

Hochfrequenzverhalten gekoppelter und ungekoppelter Josephson-Kontakte auf
der Basis von Hochtemperatur-Supraleitern

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Dipl.-Phys. Jens Scherbel

geboren am 29.08.1970 in Lauchhammer

Gutachter

- 1. Prof. Dr. Paul Seidel, Universität Jena**
- 2. Prof. Dr. Paul Müller, Universität Erlangen-Nürnberg**
- 3. Prof. Dr. Reinhold Kleiner, Universität Tübingen**

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 19.05.2001

Tag der öffentlichen Verteidigung: 07.06.2001

Diese Dissertation möchte ich meiner lieben Frau, Anke, widmen, die mir seitdem wir verheiratet sind immer wieder den Rücken für meine wissenschaftliche Arbeit freigehalten hat.

1. Einführung	1
2. Grundlagen und bisherige Ergebnisse	3
2.1. Die Josephson-Effekte.....	3
2.2. Magnetfeldverhalten kurzer Josephson-Kontakte.....	5
2.3. Das RCSJ-Modell mit weißem Rauschen.....	7
2.3.1. Modell.....	7
2.3.2. AC-Josephson-Effekte im RCSJ-Modell.....	9
2.4. Der Josephson-Kontakt als mm- und sub-mm-Wellenmischer.....	14
2.4.1. Rauscharme Mischertechnologien.....	14
2.3.1. Arbeitsweise eines Josephson-Mischers.....	17
2.3.2. Ergebnisse bisheriger theoretischer Untersuchungen.....	19
2.3.3. Hot/Cold-Verfahren zur Bestimmung der Rauschtemperatur und Konversion.....	26
2.4.5. Bisherige experimentelle Ergebnisse aus der Literatur.....	27
3. Intrinsische Josephson-Kontakt-Arrays	30
3.1. Aktive Bauelemente auf der Basis von intrinsischen Stapelkontakten.....	30
3.2. Herstellung intrinsischer Stapelkontakte.....	31
3.3. Elektrische Charakterisierung.....	33
3.3.1. BSCCO-Stapelkontakte.....	33
3.3.2. TBCCO-Stapelkontakte.....	35
3.4. Phasenkopplungsdynamik in geschunteten Josephson-Kontakt-Arrays.....	40
4. Herstellung und Charakterisierung von HTSL-Josephson-Mischern	47
4.1. Anforderungen an Josephson-Kontakte für HTSL-Josephson-Mischer.....	47
4.2. Herstellung dünner YBCO-Schichten auf MgO.....	48
4.3. Strukturierung der Bauelemente.....	51
4.4. Charakterisierung der Josephson-Kontakte.....	53
4.5. Mischerblock.....	57
4.6. Antennen- und Filterstrukturen.....	59
4.7. Substratbearbeitung und Mischerblockmontage.....	60

5.	HF-Eigenschaften von HTSL-Josephson-Hohlleitermischern.....	63
5.1.	Meßaufbau.....	63
5.2.	ZF-Anpassung.....	66
5.3.	Rausch- und Konversionsmessungen.....	67
5.3.1.	Hohlleitermischer für 115 GHz.....	67
5.3.2.	Hohlleitermischer für 345 GHz bei 20 K.....	68
5.4.	Verhalten von Josephson-Kontakten in resonanter HF-Umgebung.....	72
5.5.	Abhängigkeit des Mischer-Rauschens vom thermischen Rauschen.....	76
5.6.	Sättigungseffekte.....	78
5.7.	Schlußfolgerungen zur Anwendung von HTSL-Josephson-Mischern.....	82
6.	Zusammenfassung und Ausblick.....	84
	Literaturverzeichnis.....	87

Verwendete Abkürzungen

TTSL	Tieftemperatur-Supraleiter
HTSL	Hochtemperatur-Supraleiter
SIS	Supraleiter-Isolator-Supraleiter
SNS	Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter
JKA	Josephson-Kontaktarray
LO	Lokaloszillator
HEB	Hot-Electron-Bolometer
DSB	Doppelseitenband
LVA	Langsam veränderliche und kleine Amplituden
PLD	Pulsed-Laser-Deposition
RPG	Radiometer Physics GmbH

Mehrfach verwendeten Symbole

B	magnetische Induktion (entspricht dem angelegten Magnetfeld)
β_C	Mc-Cumber-Parameter, $\beta_C = \omega_C R_N C$
C	Josephson-Kontakt-Kapazität
d_0	Dicke der Josephson-Barriere
Δf_J	Josephson-Linienbreite
Δf_{Sig}	Signalbandbreite
Δf_{ZF}	Zwischenfrequenz-Bandbreite
Φ	magnetischer Fluß, $\Phi = AB = 2\lambda_L LB$
Φ_0	magnetisches Flußquant, $\Phi_0 = h/2e$; $e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$
ϕ	Phasendifferenz im Josephson-Kontakt
f_{HF}	HF-Frequenz
f_J	Josephson-Frequenz
f_{LO}	LO-Frequenz
f_{Sig}	Signal-Frequenz
f_{ZF}	ZF-Frequenz
Γ	thermischer Fluktuationsparameter, $\Gamma = 2ek_B T / (\hbar I_C)$
h ; \hbar	Planck-Konstante, $h = 6,63 \cdot 10^{-34} Js$; $\hbar = h/2\pi$
k_B	Boltzmann-Konstante, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} J/K$
η_i	(interne) Konversionseffizienz des Mischers ohne HF-Reflexion
η_M	Konversionseffizienz des Mischers
η_R	Konversionseffizienz des gesamten Mischersystems
I_B ; i_B ; (I)	Speisestrom, $i_B = I_B / I_C$
I_C	Kritischer Strom des Josephson-Kontaktes
I_G ; i_G	Rauschstrom im Josephson-Kontakt, $i_G = I_G / I_C$
I_{HF} ; i_{HF}	HF-Amplitude, $i_{HF} = I_{HF} / I_C$
I_{LO}	LO-Amplitude
I_N ; (I_{QT})	Quasiteilchenstrom im Josephson-Kontakt
I_R	Rücksprungstrom in hysteretischen Josephson-Kontakten
I_{Sig} ; i_{Sig}	Signalamplitude, $i_{Sig} = I_{Sig} / I_C$

J_C	kritische Stromdichte des Josephson-Kontaktes
L	Breite des Josephson-Kontaktes
λ_L	Londonsche Eindringtiefe
λ_J	Josephson-Eindringtiefe
μ_0	magnetische Permeabilität des Vakuums, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ T}^2 \text{ m}^3 / \text{J}$
P_{LO}	LO-Strahlungsleistung
P_{Sig}	Signalstrahlungsleistung
$P_{ZF, H} ; (P_H)$	ZF-Ausgangsleistung bei HF-Hot-Load des Mixers
$P_{ZF, C} ; (P_C)$	ZF-Ausgangsleistung bei HF-Cold-Load des Mixers
R	Reflexionskoeffizient der ZF-Reflektivität des Mixers
R_d	differentieller (dynamischer) Widerstand
R_N	Quasiteilchenwiderstand
R_S	Signaleingangsimpedanz
ρ_{Sig}	Signal-Reflexionskoeffizient des Mixers
S_I	Spektrale Dichte der Strom-Fluktuation
S_V	Spektrale Dichte der Spannungsfluktuation
T	Betriebstemperatur
T_M	DSB-Mischer-Rauschtemperatur
T_R	DSB-System-Rauschtemperatur
$T_{R, excess}$	DSB-Rauschtemperatur des Excessrauschens
T_U	Temperatur des 50- Ω -Abschlußwiderstands
τ	Periode der Josephson-Oszillation, $\tau = \omega_C t$
U	Spannung des Josephson-Kontaktes
U_C	charakteristische Spannung des Josephson-Kontaktes, $U_C = I_C R_N$
ω_C	Charakteristische Josephson-Frequenz, $\omega_C = 2eI_C R_N / \hbar$
$\omega ; \Omega$	Kreisfrequenz, $\Omega = \omega / \omega_C ; \omega = 2\pi f$
$\omega_J ; \Omega_J$	Josephson-Kreisfrequenz, $\Omega_J = \omega_J / \omega_C ; \omega_J = 2\pi f_J$
$\omega_{LO} ; \Omega_{LO}$	LO-Kreisfrequenz, $\Omega_{LO} = \omega_{LO} / \omega_C ; \omega_{LO} = 2\pi f_{LO}$
$\omega_{Sig} ; \Omega_{Sig}$	Signalkreisfrequenz, $\Omega_{Sig} = \omega_{Sig} / \omega_C ; \omega_{Sig} = 2\pi f_{Sig}$
$\omega_{ZF} ; \Omega_{ZF}$	ZF-Kreisfrequenz, $\Omega_{ZF} = \omega_{ZF} / \omega_C ; \omega_{ZF} = 2\pi f_{ZF}$

High frequency behaviour of coupled and uncoupled Josephson junctions based on high temperature superconductors

Abstract

Josephson junctions made from high temperature superconductors (HTS) are active high frequency devices which can be used as oscillators or frequency mixers in the submillimeter-wave region. The frequencies of these electromagnetic waves range from 300 GHz up to 3 THz. Up to now, this wave band is a relatively unexploited region of the electromagnetic spectrum because it is very difficult to produce and detect submillimeter-waves. However, submillimeter-wave technologies are becoming important in many practical scientific applications such as radio astronomy, atmospheric research, plasma diagnostics and THz-imaging, recently.

In this work, the behaviour HTS Josephson junctions have been investigated experimentally and theoretically with the aim to THz-applications. In the first part the behaviour of intrinsic Josephson junction stacks are measured, and the possibility of phase locking is discussed by the theoretical analysis of two different shunt technologies depending on the parameter spread of the junction and the shunt parameters. It could be shown that stacks made from sputtered BSCCO layers does not act as intrinsic Josephson junction arrays because of their many micro shorts resulting from the layer growth. However, the stacks made from sputtered TBCCO show clear intrinsic Josephson junction behaviour. But their quasiparticle branches in the current-voltage characteristic deviate from the behaviour predicted by the common used RCSJ model. These branches can be discussed within a tunneling model using d-wave superconductor density of states. A temperature dependent current distribution and a zero bias anomaly was found. Furthermore, the coherent behaviour is studied for intrinsic arrays with additional side-wall shunts. The existence of thresholds of phase locking at especial junction and shunt parameters are demonstrated and discussed in regard to THz-oscillator applications. It was found that the Josephson junctions in a stack can be phase locked even if they have a parameter spread in the critical current up to 15% using a resonant shunt.

In the second part of this work the mixing properties of HTS bicrystal Josephson junctions as wave guide mixers for 115 and 345 GHz have been investigated. A variable backshort and E-plane tuner in the mixer block allowed to control the impedance matching between the junction and the rf-environment. The intermediate frequency were 1.4 GHz. The double-side band (DSB) mixer noise temperature and the conversion efficiency were determined using the hot/cold method. It was observed that the noise temperature was strongly dependent on the matching conditions. The lowest noise temperatures have been obtained for tuner positions supporting the formation of a subharmonic step which appeared between the zeroth and first Shapiro step. The physical background of the appearance of this feature and their influence to the noise temperature is discussed. At an operating temperature of $T=20$ K a lowest DSB mixer noise temperature of 1003 K and a mixer conversion efficiency of -0.8 dB was obtained. It could be shown that the conversion efficiency depends not only from the dynamic resistance in the operating point itself but also from the dynamical resistance of its neighbourhood. The thermal noise dependence of the noise temperature was investigated in detail and is explained by the physical background. Different saturation effects have been found by measuring the relative heterodyne response. The reasons and possibilities to suppress these saturation effects are discussed.

Hochfrequenzverhalten gekoppelter und ungekoppelter Josephson-Kontakte auf der Basis von Hochtemperatur-Supraleitern

Kurzfassung

Josephson-Kontakte aus Hochtemperatur-Supraleitern (HTSL) sind aktive Hochfrequenzbauelemente, die als Oszillatoren oder Frequenzmischer im Submillimeter-Wellenlängenbereich verwendet werden können. Die Frequenzen dieser elektromagnetischen Wellen reichen von 300 GHz bis etwa 3 THz. Derzeitig wird dieses Frequenzband des elektromagnetischen Spektrums relativ wenig genutzt, da es z.Z. noch recht schwierig ist, Submillimeter-Wellen zu erzeugen und zu detektieren. Submillimeter-Wellentechnologien werden jedoch mehr und mehr in praktischen wissenschaftlichen Untersuchungen interessant, wie z.B. in der Radioastronomie, der Atmosphärenforschung, der Plasmadiagnostik und in THz-Bildgebungsverfahren.

