequenzmuster, genügt diese Art der Interaktion jedoch nicht der parametrischen Modulation innerer elektrischer Parameter der Josephson-Physik. Eher könnte es zu einer elektromagnetischen Kräfte-Induzierung aufseiten des passiven BSCCO-Stapels gekommen sein, einhergehend mit speziell begünstigten Moden-Konfigurationen innerhalb der Kavität. Laufzeit-Analysen der erhaltenen Spektren stützen diese hoch-spekulative These, dass harmonische Frequenzanteile einer kurzzeitig auftretenden Subharmonischen der einkoppelnden Hauptfrequenz, korreliert in begünstigenden Strom-/Spannungs-Konfigurationen vorzufinden sind. Insbesondere könnten die Experimente davon profitieren, wenn zusätzlich der high-bias Bereich mit seiner variablen Kavität mit integriert werden könnte. Dies erlaubt zumindest theoretisch eine einfachere Handhabung der Frequenzen innerhalb der *Sync-Konfiguration*; und dazu umfassendere Experimente zur Frequenz-Einkopplung in ein passives BSCCO-Element der *Meta-Konfiguration*.

Literatur

- ¹J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer, “Theory of superconductivity”, *Physical Review* **108**, 1175–1204 (1957).
- ²R. Kleiner und W. Buckel, *Supraleitung - Grundlagen und Anwendung*, Achte Auflage (Wiley-VCH, Berlin, 2024).
- ³S. Hunklinger und C. Enss, *Festkörperphysik* (De Gruyter, 2023).
- ⁴J. R. Schrieffer und M. Tinkham, “Superconductivity”, *Reviews of Modern Physics* **71**, S313–S317 (1999).
- ⁵C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 9. Edition (John Wiley & Sons, Inc, Hoboken, NJ, 2018).
- ⁶V. L. Ginzburg und L. D. Landau, *On Superconductivity and Superfluidity* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2009).
- ⁷H. K. Onnes, “The Superconductivity of Mercury”, *Comm. Phys. Lab. Univ., Leiden*, 120b 122b 124c (1911).
- ⁸H. K. Onnes, *Comm. Leiden*, Suppl. Nr. 34 (1913).
- ⁹W. Meissner und R. Ochsenfeld, “Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit”, *Die Naturwissenschaften* **21**, 787–788 (1933).
- ¹⁰F. London und H. London, “Supraleitung und Diamagnetismus”, *Physica* **2**, 341–354 (1935).
- ¹¹L. V. Shubnikov, V. I. Khotkevich, Y. D. Shepelev und Y. N. Ryabinin, “Magnetic properties of superconducting metals and alloys”, *Zh. Exper. Teor. Fiz. (USSR)* (1937).
- ¹²S. H. Autler, E. S. Rosenblum und K. H. Gooen, “High-field superconductivity in niobium”, *Physical Review Letters* **9**, 489–493 (1962).
- ¹³A. A. Abrikosov, “On the magnetic properties of superconductors of the second group”, *Sov.Phys.JETP* **5**, 1174–1182 (1957).
- ¹⁴H. F. Hess, R. B. Robinson, R. C. Dynes, J. M. Valles und J. V. Waszczak, “Scanning-tunneling-microscope observation of the Abrikosov flux lattice and the density of states near and inside a fluxoid”, *Physical Review Letters* **62**, 214–216 (1989).

- ¹⁵T. Matsuda, S. Hasegawa, M. Igarashi, T. Kobayashi, M. Naito, H. Kajiyama, J. Endo, N. Osakabe, A. Tonomura und R. Aoki, “Magnetic field observation of a single flux quantum by electron-holographic interferometry”, *Physical Review Letters* **62**, 2519–2522 (1989).
- ¹⁶B. S. Deaver und W. M. Fairbank, “Experimental evidence for quantized flux in superconducting cylinders”, *Physical Review Letters* **7**, 43–46 (1961).
- ¹⁷R. Doll und M. Näbauer, “Experimental proof of magnetic flux quantization in a superconducting ring”, *Physical Review Letters* **7**, 51–52 (1961).