In dieser Arbeit wurde deshalb das Verhalten von HTSL Josephson Kontakten sowohl experimentell als auch theoretisch im Hinblick auf THz-Anwendungen untersucht. Im ersten Teil wurde das Verhalten von intrinsischen Josephson-Kontaktstapeln gemessen. Die Stapel auf der Basis von gesputterten BSCCO-Schichten weisen aufgrund vieler Mikro-Kurzschlüsse kein intrinsisches Josephson-Kontakt-Verhalten auf. Stapel aus gesputterten TBCCO-Schichten hingegen zeigen ein klares intrinsisches Josephson-Kontaktverhalten. Die Quasiteilchen-Äste in deren Strom-Spannungs-Kennlinien weichen von dem Verhalten des allgemein verwendeten RCSJ-Modells ab. Die Äste können aber innerhalb eines Tunnelmodells unter Verwendung einer d-Wellen Zustandsdichte des Supraleiters beschrieben werden. Dabei wurde eine temperaturabhängige Stromverteilung und eine Zero-Bias-Anomalie gefunden. Weiterhin wurde das Kohärenzverhalten intrinsischer Stapelkontakte mit zusätzlichen Seiten-Shunts theoretisch untersucht. Die Existenz von Parametergrenzen, innerhalb deren Phasenkopplung der Josephson-Kontakte stattfindet, konnte demonstriert werden und wird im Hinblick auf THz-Oszillatorenanwendungen diskutiert. Josephson-Kontakte eines Stapels mit Streuungen im kritischen Strom bis zu 15% können bei Verwendung einer geeigneten resonanten Shuntgeometrie phasengekoppelt werden.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden die Mischereigenschaften von HTSL Bikristallkontakten als Hohlletermischer für 115 und 345 GHz untersucht. Ein variabler Kurzschlußschieber und ein E-Plane-Tuner im Mischerblock gestatteten dabei eine Impedanzanpassung der Mischenumgebung. Die Zwischenfrequenz betrug 1.4 GHz. Die Mischerrauschtemperatur im Doppelseitenband (DSB) und die Konversionseffizienz wurden anhand der Hot/Cold-Methode bestimmt. Es wurde beobachtet, daß die Rauschtemperatur stark von der Impedanzumgebung des Mixers abhängig war. Die niedrigsten Rauschtemperaturen wurden im Zusammenhang der Erscheinung und Ausprägung einer subharmonischen Stufe zwischen der nullten und ersten Shapiro-Stufe gemessen. Der physikalische Hintergrund dieser Erscheinung und deren Einfluß auf die Rauschtemperatur wird diskutiert. Bei einer Arbeitstemperatur von $T=20$ K wurde eine niedrigste DSB-Rauschtemperatur des Mixers von 1003 K bei einer Mischer-Konversionseffizienz von $-0,8$ dB gemessen. Es konnte weiterhin gezeigt werden, daß die Konversionseffizienz nicht nur vom dynamischen Widerstand im Arbeitspunkt selber sondern auch in dessen Umgebung abhängt. Der Einfluß des thermischen Rauschens auf die Mischerrauschtemperatur wurde im Detail untersucht und anhand der physikalischen Hintergründe erläutert. Messungen der relativen Heterodynresponse zeigten verschiedene Sättigungseffekte. Die Ursachen und Möglichkeiten der Unterdrückung dieser Effekte werden diskutiert.

1. Einführung

Mit zunehmendem Fortschritt und Erkenntnisstand, sowohl in der Radioastronomie als auch in der Atmosphärenforschung, wächst das Bedürfnis nach rauscharmen, kostengünstigen und möglichst wartungsarmen wie auch bedienungsfreundlichen Empfängersystemen für Strahlung im THz-Bereich. Andererseits wird es in Zukunft für die Satellitenkommunikation aus Gründen der immer höheren Datenmengen unausweichlich, die noch unbesetzten Frequenzbänder in hohen Bandbreiten zu nutzen. Das bedeutet aber eine bessere technische Erschließung der Frequenzen oberhalb von einigen GHz bis in den THz-Bereich. Aber auch in der Medizin und der Sicherheitstechnik versucht man aufgrund höherer örtlicher Auflösung, bedingt durch eine Reduktion der Rayleigh-Streuung gegenüber Röntgen- bzw. naher Infrarotstrahlung, zu Frequenzen von einigen 100 GHz überzugehen [Phys2000]. Diese Entwicklungen führen in naher Zukunft zu einer verstärkten Nachfrage nach Lösungen für Empfänger- bzw. Generatorsysteme in diesem Frequenzbereich. Für den HF-Empfang, bei dem eine geringe HF-Empfindlichkeit ausreicht und keine spektrale Information über die jeweilige Strahlung gefragt ist, genügen die schon im Einsatz befindlichen HF-Detektordioden. Möchte man jedoch spektrale Informationen über eine schwache HF-Strahlung im mm- bzw. sub-mm-Wellenbereich, bieten sich supraleitende HF-Mischer als Empfänger an. Diese versprechen ein rauscharmes Verhalten und eine hohe Empfindlichkeit sowie die Möglichkeit der Integration von Lokaloszillator- und Empfängerelementen. Im Bereich der HF-Generatoren sind Arrays von auf Supraleitern basierenden Josephson-Kontakten interessant, insbesondere aufgrund der Möglichkeit hohe Frequenzen im THz-Bereich zu generieren. Zur Zeit werden schon SIS-Mischer, die auf Tieftemperatur-Supraleitern (TTSL) basieren, als extrem rauscharme Empfänger für die Radioastronomie kommerziell verwendet. Der Wunsch besteht aber darin, solche Bauelemente nicht mehr als auf 15 bis 20 K kühlen zu müssen, welches die Betriebskosten senken und die Wartung ebenso wie die Inbetriebnahme dieser Empfängersysteme erleichtern würde. Das ist jedoch bei der Verwendung von TTSL-Bauelementen nicht möglich und wird z.Z. durch halbleitende Schottky-Dioden realisiert, die aber für den interessierenden hohen Frequenzbereich ziemlich große Lokaloszillatorleistungen von einigen zehn mW benötigen und insbesondere auch schon bei Frequenzen unterhalb von 1 THz ein recht hohes Eigenrauschen zeigen. Dieses hohe Empfängereigenrauschen erhöht die Mittelungszeiten des empfangenen Signals und damit die Beobachtungszeiten wesentlich.

Die Arbeit hatte zwei Ziele: Einerseits war das Verhalten von Hochtemperatursupraleiter(HTSL)-Josephson-Kontaktarrays für eine Anwendung als Strahlungsquelle (z.B. Lokaloszillatoren für Heterodyn timer) zu untersuchen. Andererseits sollte herausgefunden werden, ob sich HTSL-Josephson-Kontakte aufgrund ihrer Nichtlinearität für den Einsatz als Hohlleitertimer mit einer Betriebstemperatur von etwa 20 K in schon bestehender Empfängersystemtechnologie der Radioastronomie und Atmosphärenforschung eignen. Die zweite Aufgabe wurde dabei in aktiver Zusammenarbeit mit der Firma Radiometer Physics GmbH in Meckenheim durchgeführt, die schon Systemlösungen für Heterodyn timer auf der Basis von Schottky-Dioden anbietet.

Im **Kapitel 2** werden einige für die Aufgabenstellung wesentliche Grundlagen diskutiert und die wichtigsten Ergebnisse bisheriger Untersuchungen im Zusammenhang mit dieser Arbeit vorgestellt.

Kapitel 3 behandelt sowohl das verwendete Herstellungsverfahren dünner BiSrCaCuO(BSCCO)-Schichten mit den daraus erhaltenen Resultaten als auch die Interpretation der Meßergebnisse intrinsischer BSCCO- und TBCCO-Stapelkontakte auf Dünnschichtbasis. Es werden zwei Möglichkeiten einer Phasenkopplung der einzelnen Josephson-Kontakte innerhalb solcher natürlichen Serienarrays trotz vorhandener Parameterstreuung anhand eines Zweikontaktarrays diskutiert und mit Hilfe eines für mehrere Kontakte erweiterbaren Modells analytisch beschrieben.

Kapitel 4 zeigt die Parameteranforderungen an die Josephson-Kontakte und deren Realisierung für eine Anwendung als Heterodyn timer und die gesamte Herstellungstechnologie der Josephson-Hohlleitertimer unter HF-technischen Gesichtspunkten.

In **Kapitel 5** werden dann die Ergebnisse der Josephson-Mischer bzgl. ihrer Eigenschaften und ihres Mischerverhaltens dargestellt und weitgehend physikalisch begründet. Besonderes Augenmerk bekommt dabei das Verhalten der Josephson-Kontakte im Fall einer Resonanz- und Impedanzeinbettung. Eine Diskussion aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse über Eigenschaften und Mischverhalten für die Anwendung in Radioastronomie und Atmosphärenforschung erfolgt am Ende des Kapitels.

Abschließend wird eine Zusammenfassung über die wichtigsten aus dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse sowie ein Ausblick über weiter notwendige Untersuchungen für entscheidende Fortschritte bzgl. der HTSL-Josephson-Kontaktanwendung im Bereich der HF-Generatoren bzw. Heterodyn timer gegeben.

2. Grundlagen

„In Christus liegen alle Schätze der Weisheit und der Erkenntnis verborgen.“

-Brief an die Kolosser 2, 3

2.1. Die Josephson-Effekte

In einem Supraleiter sind unterhalb einer kritischen Temperatur ($T < T_C$) nach der BCS-Theorie [Bard1957] die Leitungselektronen zu so genannten Cooper-Paaren korreliert. Der Gesamtimpuls dieser Cooper-Paare ist Null und die Spins der beiden Elektronen entgegengesetzt, weshalb die jeweils korrelierten Elektronen nicht mehr dem Pauli-Verbot unterliegen. Somit können diese Elektronen-Paare als Bosonen betrachtet werden, die im Gegensatz zu den Leptonen, worunter die Einzelelektronen zählen, auf ein und denselben Zustand kondensieren. Das erlaubt die Beschreibung des Verhaltens der gesamten Cooper-Paare in einem Supraleiter durch eine einzige Wellenfunktion Ψ mit der Phase θ . Durch theoretische Berechnungen anhand der BCS-Theorie fand B. D. Josephson, daß durch einen Tunnelkontakt, auch SIS(Supraleiter-Isolator-Supraleiter)-Kontakt genannt, mit zwei supraleitenden Elektroden ein schwacher Suprastrom fließen kann, wenn die Tunnelbarriere dünn genug ist, um eine Überlagerung der beiden Wellenfunktionen der Cooper-Paare in den beiden Elektroden mit den Phasen θ_1 bzw. θ_2 zuzulassen, d.h. Cooper-Paare tunneln können [Jos1962]:

$$I_S = I_C \sin(\phi) \quad , \quad (1)$$

wobei $\phi = \theta_1 - \theta_2$ und I_C der maximal mögliche Suprastrom durch die Tunnelbarriere ist. Das ist der DC-Josephson-Effekt. Weiterhin zeigte Josephson das Auftreten einer Wechselstromkomponente mit einer Frequenz $\omega_J = d\phi/dt$ für den Fall, daß der aufgeprägte Strom den maximal möglichen Suprastrom überschreitet und am Tunnelkontakt eine Gleichspannung U abfällt:

$$U = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\phi}{dt} \quad . \quad (2)$$

Dieser Effekt wird auch als *AC-Josephson-Effekt* bezeichnet und zeigt, daß der Josephson-Kontakt ein HF-Oszillator ist. Näheres dazu ist in Kapitel 2.3 anhand eines phänomenologischen Modells beschrieben.

Die Josephson-Effekte treten nicht nur bei Tunnelkontakten auf, sondern generell bei schwach gekoppelten Supraleitern, bei denen die Kopplung der Elektroden einerseits so schwach ist, daß die Cooper-Paare in den einzelnen supraleitenden Elektroden jeweils durch eine Wellenfunktion mit eigener Phase beschrieben werden müssen, andererseits aber stark genug, um eine Phasenkorrelation (Überlagerung) zuzulassen. Das wird z.B. auch gewährleistet, wenn die Barriere ein Normalleiter entsprechender Dicke ist. Diese Kontakte werden daher als SNS(Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter)-Kontakte bezeichnet. Ebenso ist es möglich, daß die Barriere aus Schichten isolierenden, halbleitenden und normalleitenden Materials unterschiedlicher Folge bestehen kann. Da alle diese Kontakte beide Josephson-Effekte zeigen, werden sie auch unter der Kategorie der Josephson-Kontakte zusammengefaßt.

Die Realisierung der Josephson-Kontakte aus HTSL-Materialien bietet verschiedene Möglichkeiten. Einerseits kann man zwei HTSL-Elektrodenschichten z.B. aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) mit einer künstlichen Barrierenschicht aus geeigneten Normalleitermaterialien versehen, wie es z.B. bei den *Rampenkontakten* [Gao1992, Eng1998] (Abbildung 1a) der Fall ist, oder man

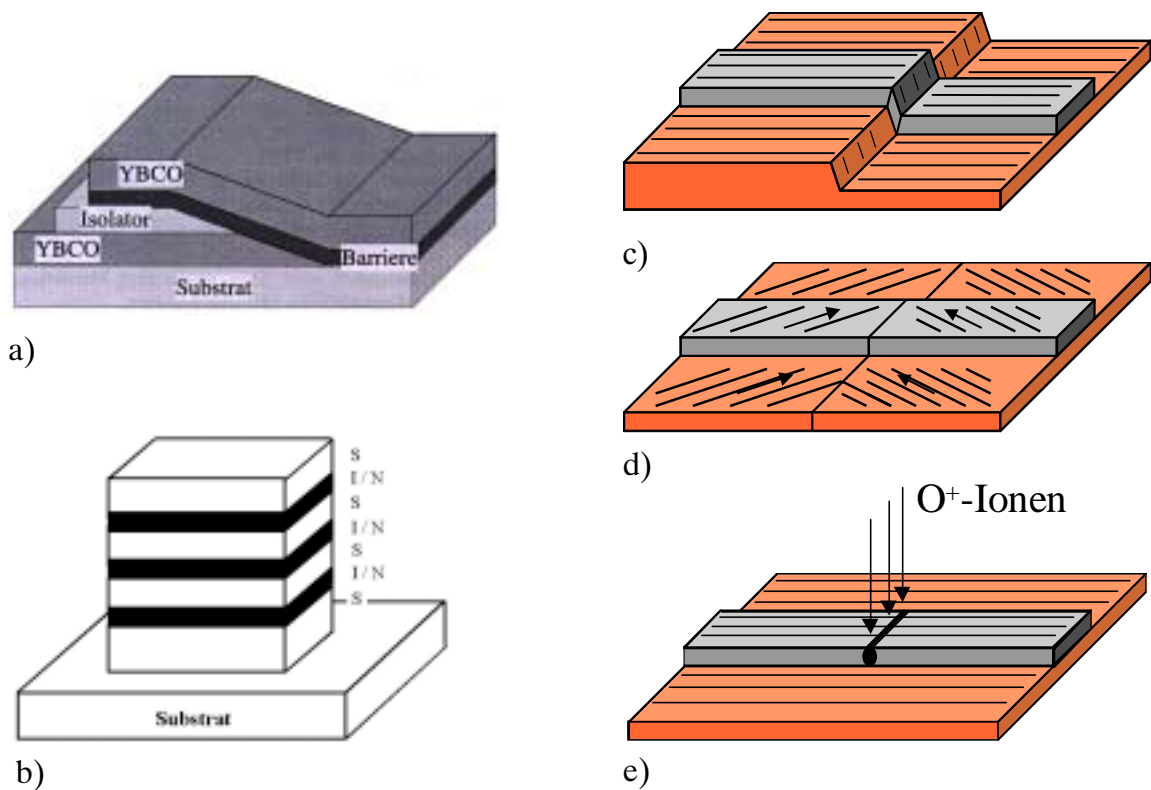


Abbildung 1: Realisierungsmöglichkeiten von HTSL-Josephson-Kontakten. a) Rampenkontakt (entnommen aus [Eng1998]), b) intrinsisches Stapelkontakt-Array, c) Step-edge-Kontakt, d) Bikristall-Kontakt, e) Ionen-modifizierte Mikrobrücke.

erzeugt Korngrenzen durch Unterbrechung der supraleitenden Kupferoxidebenen. Die Korngrenzenerzeugung erfolgt durch eine geeignete Unterbrechung der Epitaxie in der HTSL-Schicht. Aufgrund des epitaktischen HTSL-Schichtwachstums erfolgt dieses sinnvollerweise schon bei der Herstellung der Schicht durch entsprechende Stufen im verwendeten Substrat [Jia1991] (Abbildung 1c) oder durch die Verwendung eines Bikristall-Substrates [Dim1988] (Abbildung 1d), bei dem die Substratorientierung an der Korngrenze durch das Zusammensetzen zweier Einkristalle mit unterschiedlichen Orientierungsrichtungen gezielt wechselt. Das kann hierbei symmetrisch oder antisymmetrisch und unter verschiedenen Winkeln erfolgen, welches die Eigenschaften der später darauf hergestellten Josephson-Kontakte maßgeblich beeinflusst. Aufgrund der verwendeten Technologie nennt man die auf Substratstufen basierenden Josephson-Kontakte *Step-edge-Kontakte* und die auf Bikristallsubstrat basierenden *Bikristall-Kontakte*. Abhängig vom Schichtwachstum entstehen bei den Step-edge-Kontakten i.a. zwei Josephson-Kontakte über einer Substratstufe, welches in manchen Fällen nicht erwünscht ist. Weiterhin ist es möglich, *Ionen-modifizierte Mikrobrücken* als Josephson-Kontakte (Abbildung 1e) herzustellen [Tinc1996]. Dabei wird das Material in einem kurzen Bereich von supraleitenden Mikrobrücken durch gezielten Ionenbeschuss so modifiziert, daß es normalleitend wird. Eine ganz andere Variante ergibt sich aus der intrinsischen Natur einiger HTSL-Materialien zB. von $Tl_2Ba_2Ca_1Cu_2O_{8+\delta}$ (TBCCO-2212) oder $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_{8+\delta}$ (BSCCO-2212). Bei diesen Supraleitern sind die Kupferoxid-Ebenen ebenso in c-Achsenrichtung übereinander angeordnet, wie bei allen anderen HTSL-Keramiken. Hier sind jedoch die isolierenden, halbleitenden bzw. normalleitenden Zwischenebenen dicker als die Abklinglängen der Cooper-Paare in dem entsprechenden Material, die somit nur eine schwache Kopplung der supraleitenden Kupferoxidebenen zulassen (Abbildung 1b). Aufgrund der geringen Dimensionen dieser Ebenenfolge von wenigen Nanometern ist es dabei aber kaum möglich, einzelne Josephson-Kontakte herzustellen, weshalb diese natürlich gegebene Möglichkeit zur Realisierung von Josephson-Kontakten nur zur Herstellung von Josephson-Kontakt-Arrays Verwendung findet. Diese Arrays bezeichnet man wegen ihrer Geometrie i.a. als *intrinsische Stapelkontakt-Arrays* und werden in dieser Arbeit näher besprochen.

2.2. Magnetfeldverhalten schmaler Josephson-Kontakte

Der maximal mögliche Suprastrom durch einen Josephson-Kontakt, auch als kritischer Strom bezeichnet, ist magnetfeldabhängig. Ein angelegtes Magnetfeld klingt am Rand des Supraleiters

aufgrund der vom Supraleiter erzeugten Abschirmströme mit einer charakteristischen Länge, der Londonschen Eindringtiefe λ_L , ab. Im Barrierenbereich ist die Abklinglänge seitens der Ränder jedoch viel größer. Hier dringt das Magnetfeld bis zur Josephson-Eindringtiefe

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 J_C (d_0 + 2\lambda_L)}} , \quad \text{mit } \Phi_0 = \frac{h}{2e} \quad (3)$$

vor, wobei J_C die kritische Stromdichte und d_0 die Dicke der Josephson-Barriere ist [Bar1982]. Alle Josephson-Kontakte mit der Breite L quer zur Stromrichtung, bei denen $L < 4\lambda_J$ gilt, werden als schmale Josephson-Kontakte bezeichnet. Hierbei sind die Eigenmagnetfeldeffekte, die durch den Speisestrom hervorgerufen werden, so gering, daß diese vernachlässigt werden können und man daher eine homogene Magnetfeldverteilung mit der Feldstärke des extern angelegten Feldes B im Kontakt annehmen kann. In diesem Fall und bei Annahme einer homogenen Stromdichteverteilung ergibt sich das magnetfeldabhängige Verhalten des kritischen Stromes in der Form [Bar1982]:

$$I_C(B) = I_C(0) \frac{\left| \sin\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \right|}{\left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)} , \quad \text{mit } \Phi = 2\lambda_L LB. \quad (4)$$

Diese Abhängigkeit erzeugt die aus der Beugung an einem Einfachspalt erinnernde Fraunhofer-Form in der Optik (Abbildung 2). Im Fall einer nichthomogenen Stromdichteverteilung über der Kontaktlänge ergibt sich ein entsprechend abweichendes Verhalten. Angaben darüber finden sich z.B. in [Rich1978, Bar1982, Froe1995a]. Somit läßt die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes Aussagen über die Homogenität der Stromdichte innerhalb eines Josephson-Kontaktes zu. In diesem Zusammenhang seien besonders die Arbeiten von Froelich

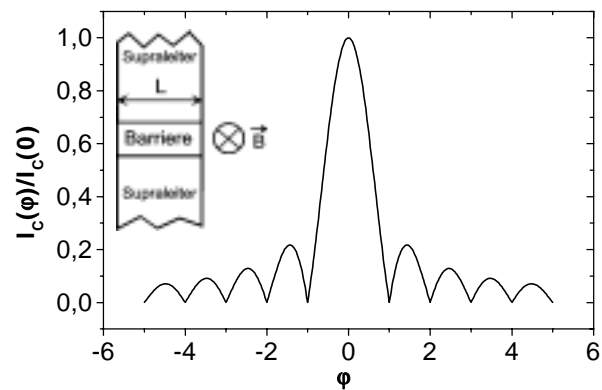


Abbildung 2: Abhängigkeit des kritischen Stromes vom magnetischen Fluß nach Gl.(4). Der Inset zeigt die Kontaktgeometrie und B -Feldausrichtung.

et al. [Froe1995a, Froe1995b] genannt, wo gezeigt wird, daß man auf der Basis eines Fourier-Algorithmus‘ zumindest eine statistische Aussage über die ortsabhängige Stromdichteverteilung aus den $I_C(B)$ -Messungen gewinnen kann. Eine eindeutige Schlußfolgerung auf die Stromdichteverteilung ist jedoch aufgrund des Phaseninformationsverlustes bei den Messungen nicht möglich.

2.3. Das RCSJ-Modell mit weißem Rauschen

2.3.1. Modell

Die statischen und dynamischen Eigenschaften des Josephson-Kontaktes können weitgehend durch das phänomenologische RCSJ-Modell (Abbildung 3) beschrieben werden. Dieses Modell basiert auf den Arbeiten von Stewart [Stew1968] und McCumber [McCu1968]. Dabei werden Gleich- bzw. Wechselstromaufprägungen auf den Josephson-Kontakt durch Stromquellen entsprechender Charakteristik beschrieben. Im angegebenen Modell, werden nur der DC-Speisestrom I_B , der Mikrowellenstrom I_{HF} und weißes Rauschen aufgrund von thermisch bedingten Stromfluktuationen I_G betrachtet. Somit ergibt sich aus dem Ersatzschaltbild in Abbildung 3 die folgende Stromgleichung:

$$I_B + I_{HF} + I_G = I_N + I_S + I_D \quad (5)$$

mit dem Quasiteilchenstrom I_N durch R_N , dem Suprastrom I_S und dem Verschiebungsstrom I_D , hervorgerufen durch die Kapazität C . Unter ausschließlicher Berücksichtigung schmaler Josephson-Kontakte, dh. bei ortsunabhängiger Phasendifferenz ϕ , und einer Normierung aller Größen auf den kritischen Strom I_C ergibt sich

$$i_B + i_{HF} \sin(\Omega\tau) + i_G(\tau) = \frac{d\phi(\tau)}{d\tau} + \sin\phi(\tau) + \beta_C \frac{d^2\phi(\tau)}{d\tau^2}, \quad (6)$$

mit $\tau = \omega_C t$, $\beta_C = \omega_C R_N C$ und $\Omega = \omega_{HF} / \omega_C$, wobei $\omega_C = 2eI_C R_N / \hbar$ und ω_{HF} die Kreisfrequenz der Mikrowelleneinstrahlung ist. Im Allgemeinen wird angenommen, daß der Rauschstrom aus einem Nyquist-Rauschen resultiert. Besteht der Wirkwiderstand einzig aus dem Quasiteilchenwiderstand, so ergibt sich in diesem Fall eine spektrale Dichte der Stromfluktuationen mit $S_I = 4k_B T / R_N$. Diese Stromfluktuationen führen zu einem unkorrelierten

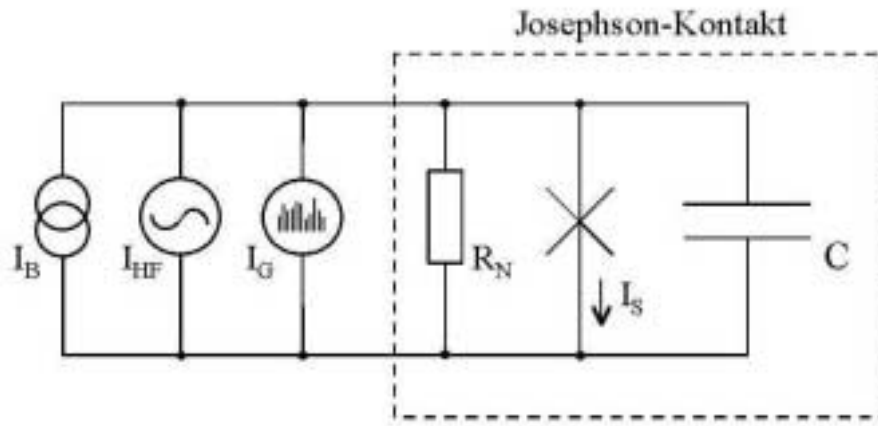


Abbildung 3: Schema des erweiterten RCSJ-Modells aus dem sich Gl. (6) ergibt.

Rauschstrom i_G mit Gauß-Verteilung, dessen Autokorrelation mit $\langle i_G(\tau)i_G(\tau') \rangle = 2k_B T \delta(\tau - \tau') / R_N$ gegeben ist. Für eine Simulation im normierten RCSJ-Modell wird somit der Rauschstrom i_G für jeden Integrationszeitschritt $\Delta\tau$ aufgrund der durch die Temperatur T gegebenen Varianz $\sigma = 2\Gamma/\Delta\tau$ bestimmt. Hierbei ist der Fluktuationsparameter $\Gamma = 2ek_B T / (\hbar I_C)$, welcher das Verhältnis der thermischen Energie zur Josephson-Kopplungsenergie beschreibt.

Zunächst soll hier nur das Verhalten ohne Mikrowelleneinstrahlung untersucht werden, d.h. im Fall von $i_{HF}=0$. Die Beschreibung des Verhaltens der Josephson-Kontakte unter Mikrowelleneinstrahlung anhand des RCSJ-Modells erfolgt im nächsten Teilkapitel. In Abbildung 4a ist die Strom-Spannungskennlinie eines stark gedämpften ($\beta_C=0$) und eines schwach gedämpften ($\beta_C=80$) Josephson-Kontaktes im RCSJ-Modell bei tiefen Temperaturen

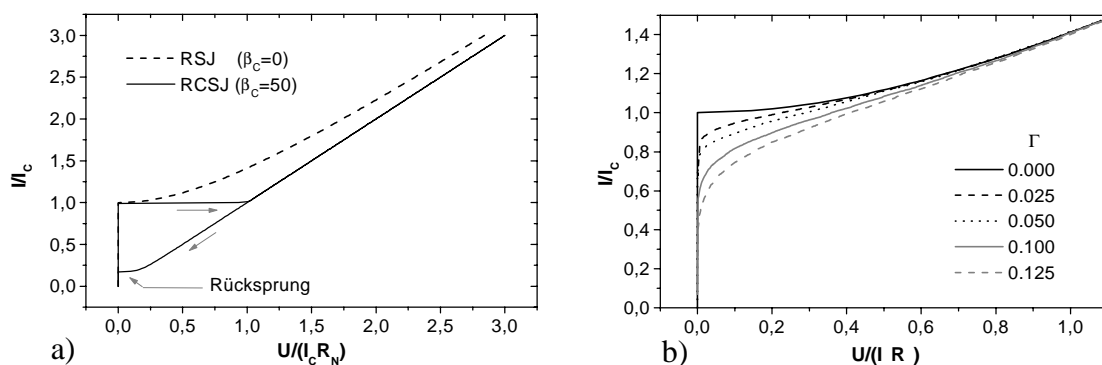


Abbildung 4: Mit dem RCSJ-Modell simulierte I-U-Kennlinien a) eines stark gedämpften ($\beta_C=0$) und schwach gedämpften ($\beta_C=50$) Josephson-Kontaktes bei $\Gamma=0$ und b) eines stark gedämpften Josephson-Kontaktes ($\beta_C=0,1$) bei verschieden starkem thermischen Rauschen.