- ¹⁸I. Giaever und K. Megerle, “Study of superconductors by electron tunneling”, *Physical Review* **122**, 1101–1111 (1961).
- ¹⁹B. Josephson, “Possible new effects in superconductive tunnelling”, *Physics Letters* **1**, 251–253 (1962).
- ²⁰P. W. Anderson und J. M. Rowell, “Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect”, *Physical Review Letters* **10**, 230–232 (1963).
- ²¹B. Josephson, “Supercurrents through barriers”, *Advances in Physics* **14**, 419–451 (1965).
- ²²B. D. Josephson, “Coupled superconductors”, *Reviews of Modern Physics* **36**, 216–220 (1964).
- ²³B. D. Josephson, “The discovery of tunnelling supercurrents”, *Reviews of Modern Physics* **46**, 251–254 (1974).
- ²⁴D. E. McCumber, “Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions”, *Journal of Applied Physics* **39**, 3113–3118 (1968).
- ²⁵W. C. Stewart, “Current-voltage characteristics of Josephson junctions”, *Applied Physics Letters* **12**, 277–280 (1968).
- ²⁶S. Shapiro, “Josephson currents in superconducting tunneling: the effect of microwaves and other observations”, *Physical Review Letters* **11**, 80–82 (1963).
- ²⁷J. Rubinstein, “Sine-Gordon equation”, *Journal of Mathematical Physics* **11**, 258–266 (1970).
- ²⁸R. Hirota, “Exact solution of the sine-Gordon equation for multiple collisions of solitons”, *Journal of the Physical Society of Japan* **33**, 1459–1463 (1972).
- ²⁹A. Barone, F. Esposito, C. J. Magee und A. C. Scott, “Theory and applications of the sine-Gordon equation”, *La Rivista del Nuovo Cimento* **1**, 227–267 (1971).
- ³⁰T. Fulton und R. Dynes, “Single vortex propagation in Josephson tunnel junctions”, *Solid State Communications* **12**, 57–61 (1973).
- ³¹L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K. E. Gray, W.-K. Kwok und U. Welp, “Emission of coherent THz radiation from superconductors”, *Science (New York, N.Y.)* **318**, 1291–1293 (2007).

- ³²R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel und P. Müller, “Intrinsic Josephson effects in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ single crystals”, *Physical Review Letters* **68**, 2394–2397 (1992).
- ³³J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson und A. Y. Cho, “Quantum cascade laser”, *Science (New York, N.Y.)* **264**, 553–556 (1994).
- ³⁴L. Gao, C. Feng und X. Zhao, “Recent developments in terahertz quantum cascade lasers for practical applications”, *Nanotechnology Reviews* **12**, 20230115 (2023).
- ³⁵R. Li, Y. Xu, S. Zhang, Y. Ma, J. Liu, B. Zhou, L. Wang, N. Zhuo, J. Liu, J. Zhang, S. Zhai, S. Liu, F. Liu und Q. Lu, “High brightness terahertz quantum cascade laser with near-diffraction-limited gaussian beam”, *Light: Science & Applications* **13**, 193 (2024).
- ³⁶J. G. Bednorz und K. A. Müller, “Possible high- T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system”, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* **64**, 189–193 (1986).
- ³⁷H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi und T. Asano, “A New High- T_c Oxide Superconductor without a Rare Earth Element”, *Japanese Journal of Applied Physics* **27**, L209 (1988).
- ³⁸R. Kleiner und H. Wang, “12. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ intrinsic Josephson junction stacks as emitters of terahertz radiation”, in *Superconductors at the Nanoscale*, hrsg. von R. Wördenweber, V. Moshchalkov, S. Bending und F. Tafuri (De Gruyter, 2017), S. 383–408.
- ³⁹M. Li, J. Yuan, N. Kinev, J. Li, B. Gross, S. Guéron, A. Ishii, K. Hirata, T. Hatano, D. Koelle, R. Kleiner, V. P. Koshelets, H. Wang und P. Wu, “Linewidth dependence of coherent terahertz emission from $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ intrinsic Josephson junction stacks in the hot-spot regime”, *Physical Review B* **86**, 060505 (2012).