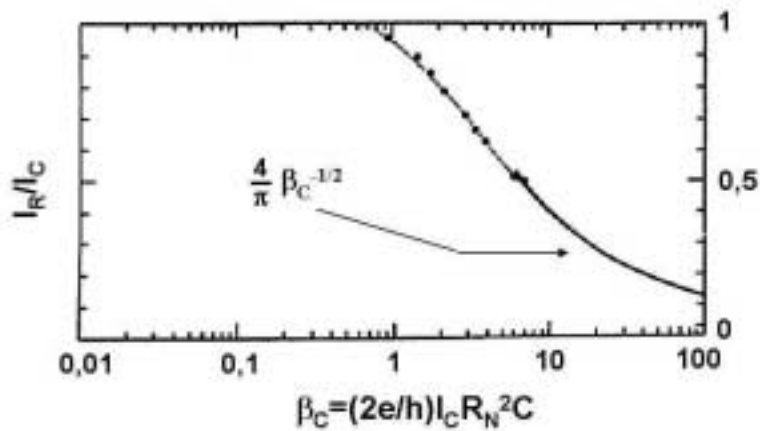


Abbildung 5: Verhältnis des Rücksprungstroms I_R zum Suprastrom I_C in der Strom-Spannungskennlinie eines Josephson-Kontaktes anhand des RCSJ-Modells in Abhängigkeit vom McCumber-Parameter, entnommen aus [Likh1991]. Die Punkte zeigen experimentelle Werte. Ab $\beta_C \approx 5$ läßt sich diese

Abhängigkeit mit $\frac{I_R}{I_C} = \frac{4}{\pi} \frac{1}{\sqrt{\beta_C}}$ beschreiben.

($\Gamma \approx 0$) dargestellt. Die Form der Gleichspannung U in Abhängigkeit des Speisestroms I_B eines stark gedämpften Josephson-Kontaktes kann näherungsweise beschrieben werden mit

$$U = I_C R_N \sqrt{\left(\frac{I_B}{I_C}\right)^2 - 1}, \text{ wobei } I_B > I_C \text{ gilt.}$$

Im Fall schwacher Dämpfung zeigt die I-U-Kennlinie ein stark hysteretisches Verhalten und einen scharfen Sprung oberhalb des kritischen Stromes, der im Fall von $\beta_C \rightarrow \infty$ auf den Spannungswert $U_C = I_C R_N$ erfolgt. Für kleinere McCumber-Parameter ist dieser Sprung entsprechend kürzer. Die Hysterese erscheint bei $\beta_C > 0,8$ und wird mit steigendem McCumber-Parameter immer größer. Das Verhältnis des Rücksprungstromes I_R zum kritischen Strom in Abhängigkeit von der Größe des McCumber-Parameters ist in [Likh1991] angegeben und in Abbildung 5 dargestellt. Unterhalb von $\beta_C = 1$ existiert kein Spannungssprung mehr. Es ist zu bedenken, daß der Einfluß der Kapazität auf die Dämpfung innerhalb des Modells nicht nur von ihrer Größe abhängt, sondern auch von der Stärke der galvanischen Kopplung über R_N , welches durch den Parameter β_C mitberücksichtigt wird. Bei zunehmender Temperatur (Γ steigt) verringert sich in den hysterischen Kennlinien die Ausprägung der Hysterese und in den nicht-hysterischen Kennlinien erscheinen schließlich Rauschverrundungen (Abbildung 4b) abhängig von der relativen Stärke des thermischen Rauschens. Es ist wichtig zu erwähnen, daß das RCSJ-Modell keine Rauschverrundungen bei hysteretischen Kennlinien liefert [Kautz1990].

2.3.2. AC-Josephson-Effekte im RCSJ-Modell

Im Kapitel 2.1. wurde schon erwähnt, daß bei Überschreitung des kritischen Stromes durch einen aufgeprägten Speisestrom eine Gleichspannung abfällt, wie es in den I-U-Kennlinien für

verschiedene Fälle gezeigt wurde, und daß dabei nach Gl.(2) eine Wechselstromkomponente mit der Frequenz $\omega_J=2\pi U/\Phi_0$ am Josephson-Kontakt auftritt. Dies führt zu einer HF-Emission mit der Josephson-Eigenfrequenz $f_J=\omega_J/2\pi$ und ihrer höheren Harmonischen. Durch die Fouriertransformation der zeitabhängigen Spannung am Josephson-Kontakt, läßt sich die Emissionsspektrum im RCSJ-Modell berechnen (Abbildung 6). In Abbildung 6 ist erkennbar, daß diese HF-Abstrahlung durch eine begrenzte Amplitude und eine Linienbreite Δf_J charakterisiert ist. Diese Linienbreite wird in der Realität von verschiedenen Rauschmechanismen unterschiedlich stark beeinflusst, die zum großen Teil in Kapitel 2.4.2 behandelt werden. Im Fall des RCSJ-Modells mit thermischen Rauschen ist diese Linienbreite hauptsächlich vom Fluktuationsparameter Γ und dem entsprechenden dynamischen Widerstand $R_d=dU/dI$ im jeweiligen Speisepunkt abhängig [Div1992]:

$$\Delta f_J = \frac{4e}{h} \Gamma \frac{R_d^2}{R_N} \left[1 + \left(\frac{I_C^2}{2I_B^2} \right) \right] I_C \quad . \quad (7)$$

Die gemessenen Linienbreiten von Bikristall-Josephson-Kontakten lagen bei Divin und Petersen [Div1992] ebenso wie bei Fischer et al.[Fisch1997] im angegebenen Bereich von Gl.(7), wobei hier die Bestimmung der Linienbreiten nicht durch Emissionsmessungen sondern durch Mikrowelleneinstrahlung sehr geringer Leistung erfolgte. Allerdings darf man bei Einstrahlungsmessungen nicht außer acht lassen, daß die entsprechende Josephson-Frequenz f_J , bei der die jeweilige Linienbreite bestimmt wird, im Fall der HF-Einstrahlung an die eingestrahlten Frequenzen koppeln. Das führt zu einer Verringerung der gemessenen Linienbreiten. Messungen von Lee und Iguchi [Lee1995] an Bikristall-Josephson-Kontakten aufgrund von Emissionsmessungen ergaben beträchtlich größere Linienbreiten, die zusätzliche Rauschmechanismen als nur thermisches Rauschen indizieren.

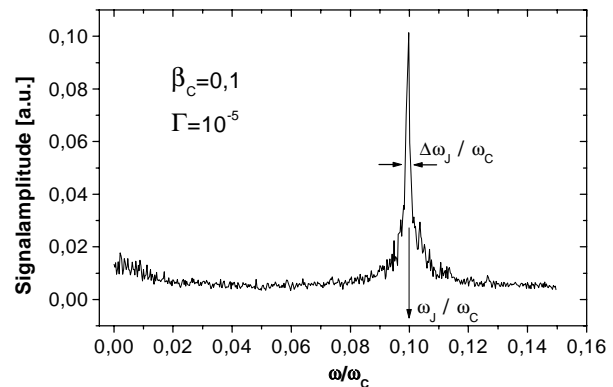


Abbildung 6: Emissionsspektrum eines Josephson-Kontaktes, gespeist bei $U/U_c=0.1$, berechnet mit Hilfe des RCSJ-Modells und diskreter Fourier-Transformation [Dar1999]. Die höheren Harmonischen sind nicht gezeigt.

Die zu erwartende Strahlungseinkopplung in einen externen Schaltkreis mit einer Impedanz R_S

errechneten Divin und Pederson [Div1992] aus dem RCSJ-Modell bei $\beta_C=0$ mit:

$$P_{HF} = 2 \frac{U^2}{U_C^2} \left[(U^2 + U_C^2) - U \right]^2 \frac{1}{R_S} \quad . \quad (8)$$

Bei optimaler Anpassung ergibt sich somit eine maximal mögliche Abstrahlungsleistung von $P_{HF(max)} = I_C^2 R_N$, welches bei den bisher erreichten Josephson-Kontaktparametern einige zehn bis hundert nano-Watt entspricht. Der Josephson-Kontakt ist daher als HF-Generator im oberen GHz- und unteren THz-Bereich interessant. Ein einzelner Josephson-Kontakt zeigt jedoch recht große Emissionslinienbreiten und sehr geringe HF-Leistungen. Es ist aber bekannt, daß die Linienbreite von N seriell zusammengeschalteten und miteinander phasensynchronisierten Josephson-Kontakten um den Faktor $1/N$ geringer ausfällt und sich gleichzeitig die maximal emittierbare HF-Leistung um den Faktor N erhöht (siehe z.B. [Likh1991, Schlen1995]). Die Vervielfachung der Emissionsleistung phasensynchronisierter Josephson-Kontakte um den Faktor N ergibt sich dabei nur, wenn die HF-Anpassung für das serielle Array mit den N Josephson-Kontakten optimal ist. Im Falle starker Fehlanpassung kann sich zwar die an die Auskoppelimpedanz abgegebene HF-Leistung des Arrays phasensynchronisierter Josephson-Kontakte um einem Faktor N^2 vervielfachen (Superradianz) [Likh1991], diese Leistung steht für eine Emission jedoch aufgrund der hohen Fehlanpassung nicht zur Verfügung. Beachtet man, daß durch die serielle Zusammenschaltung die Gesamtimpedanz des *Josephson-Kontakt-Arrays* (JKA) wesentlich größer ist, so zeigt sich, daß die geforderte optimale HF-Anpassung an externe Schaltkreise oder Antennenstrukturen einfacher wird. In einem seriellen JKA sind die Phasen der einzelnen Josephson-Kontakte jedoch nicht mutuell gekoppelt. Im Fall von identischen Josephson-Kontakten ist aber $d\phi(\tau)/d\tau$ bei allen Kontakten gleich und somit eine Linienbreitenverringerng um den Faktor $1/N$ gegeben. Experimentelle Ergebnisse, die kleine Linienbreiten bei JKA's zeigten, wurden z.B. von Schlenga et al. [Schlen1995] an intrinsischen Einzelkristall-BSCCO-JKA's gezeigt. Da die Wahrscheinlichkeit, daß alle Kontakte gleichphasig schwingen, sehr gering ist, ist eine HF-Leistungsvervielfachung um den Faktor N , wie oben beschrieben, sehr unwahrscheinlich, sondern eher um einen Faktor kleiner als N . Andererseits ist es nach dem Stand der HTSL-Technologie heute noch nicht möglich, identische Josephson-Kontakte in einem seriellen JKA herzustellen. Um eine Phasensynchronisation sowohl identischer aber auch nicht-identischer Kontakte innerhalb eines JKA zu erreichen, bedarf es einer schaltungstechnischen Rückkopplung der einzelnen Josephson-Kontakte. Dazu gibt es

bereits Lösungsansätze insbesondere für planare JKA's, wie z.B. in [Likh1991, Dar1997, Trees1998]. Dabei dürfen die Parameter der einzelnen Josephson-Kontakte abhängig von der Rückkopplungsmethode nicht zu stark streuen, um eine Phasensynchronisation aller Kontakte zu erreichen.

Bei einer Einstrahlung einer Mikrowelle mit der Frequenz f_{HF} auf einen Josephson-Kontakt koppeln die Josephson-Oszillationen an f_{HF} bzw. deren Harmonischen. Im RCSJ-Modell ist diese Einstrahlung durch eine Wechselstromquelle mit der Amplitude i_{HF} und der Frequenz $\Omega=2\pi f_{HF}/\omega_C$ berücksichtigt. Abbildung 7a zeigt die Strom-Spannungskennlinie eines Josephson-Kontaktes anhand des RCSJ-Modells bei Einstrahlung einer Mikrowelle mit der Frequenz $\Omega=0,45$ mit und ohne thermischem Rauschen im Vergleich zur Kennlinie ohne Einstrahlung und ohne Rauschen. Deutlich erkennbar sind hier Stromstufen bei Spannungswerten $U/U_C=n\Omega$

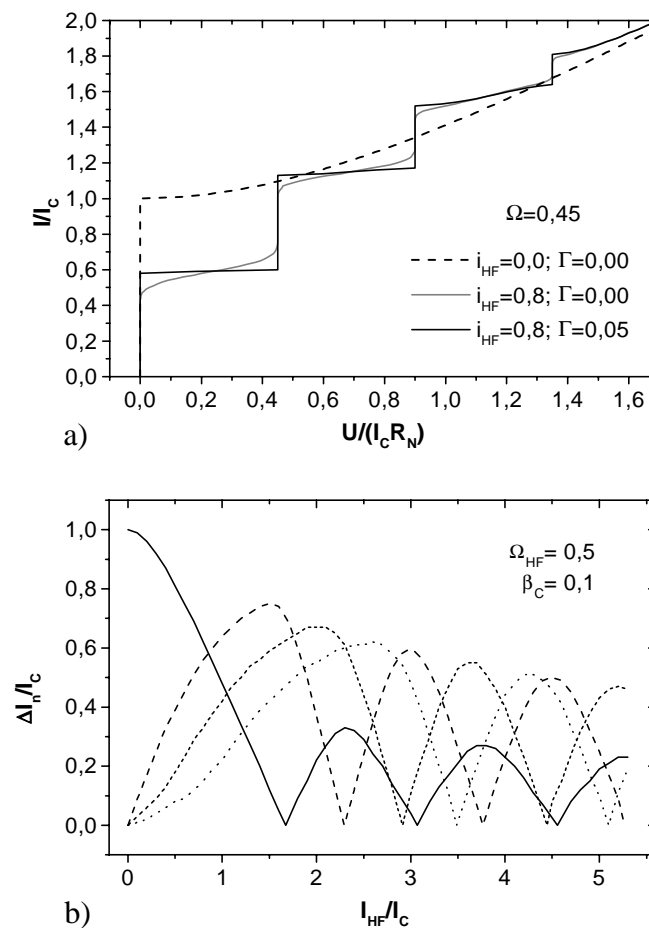


Abbildung 7: a) Berechnete I-U-Kennlinien eines Josephson-Kontaktes bei HF-Einstrahlung anhand des RCSJ-Modells mit (grau) und ohne (schwarz) Rauschen. Zum Vergleich ist die Kennlinie ohne HF-Einstrahlung (gestrichelt) gezeigt. b) HF-Leistungsabhängigkeit des Suprastromes (schwarz) und der 1.(lang gestrichelt), 2.(kurz gestrichelt) und 3.(gepunktet) Shapiro-Stufe eines Josephson-Kontaktes, simuliert im RCSJ-Modell.

(n – ganze Zahl), auch als *Shapiro-Stufen* bezeichnet [Sha1963]. Die Entstehung dieser Stufen ist auf die oben erwähnte Kopplung der Josephson-Oszillationen mit der externen Strahlung zurückzuführen. Weiterhin zeigt die Kennlinie bei thermischem Rauscheinfluß eine Verrundung in der Nähe der Shapiro-Stufen mit einher gehender Verringerung der Stufenhöhen und eine leichte Verringerung des differentiellen Widerstandes zwischen den Stufen. Andererseits sind die einzelnen Stufenhöhen abhängig von der eingestrahlten HF-Leistung bzw. von i_{HF} im Modell. Ein Beispiel ohne Rauscheinfluß, simuliert aus dem RCSJ-Modell, ist in Abbildung 7b gegeben. Es ist zu erwähnen, daß die Form der Abhängigkeiten, d.h. die Oszillationsperiode und das Verhältnis der maximalen Stufenhöhen zueinander durch die normierte Frequenz Ω bestimmt wird. Rauschen verringert entsprechend seiner Stärke die Stufenhöhenmaxima und verbreitert die Minima der Stufenhöhen [Heinz1994].

Im Rahmen des RCSJ-Modells wird sowohl in [Sei1991] als auch in [Sei1996] über das Auftreten von sub-harmonischen Stufen bei HF-Einstrahlung unter bestimmten Bedingungen berichtet und deren Verhalten teilweise beschrieben. Es ist auffällig, daß diese Stufen bei Relativfrequenzen Ω erscheinen, die ein ganzes Vielfaches der charakteristischen Frequenz des Josephson-Kontaktes ω_C entsprechen. Daraus läßt sich schlußfolgern, daß diese sub-harmonischen Stufen durch Kopplung der HF-Einstrahlungsfrequenz mit höheren Harmonischen der Josephson-Oszillation zustande kommen. Das ist möglich, wenn der McCumber-Parameter genügend groß ($\beta_C \approx 1$) oder die Strom-Phasenbeziehung nicht wie in Gl.(1) sinusförmig verläuft [Sei1996]. Die Oszillationsperiode der HF-Leistungsabhängigkeit dieser sub-harmonischen Stufen gegenüber den Shapiro-Stufen entspricht dabei ihrem Stufenordnungsparameter, z.B. Stufen der sub-harmonischen Ordnung $\frac{1}{2}$ zeigen die halbe Oszillationsperiode gegenüber den Shapiro-Stufen [Sei1996]. Die Stellen ihrer Minima wie Maxima im Verhältnis zu denen der Shapirostufen können jedoch abhängig von den Bedingungen ihres Entstehens unterschiedlich liegen. Im Fall der Entstehung durch genügend große Kapazitäten verhält sich die $\frac{1}{2}$ -Stufe nahezu wie ein Viertel des auf I_C normierten Produktes des HF-leistungsabhängigen Verhaltens von Suprastrom ΔI_0 und erster Shapiro-Stufe ΔI_1 , d.h. $\Delta I_{1/2} \approx \Delta I_0 \cdot \Delta I_1 / (4I_C)$ [Sei1991], wohingegen das Verhalten der $\frac{1}{2}$ -Stufe aufgrund einer Sägezahn-ähnlichen Strom-Phasenbeziehung dem gegenüber nahezu gegenphasig verläuft [Sei1996].

Der AC-Josephson-Effekt gegenüber externer HF-Einstrahlung ermöglicht die Anwendung der

Josephson-Kontakte als HF-Empfänger wie z.B. Hilbertspektrometer, vorgestellt von Divin et al. [Div1983] oder auch hoch empfindliche mm- und submm-Wellenmischer, die im nächsten Kapitel beschrieben werden.

2.4. Der Josephson-Kontakt als mm- und submm-Wellenmischer

2.4.1. Rauscharme Mischertechnologien

In der Radioastronomie und der Atmosphärenforschung ist es wichtig, das Emissionsspektrum interstellarer Gaswolken bzw. Luftschichten zu untersuchen. Daraus werden Rückschlüsse auf die Gaszusammensetzung, die Konzentration der einzelnen Molekülararten und über deren Anregung möglich. Für die Detektion einer HF-Strahlung mit Hilfe konventioneller HF-Detektoren, wie z.B. HF-Dioden auf der Basis von Silizium, beträgt die erforderliche Strahlungsleistung mindestens etwa $1 \mu\text{W}$. Für eine empfangene Rauschleistung einer ca. 100 K warmen Strahlungsquelle mit einer untersuchten Bandbreite Δf von 200 MHz ergibt sich aus $P_{\text{HF}} = k_B T_{\text{HF}} \Delta f$ eine Strahlungsleistung von etwa $2.8 \cdot 10^{-7} \mu\text{W}$. Diese Rauschleistung muß also auf den Wert von mindestens $1 \mu\text{W}$ verstärkt werden, welches eine Gesamtverstärkung in der Größenordnung von 65 dB erfordert. Eine so große Verstärkung bei einem festen Frequenzbereich kann einerseits zu Rückkopplungen in der HF-Empfängerkette führen und ist andererseits besonders bei Frequenzen oberhalb von 70 GHz mit rauscharmen Verstärkern nicht mehr zu realisieren. Daher ist es notwendig, das Empfangsfrequenzband direkt ohne Vorverstärkung auf einen Zwischenfrequenzbereich von einigen wenigen GHz umzusetzen. Dieses Prinzip nennt man *heterodynes Mischen*. Die Frequenzumsetzung erfolgt durch einen geeigneten Mischer mit Hilfe eines Festfrequenzoszillators, der mit dem Mischer zu einer Einheit kombiniert und daher auch als *Lokaloszillator* (LO) bezeichnet wird. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die verschiedenen Heterodyn-Mischertechnologien gegeben werden, die auch zum großen Teil schon für die Radioastronomie und Atmosphärenforschung Verwendung finden. Ein Vergleich ihrer Empfindlichkeit im Rauschverhalten aufgrund von bisherigen Untersuchungen ist in Abbildung 8 gegeben.

SIS-Mischer

SIS-Mischer basieren auf supraleitenden Tunnelkontakten. Dabei wird das nichtlineare Verhalten des Quasiteilchen-Tunnelprozesses ausgenutzt. Eine umfassende theoretische Beschreibung über dessen Wirkungsweise bzgl. des Mischverhaltens der Tunnelkontakte ist in [Tuc1979] zu finden.

Wie in Abbildung 8 zu erkennen ist, weisen die SIS-Mischer auf der Basis von TTSL ein sehr niedriges Mischer-Eigenrauschen nahe der Quantengrenze auf. Weiterhin benötigen die SIS-Mischer LO-Pumpleistungen im Bereich von nur einigen nano-Watt, was insbesondere für Frequenzen oberhalb von etwa 300 GHz sehr vorteilhaft ist. Nachteilig wirken sich die hohen Kapazitäten der Tunnelkontakte aus. Diese müssen für einen Mischerbetrieb durch entsprechende supraleitende Einbettungsschaltkreise kompensiert werden, die jedoch ab Frequenzen entsprechend der Energielücke des verwendeten Supraleiters stark verlustbehaftet werden. Somit eignen sich die SIS-Mischer als sehr rauscharme Radiometer für Frequenzen von etwa 50 GHz bis annähernd 900 GHz. Ein weiterer Nachteil ergibt sich aus der Verwendung von TTSL-Materialien, die eine Kühlung unterhalb von 10 K erforderlich machen. Im Allgemeinen werden diese Mischer bei 4,2 K gekühlt, welches eine hohe Anforderung an die Kühlanlage stellt, damit diese wartungsfrei über einen längeren Zeitraum arbeiten kann.

Hot-Electron-Bolometer

Hot-Elektron-Bolometer (HEB) basieren auf dem nicht-linearen Verhalten des Elektronen-Gases in einem Supraleiter beim Übergang vom Supraleiter- zum Normalleiterverhalten. Nähere Erklärungen zur Wirkungsweise finden sich in [Har2000]. Bei den HEB kommt es nicht, wie bei den SIS-Mischern, auf die Energielücke des verwendeten Supraleiters an. Vielmehr ist die

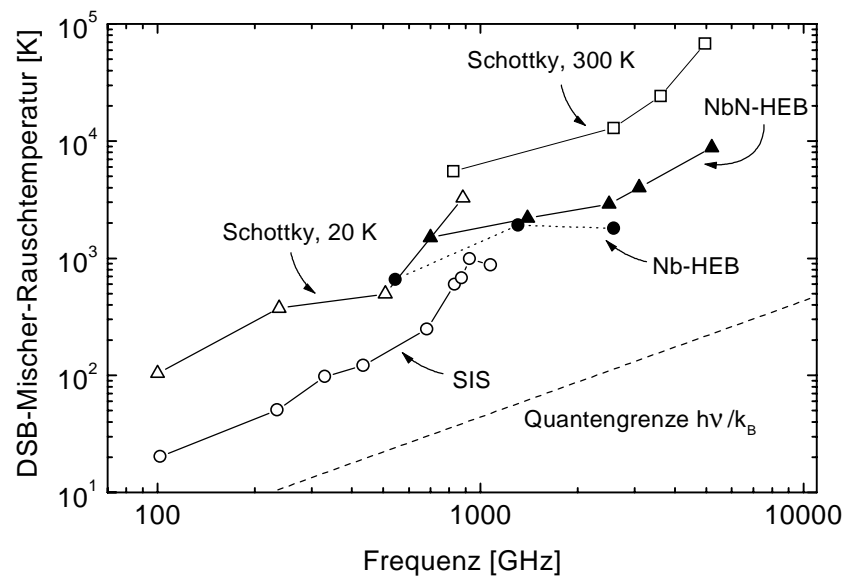


Abbildung 8: Übersicht über die derzeit verwendeten rauscharmen Heterodynischertypen (entnommen aus [Har2000]). Gezeigt ist das Mischereigenrauschen in Form einer Rauschtemperatur (siehe Abschnitt 2.4.2.) in Abhängigkeit der Signalfrequenz. Die Werte für den SIS- und Schottky-Mischer wurden aus [McGra1997], für NbN-HEB aus [Schu1999] und für Nb-HEB aus [Wyss199] entnommen.

Anwendung dieser abhängig, ob die Relaxation des durch die HF-Strahlung angeregten Elektronen-Gases schnell genug von statten geht. Somit sind die beteiligten thermischen Leitprozesse von entscheidender Bedeutung. Gelingt es, diese dahingehend zu optimieren, daß die inverse Zeitkonstante des Bolometers der gewünschten Zwischenfrequenz entspricht, ist es möglich, diese Bolometer als hochempfindliche Radiometer zu verwenden. Zur Zeit ist das nur für TTSL-Materialien gelungen. Für diese TTSL-HEB wurde ein geringes Eigenrauschen bis zu einigen THz gemessen (Abbildung 8). Die notwendige LO-Pumpleistung ist ebenfalls recht niedrig und liegt hier im Bereich von ca. hundert nano-Watt. Da diese Mischertypen in ihrer Zwischenfrequenz begrenzt sind, ergibt sich eine Frequenzbegrenzung im Signal aus der Begrenzung der z.Z. vorhandenen Lokaloszillatoren bei höheren Frequenzen. Für HTSL-HEB ist es z.Z. noch nicht gelungen, Zwischenfrequenzen größer 1 GHz zu erreichen [Har2000]. Deshalb basieren die z.Z. favorisierten HEB-Mischer-Technologien auf TTSL-Materialien, welche eine Kühlung unterhalb von 10 K erfordern.

Schottky Mischer

Der Schottky-Mischer basiert auf dem nicht-linearen Strom-Spannungsverhalten eines Metall-Halbleiterübergangs. Schottky-Dioden arbeiten sowohl bei Raumtemperatur als auch bei kryogenen Temperaturen. Um jedoch ein geringes Eigenrauschen dieser Mischer zu gewährleisten ist es notwendig, ebenfalls zu kühlen. Es reicht jedoch, die Schottky-Mischer auf Temperaturen abzukühlen, die mit Kleinkühlern erreichbar sind (≈ 20 K), welches einen wesentlich geringeren Kühlaufwand bedeutet als bei den vorhergehend genannten Mischertypen. Das Mischer-Eigenrauschen der Schottky-Dioden liegt zwar etwa um das zehnfache höher als bei den SIS-Mischern, wird aber durch den geringeren Kühlaufwand besonders in der Atmosphärenforschung gern in Kauf genommen. Ein relativ niedriges Eigenrauschverhalten zeigt sich jedoch nur in Schottky-Dioden der Whisker-Bauweise, welches einen hohen Aufwand in der Diodenherstellung und -auswahl erfordert. Der Hauptnachteil liegt aber in der recht hohen notwendigen LO-Pumpleistung von einigen hundert mikro-Watt bis milli-Watt. Diese Pumpleistung ist mit kompakten Oszillatoren ab dem oberen GHz-Bereich (>750 GHz) sehr schwer bzw. nicht erreichbar.