- ⁴⁰H. B. Wang, S. Guéron, J. Yuan, A. Iishi, S. Arisawa, T. Hatano, T. Yamashita, D. Koelle und R. Kleiner, “Hot spots and waves in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ intrinsic Josephson junction stacks: a study by low temperature scanning laser microscopy”, *Physical Review Letters* **102**, 017006 (2009).
- ⁴¹U. Welp, K. Kadowaki und R. Kleiner, “Superconducting emitters of THz radiation”, *Nature Photonics* **7**, 702–710 (2013).
- ⁴²R. Wieland, O. Kizilaslan, N. Kinev, E. Dorsch, S. Guéron, Z. Song, Z. Wei, H. Wang, P. Wu, D. Koelle, V. P. Koshelets und R. Kleiner, “Terahertz emission from mutually synchronized standalone $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ intrinsic-Josephson-junction stacks”, *Physical Review Applied* **22**, 044022 (2024).
- ⁴³S. Sakai, P. Bodin und N. F. Pedersen, “Fluxons in thin-film superconductor-insulator superlattices”, *Journal of Applied Physics* **73**, 2411–2418 (1993).
- ⁴⁴R. Kleiner, “Two-dimensional resonant modes in stacked Josephson junctions”, *Physical Review B* **50**, 6919–6922 (1994).
- ⁴⁵R. Kleiner, T. Gaber und G. Hechtfisher, “Stacked long Josephson junctions in zero magnetic field: a numerical study of coupled one-dimensional sine-Gordon equations”, *Physical Review B* **62**, 4086–4095 (2000).

- ⁴⁶G. Hechtfischer, R. Kleiner, K. Schlenga, W. Walkenhorst, P. Mueller und H. L. Johnson, “Collective motion of Josephson vortices in intrinsic Josephson junctions in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ ”, *Physical Review B* **55**, 14638–14644 (1997).
- ⁴⁷F. Rudau, M. Tsujimoto, B. Gross, T. E. Judd, R. Wieland, E. Goldobin, N. Kinev, J. Yuan, Y. Huang, M. Ji, X. J. Zhou, D. Y. An, A. Ishii, R. G. Mints, P. H. Wu, T. Hatano, H. B. Wang, V. P. Koshelets, D. Koelle und R. Kleiner, “Thermal and electromagnetic properties of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ intrinsic Josephson junction stacks studied via one-dimensional coupled sine-Gordon equations”, *Physical Review B* **91**, 104513 (2015).
- ⁴⁸F. Rudau, R. Wieland, J. Langer, X. J. Zhou, M. Ji, N. Kinev, L. Y. Hao, Y. Huang, J. Li, P. H. Wu, T. Hatano, V. P. Koshelets, H. B. Wang, D. Koelle und R. Kleiner, “Three-dimensional simulations of the electrothermal and terahertz emission properties of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ intrinsic Josephson junction stacks”, *Physical Review Applied* **5**, 044017 (2016).
- ⁴⁹R. F. Kazarinov und R. A. Suris, “Possibility of the Amplification of Electromagnetic Waves in a Semiconductor with a Superlattice”, *Soviet Physics—Semiconductors* **Vol. 5**, p. 707 (1971).
- ⁵⁰G. Scalari und J. Faist, “30 years of the quantum cascade laser”, *Communications Physics* **7**, 394 (2024).
- ⁵¹X. Lü, B. Röben, V. Pistore, K. Biermann, E. Luna, M. Wienold, H.-W. Hübers, J. R. Wubs, J.-P. H. Van Helden, P. Gellie und L. Schrottke, “Terahertz Quantum-Cascade Lasers: From Design to Applications”, *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology* **14**, 579–591 (2024).
- ⁵²N. Zhuo, F. Liu und Z. Wang, “Quantum cascade lasers: from sketch to mainstream in the mid and far infrared”, *Journal of Semiconductors* **41**, 010301 (2020).
- ⁵³R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti und F. Rossi, “Terahertz semiconductor-heterostructure laser”, *Nature* **417**, 156–159 (2002).