Josephson-Mischer

Der Josephson-Mischer basiert auf dem nicht-linearen Strom-Spannungsverhalten des Josephson-

Kontaktes. Näheres dazu findet sich in den folgenden Kapiteln. Vorweg sei gesagt, daß dieser Mischertyp ebenfalls, wie die SIS-Mischer eine sehr niedrige LO-Pumpleistung benötigt. Die Frequenzbegrenzung ergibt sich weitgehend durch das $I_C R_N$ -Produkt des verwendeten Josephson-Kontaktes [Schoel1995]. TTSL-Josephson-Mischer spielten jedoch wegen ihres vergleichsweise hohen Eigenrauschens bisher keine Rolle, da eine aufwendige Kühlung ebenso wie bei den SIS-Mischern und Hot-Electron-Bolometern notwendig ist. Aufgrund der höheren Energielücke von HTSL-Materialien, eröffnet sich die Möglichkeit einer Kleinkühlerkühlung, wie bei den Schottky-Dioden. Das macht die Untersuchung dieses Mischertyps auf der Basis von HTSL-Materialien für mögliche Anwendungen wieder interessant.

2.4.2. Die Arbeitsweise

Aufgrund ihres nicht-linearen Strom-Spannungsverlaufes $I(U)$ können Josephson-Kontakte als Heterodyn timer, genutzt werden. Gibt man zur Speisespannung eine kleine hochfrequente Störung δU und entwickelt die Antwort der nicht-linearen Kennlinie um eine vorgegebene Speisespannung U_0 in eine Taylor-Reihe, so ergibt sich:

$$I(U_0 + \delta U) = I(U_0) + \frac{dI}{dU} \delta U + \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dU^2} (\delta U)^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3 I}{dU^3} (\delta U)^3 + \dots \quad (9)$$

wobei $\delta U = \sqrt{P_{LO}} \sin(2\pi f_{LO} t) + \sqrt{P_{Sig}} \sin(2\pi f_{Sig} t)$ hervorgerufen wird durch die LO-Einstrahlung mit der Frequenz f_{LO} und die Signaleinstrahlung mit der Frequenz f_{Sig} . Unter Berücksichtigung von Gl.(9) ergeben sich somit Zwischenfrequenzen in der Form $f_{ZF} = |nf_{LO} - mf_{Sig}|$ (n, m ganze Zahlen) aus dem hochfrequent gestörten Strom-Spannungsverhalten. Bei Vernachlässigung höherer harmonischer Signalfrequenzen aufgrund ihrer geringen Amplituden, ergibt sich für die niedrigste Zwischenfrequenz der Ausdruck:

$$f_{ZF} = |f_{LO} - f_{Sig}| \quad (10)$$

Bei dieser Abwärtskonversion ist es möglich, zwei hochfrequente Signale mit Frequenzen unterhalb und oberhalb der LO-Frequenz, die dieselbe absolute Differenzfrequenz bilden, herunter zumischen. Dieses Verfahren heißt Mischen im Doppelseitenband (*DSB*).

Für den Josephson-Mischer läßt sich dieses Verhalten anhand des oben eingeführten RCSJ-Modells, wie in Abbildung 9 gezeigt, darstellen. Der Josephson-Kontakt wird mit einer LO-Einstrahlung gepumpt, welches zu dem schon oben beschriebenen AC-Josephson-Effekt unter externer HF-Einstrahlung führt. Gleichzeitig mit dieser LO-Strahlung wird eine zusätzliche sehr schwache Signalstrahlung eingestrahlt. Dies führt zu einer Variation der zeitlich abhängigen

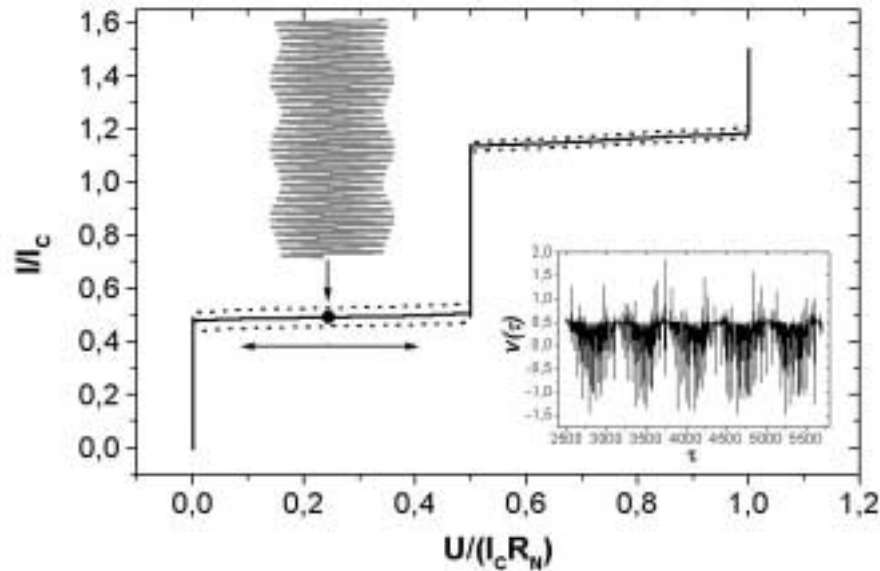


Abbildung 9: Josephson-Mischer-Verhalten anhand des RCSJ-Modells ($\beta_C=0,1$). Die zeitabhängige Arbeitspunktspannung $v(\tau)$ wird durch die LO- und Signalstrahlung variiert (siehe Inset). Für die Darstellung wurde die relative LO-Frequenz mit $\Omega_{LO}=0,5$, die relative Signalfrequenz mit $\Omega_{Sig}=0,51$ und die LO- bzw. Signalamplitude mit $I_{LO}/I_C=1,00$ bzw. $I_{Sig}/I_C=0,01$ entsprechend gewählt.

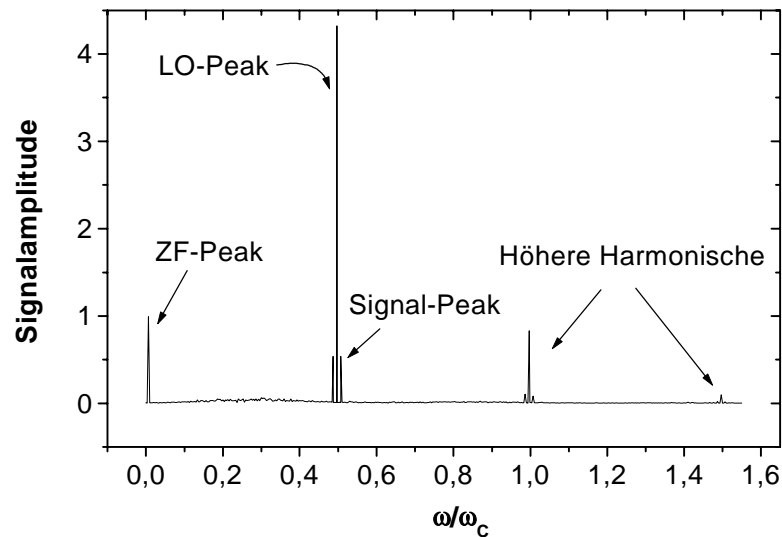


Abbildung 10: Das Fourierspektrum aus dem zeitlichen Verlauf der Josephson-Kontakt-Spannung, aus Abbildung 9 als Inset, läßt deutlich die Signal- und LO-Peaks und ihre höheren Harmonischen ebenso wie das ZF-Peak erkennen [Dar1999]. Die Beispielparameter wurden beibehalten.

Josephson-Spannung im entsprechenden Speisepunkt, gezeigt im Inset für gewählte Beispielparameter. Eine Fourieranalyse dieser zeitlich abhängigen Spannung (Abbildung 10) zeigt die enthaltenen Frequenzen innerhalb dieses Spannungsverhaltens.

2.4.3. Ergebnisse bisheriger theoretischer Untersuchungen

Grundvoraussetzungen für einen guten Mischer sind eine möglichst hohe Signalkonversion, welche anhand der Konversionseffizienz beschrieben wird, und ein möglichst geringes Eigenrauschen. Die *Konversionseffizienz* ist das Verhältnis von der Leistung des ZF-Ausgangssignals zur Leistung des untersuchten HF-Signals. Das Eigenrauschen des Mixers wird, wie in der Elektrotechnik allgemein üblich, in einer Rauschtemperatur angegeben. Die *Mischer-Rauschtemperatur* ist proportional dem Rauschen, welches dem HF-Signal vom Mischer zusätzlich aufgeprägt ist. Sie entspricht nach der Rayleigh-Jeansschen Näherung genau der Temperatur eines Schwarzkörpers, der im Fall seiner Existenz und idealer Anpassung am Mischereingang das Ausgangsrauschen des untersuchten Mixers verdoppeln würde. Die Konversionseffizienz und die Rauschtemperatur eines Josephson-Mixers wurden in verschiedenen theoretischen Arbeiten untersucht:

Konversionseffizienz

Ausgehend vom RSJ-Modell berechneten Auracher und van Duzer [Aur1974] die Konversionseffizienz eines Josephson-Mixers η_M unter der Voraussetzung einer optimalen ZF-Anpassung mit:

$$\eta_M = \left(\frac{\partial i_S}{\partial i_{HF}} \right)^2 \frac{R_d}{R_S} \quad , \quad (11)$$

wobei R_d der dynamische Widerstand im Arbeitspunkt, R_S die Signaleingangsimpedanz und i_S der LO-leistungsabhängige und auf I_C normierte Suprastrom (siehe Abbildung 7b) sind. Um eine maximale Konversionseffizienz zu erhalten, ist es also einerseits notwendig, den Josephson-Mischer so mit der LO-Leistung zu pumpen, daß $I_S \approx I_C/2$ und andererseits einen möglichst hohen dynamischen Widerstand zu wählen. Beide Größen, $\max(\partial i_S / \partial i_{HF})$ und R_d , sind auch abhängig von Ω_{LO} . Oberhalb von $\Omega_{LO}=0,6$ fällt $\max(\partial i_S / \partial i_{HF})$ stark ab [Aur1974]. R_d hat eine kompliziertere Abhängigkeit von Ω_{LO} und ist zusätzlich abhängig von Rauscheinflüssen auf den Josephson-Kontakt, welches in [Claa1978] ausführlich dargestellt ist. Da die LO-Frequenz

abhängig vom untersuchenden Frequenzband weitgehend festgelegt ist, bleibt hier nur die Möglichkeit, durch geeignete Wahl des $I_C R_N$ -Parameters bei der Herstellung des Josephson-Kontaktes ein Optimum zu finden, um die Konversion zu maximieren. Claassen und Richards berechneten, daß der differentielle Widerstand am größten für $\Omega_{LO} \leq 0,6$ ist. Dieser kann ohne Rauscheinflüsse auf den Josephson-Kontakt praktisch unendlich werden [Claa1978]. Im Fall einer starken HF-Kopplung des Josephson-Kontaktes ist es allerdings schwer, eine genaue Voraussage über das Verhalten der Konversionseffizienz zu treffen [Claa1978].

Mischer-Eigenrauschen

Das Mischerrauschen hat eine Anzahl von verschiedenen Ursachen. Neben dem Nyquist-Rauschen aufgrund des Quasiteilchenwiderstandes, welches im RCSJ-Modell berücksichtigt wird und in Kapitel 2.3.1. ausführlich dargestellt wurde, gibt es eine Reihe von zusätzlichen Rauschquellen: Eine weitere Nyquist-Rauschquelle in Josephson-Mischern sind die Wirkwiderstände von Antennen- und Filterstrukturen. Excess-Rauschbeiträge sind hauptsächlich gegeben durch die Josephson-Linienbreite [Schoel1995]. Weitere aber gegenüber dem Beitrag der Josephson-Linienbreite eher vernachlässigbare Excess-Rauschanteile ergeben sich durch die temperaturunabhängigen I_C -Fluktuationen $\delta I_C / I_C$ [Marx1995 und Hao1996] und photonen-induziertes Rauschen, bei dem das Umgebungsrauschen in dem entsprechenden Frequenzintervall mit in die ZF herunter gemischt wird [Dub1994]. Eine nähere Erklärung zu den Excess-Rauschbeiträgen aufgrund der Josephson-Linienbreite erfolgt anhand der Beschreibung des 3-Port-Modells bei der Diskussion der Ergebnisse von Schoelkopf weiter unten. Eine Reihe von verschiedenen theoretischen Abschätzungen basierend auf dem RSJ-Modell zeigten, daß der optimale Arbeitspunkt mit den niedrigsten Rauschtemperaturen bei Spannungen $U \approx \Phi_0 f_{LO} / 2$ liegt, also zwischen der nullten und ersten Shapiro-Stufe (z.B.: [Claa1978, Taur1980, Schoel1995]). Allerdings ergeben sich abhängig von der Herangehensweise und Berücksichtigung von Rauscheinflüssen unterschiedliche DSB-Rauschtemperaturgrenzen des Josephson-Kontaktes:

Zavaleyev und Likharev [Zav1981] fanden aufgrund numerischer Simulationen unter der Annahme, daß die HF-Impedanz des Josephson-Kontaktes dem Quasiteilchenwiderstand R_N entspricht, ein Verhältnis $\min(T_M/T) = 5 \dots 9$ für $\Omega_{LO} = 0,2 \dots 0,6$. Die Abschätzungen von Claassen und Richards betragen $\min(T_M/T) \leq 40$ für $\Omega = 0,1 \dots 0,9$ [Claa1978] bei Annahme eines Rauschmodells von Likharev und Semenov [Likh1972]. Taur berechnete anhand des 3-Port-