- ⁵⁴B. Wen und D. Ban, “High-temperature terahertz quantum cascade lasers”, *Progress in Quantum Electronics* **80**, 100363 (2021).
- ⁵⁵D. Mittleman, R. Jacobsen, R. Neelamani, R. Baraniuk und M. Nuss, “Gas sensing using terahertz time-domain spectroscopy”, *Appl. Phys. B* **67**, 379–390 (1998).
- ⁵⁶D. M. Slocum, E. J. Slingerland, R. H. Giles und T. M. Goyette, “Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects”, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **127**, 49–63 (2013).
- ⁵⁷R. J. D. Tilley, *Crystals and crystal structures* (John Wiley & Sons, 2006), 272 S.
- ⁵⁸D. Zhang, H. Wu, C. R. Bowen und Y. Yang, “Recent advances in pyroelectric materials and applications”, *Small* **17**, 2103960 (2021).
- ⁵⁹S. Lang, “A 2400 year history of pyroelectricity: From Ancient Greece to exploration of the solar system”, *British Ceramic Transactions* **103**, 65–70 (2004).

- ⁶⁰S. B. Lang, “Pyroelectricity: from ancient curiosity to modern imaging tool”, *Physics Today* **58**, 31–36 (2005).
- ⁶¹M. Aleksandrova, C. Jagtap, V. Kadam, S. Jadkar, G. Kolev, K. Denishev und H. Pathan, “An Overview of Microelectronic Infrared Pyroelectric Detector”, *Engineered Science* **16**, 82–89 (2021).
- ⁶²P. L. Richards, “Bolometers for infrared and millimeter waves”, *Journal of Applied Physics* **76**, 1–24 (1994).
- ⁶³R. Kokkonen, J. Govenius, V. Vesterinen, R. E. Lake, A. M. Gunyhó, K. Y. Tan, S. Simbierowicz, L. Grönberg, J. Lehtinen, M. Prunnila, J. Hassel, A. Lamminen, O.-P. Saira und M. Möttönen, “Nanobolometer with ultralow noise equivalent power”, *Communications Physics* **2**, 124 (2019).
- ⁶⁴M. Saffman, T. G. Walker und K. Mølmer, “Quantum information with Rydberg atoms”, *Reviews of Modern Physics* **82**, 2313–2363 (2010).
- ⁶⁵J. R. Rydberg, “XXXIV. On the structure of the line-spectra of the chemical elements”, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **29**, 331–337 (1890).
- ⁶⁶L. Torralbo-Campo, E. Dorsch, F. Battran, X. Lue, H. T. Grahm, D. Koelle, R. Kleiner und J. Fortágh, “A Rydberg gas terahertz sensor”, in *Optical sensors and sensing congress 2022 (AIS, LACSEA, sensors, ES)* (2022), SM3C.3.
- ⁶⁷T. Y. Abi-Salloum, “Electromagnetically induced transparency and Autler-Townes splitting: two similar but distinct phenomena in two categories of three-level atomic systems”, *Physical Review A* **81**, 053836 (2010).
- ⁶⁸S. H. Autler und C. H. Townes, “Stark effect in rapidly varying fields”, *Physical Review* **100**, 703–722 (1955).
- ⁶⁹S. E. Harris, J. E. Field und A. Imamoglu, “Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency”, *Physical Review Letters* **64**, 1107–1110 (1990).
- ⁷⁰M. O. Scully und M. S. Zubairy, *Quantum optics* (Cambridge University Press, 1997), 664 S.
- ⁷¹D. F. Swinehart, “The Beer-Lambert law”, *Journal of Chemical Education* **39**, 333 (1962).
- ⁷²H. R. Kaufman und R. S. Robinson, “Ion source design for industrial applications”, *AIAA Journal* **20**, 745–760 (1982).