Modells das Limit mit $\min(T_M/T)=10\dots40$ für $\Omega_{LO}=0,2\dots0,4$ bei $\Gamma=0,01\dots0,1$ [Taur1980]. Schoelkopf nutzte das gleiche Modell und gibt ein DSB-Limit von $\min(T_M/T)=15\dots25$ für $\Omega=0,2\dots1,0$ bei $\Gamma=0,015$ an. Abbildung 11 zeigt die in [Schoel1995] RSJ-simulierten Spektren eines LO-gepumpten Josephson-Mischers ohne Signaleinstrahlung, der im optimalen Arbeitspunkt gespeist wird, bei niedrigen ($\Gamma=10^{-5}$) und bei höherem ($\Gamma=10^{-2}$) thermischen Rauschen. Erkennbar in Abbildung 11a ist eine relativ große Josephson-Linienbreite bei der Arbeitspunktfrequenz, die das Spannungsrauschen $S_V(\Omega)$ weitgehend bestimmt und mit zunehmendem thermischen Rauschen breiter wird als ihre Mittenfrequenz selbst (Abbildung 11b). Daher ist in diesem Fall kein Frequenzpeak mehr zu erkennen. Das Excess-Rauschen, das im von Schoelkopf und Taur verwendeten *3-Port-Modell* berücksichtigt wird, setzt sich aus dem Spannungsrauschen bei der Zwischenfrequenz $S_V(\Omega_{ZF})$ und dem heruntergemischtem Spannungsrauschen oberhalb und unterhalb der Josephson-Frequenz und ihren höheren Harmonischen $S_V[m(\Omega_J \pm \Omega_{ZF})]$ sowie oberhalb und unterhalb der LO-Frequenz und ihren höheren Harmonischen $S_V[n(\Omega_{LO} \pm \Omega_{ZF})]$ zusammen. Somit ergibt sich bei einer internen Konversionseffizienz η_i für das gesamte Excessrauschen nach dem 3-Port-Modell der Ausdruck:

$$S_{V,excess} = S_V(\Omega_{ZF}) + \eta_i \left\{ \sum_m S_V[m(\Omega_J \pm \Omega_{ZF})] + \sum_n S_V[n(\Omega_{LO} \pm \Omega_{ZF})] \right\}, \quad (12)$$

dabei werden die Beiträge der einzelnen Hauptfrequenzen (Ω_{ZF} , Ω_J , Ω_{LO}) durch verschiedene Frequenzeingangsports am Mischer beschrieben, welches dem Modell seinen Namen gibt. Dieses Excess-Rauschen $S_{V,excess}$ ist größer als das thermische Rauschen ($S_{V,therm}=4\Gamma$). Die Excess-Rauschleistung $P_{R,excess}$ hat in diesen Betrachtungen die Form:

$$P_{R,excess} = R_d S_V(\Omega_{ZF}) + \eta_i R_d \left\{ \sum_m S_V[m(\Omega_J \pm \Omega_{ZF})] + \sum_n S_V[n(\Omega_{LO} \pm \Omega_{ZF})] \right\}, \quad (13)$$

wobei R_d der dynamische Widerstand des Mischers im Arbeitspunkt ist. Mit $P_{R,excess} = \eta_M \cdot k_B \cdot \Delta f_{ZF} \cdot T_{R,excess}$ [Grndl.Rad.] erhält man für die Rauschtemperatur aufgrund des Excess-Rauschens:

$$T_{R,excess} = \frac{R_d}{k_B \Delta f_{ZF}} \left\{ \frac{S_V(\Omega_{ZF})}{\eta_M} + \frac{1}{1 - \rho_{Sig}} \left[\sum_m S_V[m(\Omega_J \pm \Omega_{ZF})] + \sum_n S_V[n(\Omega_{LO} \pm \Omega_{ZF})] \right] \right\} \quad (14)$$

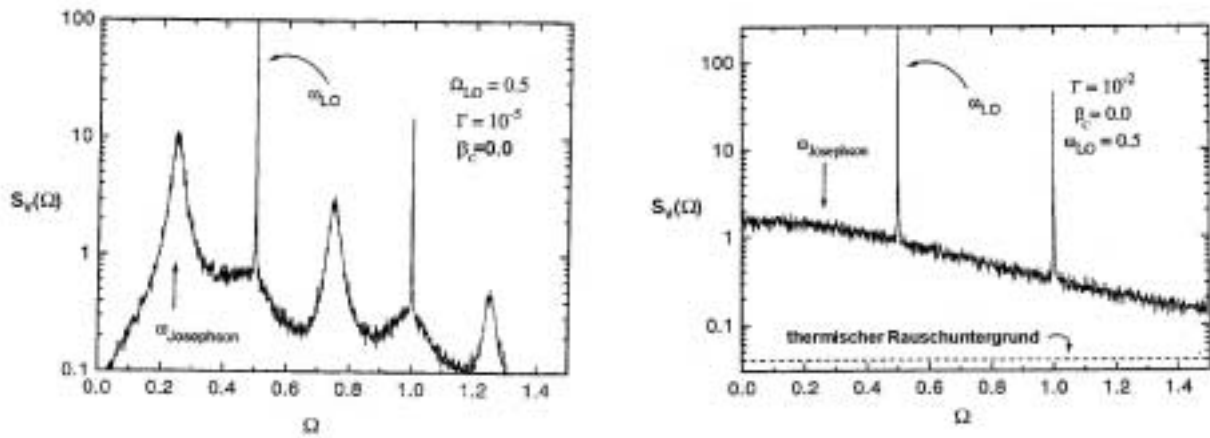


Abbildung 11: RSJ-Simulation des spektralen Spannungsrauschens für a) geringes ($\Gamma=10^{-2}$) und b) höheres ($\Gamma=10^{-5}$) thermisches Rauschen eines LO-gepumpten Josephson-Kontaktes mit $\Omega_{LO}=0,5$ und einer Spannungsspeisung bei $U/I_c R_N=0,25$, entnommen aus [Schoel1995].

mit ρ_{Sig} als Signalverlustfaktor bedingt durch Signalreflexionen am und Signalverlusten vor dem Josephson-Kontakt, welche in den Betrachtungen für die theoretischen Abschätzungen vernachlässigt werden ($\rho_{Sig}=0$). Es wird deutlich, daß die gemessene Mischer-Rauschtemperatur nicht nur vom Spannungsrauschen abhängt sondern zusätzlich noch von der Konversionseffizienz. Das begründet auch den Anstieg der Rauschtemperaturen bei höheren Relativfrequenzen Ω_{LO} , wie sie sich z.B. in [Schoel1995] aus den Simulationen ergeben. Die Rauschtemperatur steigt mit zunehmender Relativfrequenz, obwohl die Josephson-Linienbreiten aufgrund eines geringer werdenden dynamischen Widerstandes kleiner ausfallen. Im Fall des von Schoelkopf verwendeten 3-Port-Modells fällt diese Abhängigkeit der Rauschtemperatur von der Konversionseffizienz besonders bei nicht vernachlässigbaren thermischen Fluktuationsparametern aufgrund des Beitrages von $S_V(\Omega_{ZF})$ zum Excess-Rauschen ins Gewicht, wie aus dem ersten Term in Gl.(14) in Verbindung mit Abbildung 11 klar erkennbar wird. In der Tat erkennt man in den Simulationen von Schoelkopf einen enormen Anstieg der Rauschtemperatur mit einem gleichzeitig starkem Abfall der Konversionseffizienz bei den gezeigten Ergebnissen aus RSJ-Simulationen mit dem gewählten Fluktutionsparameter $\Gamma=0,015$.

Abbildung 12 zeigt das Rausch-Matrixelement im 3-Port-Modell für das ZF-Band (f_{ZF}) S_{00} bzw. das obere Seitenband ($f_{LO}+f_{ZF}=f_{Sig}$) S_{UU} für ein gewähltes Ω_{LO} in Abhängigkeit vom thermischen Fluktuationsparameter. Dies erlaubt qualitative Aussagen über das Mischer-Rauschverhalten in Abhängigkeit vom thermischen Rauschen. Wie in Abbildung 11 erkennbar, erklärt sich der Anstieg von S_{00} und S_{UU} im Bereich $\Gamma < 2 \cdot 10^{-3}$ durch die Vergrößerung der Josephson-Linienbreite

mit steigendem Γ . Mit weiterem Anstieg der Γ -Werte erhöht sich dieses Rauschen nicht mehr bzw. nur leicht. Der Grund ist, daß jetzt der differentielle Widerstand langsam durch den Einfluß des thermischen Rauschens geringer wird und somit die Linienbreite nicht weiter ansteigt, da sie sich nach Gl.(7) proportional R_d^2 verhält. Für hohe Fluktuationsparameter verschwindet das nichtlineare Verhalten des Josephson-Kontaktes, woraufhin das Rauschen nicht mehr durch das Excess-Rauschen bestimmt wird, sondern nur noch vom Nyquist-Rauschen der Quasiteilchen. Es sei erwähnt, daß alle diese Abschätzungen kein Nyquist-Rauschen der Antennenstrukturen, welches im THz-Bereich nicht mehr vernachlässigbar ist, und kein Excess-Rauschen aufgrund von temperaturunabhängigen I_C -Fluktuationen berücksichtigen wurden. Das ist zu beachten, wenn man experimentelle Ergebnisse mit diesen theoretischen Arbeiten vergleichen möchte. Ebenso basieren diese Studien auf Josephson-Kontakten mit schwachen Impedanzankopplungen ausschließlich reeller Natur. In [Claa1978] wird jedoch auch der Fall einer starken HF-Ankopplung durch einen seriellen Impedanzschaltkreis diskutiert, woraus hervorgeht, daß $\min(T_M/T)$ durch mögliche Arbeitspunkt-Instabilitäten im Resonanzfall eine Zehnerpotenz höher ausfallen kann. Diese Arbeitspunkt-Instabilitäten im Resonanzfall von Claassen und Richards resultieren aus den dabei auftretenden hysteretischen Regionen im Strom-Spannungsverhalten. Andererseits erwähnte Fazio [Faz1997] die Möglichkeit einer beträchtlichen Linienbreitenreduktion der Josephson-Oszillation und damit der Rauschtemperatur im Falle einer nicht-hysteretischen resonanten Josephson-Phasenkopplung durch periodische Magnetflußquanten-Bewegungen in langen Josephson-Kontakten, welches durch andere resonante HF-Kopplungen, bei denen kein hysteretisches Strom-Spannungsverhalten auftritt, ebenfalls möglich sein sollte. In der Literatur wird im Fall von nicht vernachlässigbaren HF-Kopplungen eines spannungsgespeisten Josephson-Kontaktes auch über die Möglichkeit von negativ differentiellen Widerständen berichtet, die sowohl im gekoppelten RCSJ-Modell [Zav1981] simuliert und andererseits auch durch Mehrfach-Andreevstreuungen in Verbindung mit Zener-Tunneln in mesoskopischen SNS-Kontakten [Mat2000] erklärt werden können. Dies würde die Möglichkeit einer Konversionseffizienz von $\eta_M > 1$ bieten, in dem

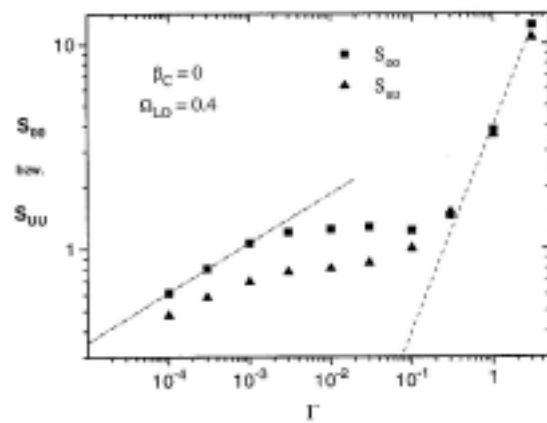


Abbildung 12: RSJ-Simulation der Rauschvariation mit Γ bei der ZF (S_{00}) und des oberen Seitenbandes (S_{UU}) im Fall $\Omega_{LO}=0.4$ (aus [Schoel1995]).

allerdings die oben schon erwähnten Arbeitspunkt-Instabilitäten auftreten und eine hohe ZF-Fehlanpassung gegeben ist.

HF-Anpassungen

Ein weiterer wichtiger Punkt sind die Anpassungen des Josephson-Kontaktes an den ZF-Ausgang als auch an das HF-Eingangssignal. Auracher und van Duzer berechneten die HF-Impedanz des Josephson-Kontaktes im ungekoppelten RSJ-Modell unter der Bedingung von $i_{HF} \ll 1$ und $\Omega \ll 1$ mit $Z_{HF} = R_d$ [Aur1972]. Diese Bedingungen gelten weitgehend für den Fall der Zwischenfrequenz, weshalb die Zwischenfrequenzimpedanz des Josephson-Mischers ohne zusätzliche Kopplung dem dynamischen Widerstand im Arbeitspunkt entsprechen sollte ($R_{ZF} = R_d$). Gelingt es nicht, den Josephson-Mischer an die ZF-Kette optimal anzupassen ($R_{ZF} \neq R_d$), verringert sich die Konversionseffizienz des gesamten Empfängers in der Form [Aur1974]:

$$\eta_R = \frac{R_{ZF} R_d}{(R_{ZF} + R_d)^2} \left(\frac{\partial i_S}{\partial i_1} \right)^2 \frac{R_d}{R_S} \quad . \quad (15)$$

Für die HF-Impedanz eines ungekoppelten Josephson-Kontaktes gegenüber der LO- und Signalfrequenz berechneten Auracher und van Duzer ebenfalls einen rein realen Wert mit $R_{LO, sig} \approx 0,25R_N$ bei $\Omega_{LO} = 0,4$, der bis auf $R_{LO, sig} \approx 0,6R_N$ bei $\Omega_{LO} = 1,0$ ansteigt [Aur1974]. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit eines möglichst hohen Quasiteilchenwiderstandes für den Josephson-Mischer, um eine entsprechend gute Signalanpassung und somit nach Gl.(15) eine hohe Konversionseffizienz zu gewährleisten.