- ⁷³M. Ji, J. Yuan, B. Gross, F. Rudau, D. Y. An, M. Y. Li, X. J. Zhou, Y. Huang, H. C. Sun, Q. Zhu, J. Li, N. Kinev, T. Hatano, V. P. Koshelets, D. Koelle, R. Kleiner, W. W. Xu, B. B. Jin, H. B. Wang und P. H. Wu, “Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ intrinsic Josephson junction stacks with improved cooling: coherent emission above 1 THz”, *Applied Physics Letters* **105**, 122602 (2014).
- ⁷⁴G. Balakrishnan, D. Paul, M. Lees und A. Boothroyd, “Single crystal growth of Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ using an infra-red image furnace”, *Physica C: Superconductivity* **206**, 148–154 (1993).

- ⁷⁵B. Hampel, M. Tollkühn, I. Elenskiy, M. Martens, D. Kajevic und M. Schilling, “Josephson Cantilevers for THz Microscopy of Additive Manufactured Diffractive Optical Components”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **29**, 1–4 (2019).
- ⁷⁶M. Tollkühn, P. J. Ritter, M. Schilling und B. Hampel, “THz microscope for three-dimensional imaging with superconducting Josephson junctions”, Review of Scientific Instruments **93**, 043708 (2022).
- ⁷⁷P. J. Ritter, F.-N. Stapelfeldt, M. Tollkühn, D. Hanisch, M. Pröpper, M. Schilling und B. Hampel, “Antenna Designs for Efficient Coupling to Josephson junctions for THz Microscopy”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **33**, 1–5 (2023).
- ⁷⁸S. Guénou, M. Grünzweig, B. Gross, J. Yuan, Z. G. Jiang, Y. Y. Zhong, M. Y. Li, A. Iishi, P. H. Wu, T. Hatano, R. G. Mints, E. Goldobin, D. Koelle, H. B. Wang und R. Kleiner, “Interaction of hot spots and terahertz waves in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ intrinsic Josephson junction stacks of various geometry”, Physical Review B **82**, 214506 (2010).
- ⁷⁹B. Hampel, M. Tollkühn, I. Elenskiy, M. Martens, D. Kajevic und M. Schilling, “Josephson Cantilevers for THz Microscopy of Additive Manufactured Diffractive Optical Components”, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **29**, 1–4 (2019).
- ⁸⁰H. Richter, N. Rothbart, M. Wienold, X. Lü, K. Biermann, L. Schrottke, D. Jayasankar, J. Stake, P. Sobis und H.-W. Hübers, “Phase Locking of Quantum-Cascade Lasers Operating Around 3.5 and 4.7 THz With a Schottky-Diode Harmonic Mixer”, IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology **14**, 346–353 (2024).
- ⁸¹X. Xin, H. Altan, A. Saint, D. Matten und R. R. Alfano, “Terahertz absorption spectrum of para and ortho water vapors at different humidities at room temperature”, Journal of Applied Physics **100**, 094905 (2006).
- ⁸²O Kizilaslan, Y Simsek, M. A. Aksan, Y Koval und P Müller, “Enhancement of the critical current of intrinsic Josephson junctions by carrier injection”, Superconductor Science and Technology **28**, 085017 (2015).
- ⁸³R. Kleiner, X. Zhou, E. Dorsch, X. Zhang, D. Koelle und D. Jin, “Space-time crystalline order of a high-critical-temperature superconductor with intrinsic Josephson junctions”, Nature communications **12**, 6038 (2021).
- ⁸⁴J. Hartung, B. Elpelt und K.-H. Klösener, *Statistik: Lehr- und Handbuch der angewandten Statistik ; mit zahlreichen, vollständig durchgerechneten Beispielen*, 7., durchges. Aufl. (Oldenbourg, München, 1989).
- ⁸⁵A. V. Oppenheim, R. W. Schafer und J. R. Buck, *Discrete-time signal processing*, 2nd edition (Pearson Education, Inc, 1999).
- ⁸⁶J. Zhang, P. W. Hess, A. Kyprianidis, P. Becker, A. Lee, J. Smith, G. Pagano, I.-D. Potirniche, A. C. Potter, A. Vishwanath, N. Y. Yao und C. Monroe, “Observation of a discrete time crystal”, Nature **543**, 217–220 (2017).