LO-Pumpleistung

Entsprechend der LO-Anpassung beträgt die notwendige LO-Pumpleistung $P_{LO} = a I_C^2 R_N / 8$, wobei der Koeffizient a , ebenso wie die LO-Impedanz von Ω_{LO} abhängig ist und von $a \approx 0,1$ bei $\Omega_{LO} = 0,4$ bis auf $a \approx 5$ bei $\Omega_{LO} = 1,0$ ansteigt [Aur1974]. Das bedeutet Pumpleistungen von einigen nano-Watt bis einigen hundert nano-Watt, welches wesentlich geringer ist als bei Schottky-Mischern. Somit ist der Josephson-Mischer für hohe Frequenzen besonders interessant, da kompakte THz-Generatoren derzeit noch stark leistungsbegrenzt sind.

Sättigungsverhalten

Man sollte jedoch beachten, daß aufgrund dieser geringen Pumpleistungen der Josephson-

Mischer schon bei recht geringen Signalleistungen auch leicht in den Sättigungsbereich betrieben werden kann. Zur Sättigung eines Mixers kommt es, wenn die Konversionseffizienz gegenüber der Signalleistung nicht-linear wird. Dies geschieht in dem Fall, bei dem die Signalleistung in den Bereich von nur einigen Bruchteilen der LO-Pumpleistung kommt. Claassen und Richards geben die Sättigungsleistung eines Signals aufgrund einer R_d -Änderung $R_d=R_{d,0}+\delta R_d$ in der gepumpten Strom-Spannungskennlinie mit

$$P_{sat} = \chi^2 \frac{(\Phi_0 f_{LO})^2}{\eta_{R,0} R_{d,0}} \quad (16)$$

an [Claa1978], wobei χ ein Koeffizient ist, der im Bereich von 0,1...0,2 liegt. Bei einem Rauschsignal ist es etwas schwieriger eine Sättigungsleistung abzuschätzen. Dabei sind Claassen und Richards von der Variation der Ausgangsleistung ΔP_{aus} aufgrund einer Schwarzkörper-Strahlung ausgegangen. Bei einem Josephson-Mischer mit der Rauschtemperatur T_M , einer Betriebstemperatur T und einer Schwarzkörper-Temperatur T_S ist

$$\Delta P_{aus} \propto \frac{R_{d,0}}{R_N} \left[\left(2 - \varepsilon \frac{T_M}{T} \right) T_S - \varepsilon \frac{T_S^2}{T} \right] \quad \text{mit} \quad \varepsilon = \frac{R_N}{2R_S} \frac{P^2}{Q^2} \frac{\Delta f_S}{f_{LO}} \quad , \quad (17)$$

wobei Δf_S die empfangene Bandbreite des Signals ist und die Koeffizienten P und Q abhängig von Ω_{LO} sind [Claa1978]. In Gl.(18) ist erkennbar, daß die Konversionseffizienz um einen quadratischen T_S -Term reduziert wird. Eine Sättigung durch eine Schwarzkörper-Strahlung liegt also vor, wenn dieser Term nicht mehr vernachlässigbar klein ist. Es ist wichtig, festzuhalten, daß dieser Term nicht nur von der Schwarzkörper-Temperatur abhängt, sondern auch von der Bandbreite der empfangenen Signalleistung, der Signal-Mischer-Anpassung und der Mischer-Betriebstemperatur selbst. Im Fall von $R_S/R_N=4$, $T=4$ K und einer empfangenen Signalbandbreite von 10% ergibt sich nach Claassen und Richards mit einer Schwarzkörperstrahlung bei Raumtemperatur schon eine nicht-lineare Verringerung der Mischerausgangsleistung von 1 dB. Das entspricht im Vergleich zum ersten Sättigungseffekt einer Sättigungsleistung bei der $\chi=0,2$. Weiterhin ist zu beachten, daß sich beide Effekte addieren, weshalb man besonders sorgfältig bei der Detektion von Signallinien mit thermischen Hintergrund durch Josephson-Mischer vorgehen muß.

2.4.4. Hot/Cold-Verfahren zur Bestimmung der Rauschtemperatur und Konversion

Im vorhergehenden Abschnitt wurde erwähnt, daß die Eigenrauschleistung eines Mischeres i.a. als Rauschtemperatur T_M ausgedrückt wird. Da jedoch die Mischer in ein System eingebettet sind, ergeben sich weitere Rauschbeiträge. Dieses Mischersystem hat eine Gesamtrauschtemperatur T_R . Eine Standardmethode zur Bestimmung dieser Rauschtemperatur ist das so genannte Hot/Cold-Verfahren. Dabei wird einmal das Rauschsignal eines warmen (z.B. 296 K) und zum anderen die eines kalten (z.B. 77 K) Schwarzkörpers an den jeweiligen Bauelementen umgesetzt. Die somit erhaltenen Ausgangsleistungen ergeben extrapoliert auf die Temperaturachse, die Gesamtrauschtemperatur des Mischersystems T_R (siehe Abbildung 13). In einer Formel ausgedrückt erhält man die Form:

$$T_R = \frac{T_H - \frac{P_H}{P_C} T_C}{\frac{P_H}{P_C} - 1} \quad . \quad (18)$$

In diese Gesamtrauschtemperatur geht neben dem Mischertrauschen T_M auch das Rauschen der ZF-Kette T_{ZF} und das Rauschen des Systems vor dem Mischer entsprechend mit ein. Da im Allgemeinen das Systemrauschen vor dem Mischer vernachlässigbar gering ist, setzt sich das Gesamtrauschen zusammen aus:

$$T_R = T_M + \frac{1}{\eta_R} T_{ZF} \quad . \quad (19)$$

Aus dem Hot/Cold-Verfahren kann ebenfalls die Konversionseffizienz eines Mischeres bestimmt werden mit:

$$\eta_R = \frac{P_H - P_C}{P_{ZF,H} - P_{ZF,C}} \quad , \quad (20)$$

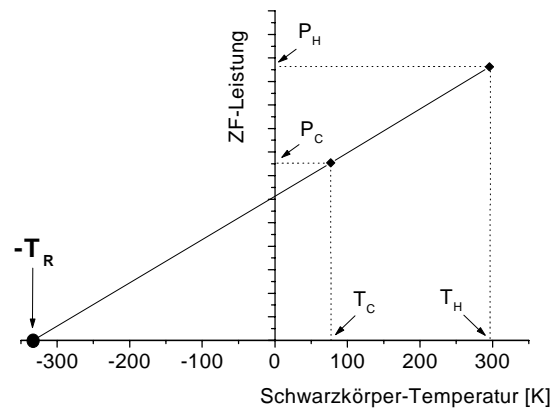


Abbildung 13: Schema zum Hot/Cold-Verfahren. Erläuterungen siehe Text.

wobei $P_{ZF,H}$ bzw. $P_{ZF,C}$ jeweils die Rauschleistungen der ZF-Kette sind, bestimmt mit einem warmen bzw. kalten HF-Terminator (50Ω) anstelle des Mischers. Diese Konversionseffizienz beinhaltet jedoch noch das ZF-Reflektionsverhalten des Mischers, wie in Gl.(15). Um die tatsächliche Mischer-Konversionseffizienz η_M , wie in Gl.(11) zu erhalten, die mit Hilfe einer entsprechenden ZF-Anpassung technisch auch erreichbar wäre, muß man den experimentell ermittelten Wert η_R mit der ZF-Reflektivität R des Mischers für experimentelle Untersuchungen korrigieren:

$$\eta_M = \frac{\eta_R}{1-R} \quad . \quad (21)$$

2.4.5. Bisherige experimentelle Ergebnisse aus der Literatur

Es existieren eine Reihe von Demonstrationen und Untersuchungen über das heterodyne Mischen von Josephson-Kontakten insbesondere aus dem Beginn der Untersuchungen von Josephson-Punktkontakten als Mischer (z.B.[Edr1976, Edr1977, Claas1978, Bla1978, Ant1978]). Im Folgenden soll sich jedoch auf die neueren experimentellen Daten beschränkt werden, die am aussagekräftigsten die Leistungsfähigkeit von Josephson-Kontakten als Mischer bei Frequenzen oberhalb von 70 GHz repräsentieren.

Schoelkopf untersuchte verschiedene Tieftemperatur-Supraleiter-Josephson-Mischer als Hohlletermischer für ca.100 GHz bei einer Betriebstemperatur von 4,2 K [Schoel1995]. Für SNS-Kontakte auf der Basis von Nb erhielt er die niedrigste DSB-Mischer-Rauschtemperatur mit $T_M=340$ K bei einer Konversionseffizienz von 0,23 (oder $-6,5$ dB). Die niedrigste Mischer-Rauschtemperatur von SNS-Kontakten auf der Basis von NbN bestimmte er mit 220 K bei einer Konversionseffizienz von -6 dB. In diesen Messungen weist jedoch eine leicht höcker-förmige ZF-Leistungskennlinie auf eine gerinfügig resonante HF-Kopplung des Josephson-Kontaktes hin. Spätere Untersuchungen an Nb-Mischern mit verbesserter Kontakt-Herstellungstechnologie führten dann zu einem niedrigsten Mischer-Rauschwert von $T_M=150$ K und einem $-6,5$ dB Konversionsverlust ohne eine nennenswerte resonante HF-Kopplung des Kontaktes. Dies liegt mit $T_M/T \approx 36$ im oberen Bereich aller theoretisch vorausgesagten Mischer-Rauschtemperaturwerte (Kapitel 2.4.2.).

Im Fall von HTSL-Josepson-Mischern gibt es erste Messungen sowohl im quasioptischen

Aufbau als auch im Hohlleiterblock. Quasioptische Messungen bei 345 GHz eines YBCO-Step-edge-Kontaktes auf MgO bei 4,2 K von Shimakage et al. [Shim1997] ergaben eine niedrigste DSB-Empfänger-Rauschtemperatur bei 1200 K. Tarasov et al. [Tar1999] erhielten aus quasioptischen Messungen bei 430 GHz an YBCO-Bikristall-Kontakten auf MgO eine niedrigste Mischer-Rauschtemperatur von 1100 K bei 4,2 K Betriebstemperatur und zwischen 20 und 40 K Betriebstemperatur Werte im Bereich von 1500 K und 3000 K im Falle einer Linienbreitenverringerng durch einen induktiven Shunt. Josephson-Kontakte ohne Shunt bei 4,2 K lieferten 1400 K Mischer-Rauschen. Harnack [Har2000] berichtete über weitere quasioptische Messungen an ungeschunteten Bikristall-Kontakten auf MgO bei 4,2 K Betriebstemperatur und 546 GHz mit einem niedrigsten Mischer-Rauschwert von etwa 1100 K und einem Gesamtkonversionsverlust von $\eta_R = -13.5$ dB. Bei diesen beiden Untersuchungen ist ebenso wie bei Schoelkopf eine leichte Höckerstruktur in den ZF-Kennlinien sichtbar. Weiterhin berichtete Harnack über Hohlleitermischer auf der Basis von YBCO-Step-edge-Kontakten bei 10 K und Bikristall-Kontakten bei 20 K (beide auf MgO) für 90 GHz mit niedrigsten Mischer-Rauschtemperaturen (DSB) von 2000 bzw. 1600 K und korrigierten Konversionseffizienzen von entsprechend $-4,8$ bzw. -10 dB. Diese Rauschwerte liegen mehr als Faktor 2 höher als theoretisch erwartet wird.

Schoelkopf [Schoel1995] hatte mit einer einfachen Methode das Sättigungsverhalten von TTSL-Josephson-Hohlleitermischem bei 100 GHz und 4,2 K Betriebstemperatur untersucht. Bei dieser Methode wurde die ZF-Ausgangsleistung des Mixers bei 77 K, 215 K kalten und 300 K bzw. 350 K warmen Schwarzkörperstrahlern am Signaleingang bestimmt. Der Schwarzkörperstrahler bei 77 K wurde mit flüssigem Stickstoff, der bei 215 K mit festem CO₂ gekühlt und der Schwarzkörper bei 350 K wurde geheizt. Es ist offensichtlich, daß die Schwarzkörpertemperatur bei 215 K als auch bei 350 K durch einen Temperaturgradienten im Schwarzkörper höher bzw. niedriger liegt als die tatsächlich angenommene Temperatur. Somit zeigt die ZF-Ausgangsleistung bei dem mit 215 K kalt angenommenen Schwarzkörper wahrscheinlich einen höheren Wert und bei dem mit 350 K angenommenen warmen Schwarzkörper einen geringeren Wert als die Konversionseffizienz des Mixers tatsächlich ergeben würde. Auf diese Unsicherheit hat Schoelkopf bei der Angabe seiner Daten auch hingewiesen. Es ist deshalb nicht eindeutig, ob bei diesen wenigen Meßpunkten die gezeigte leicht quadratische Abhängigkeit der ZF-Ausgangsleistung von der Schwarzkörpertemperatur tatsächlich auf eine Sättigung

zurückzuführen ist. Schoelkopf gab unter Annahme der Richtigkeit seiner Messungen eine Sättigung im Konversionsverhalten des Mischers von ca. 30% bei einer Strahlung des Schwarzkörpers auf Raumtemperaturniveau an. In jedem Fall sollte jedoch das Sättigungsverhalten bei höheren Frequenzen des Mischers laut Gl.(16) ($P_{Sat} \propto f_{LO}^2$) wesentlich geringer ausfallen.

3. Intrinsische Josephson-Kontaktarrays

„Der HERR gibt Weisheit, und aus seinem Munde kommt Erkenntnis und Einsicht.“

-Sprichwörter Salomos 2, 6

3.1. Bauelemente auf der Basis von intrinsischen Stapelkontakten

Die naturgegebene Stapelfolge von intrinsischen Josephson-Kontakten in stark anisotropen Supraleitern mit kleinster Dimension ist besonders für Anwendungen interessant, bei denen Arrays mit einer Vielzahl an Josephsonkontakten mit möglichst geringen Parameterstreuungen notwendig sind. Genannt seien in diesem Zusammenhang Spannungsstandards [Klu1996, Nie2000], HF-Mischer [Klein1997] oder HF-Oszillatoren [Schlen1995]. Im Hinblick einer Anwendung intrinsischer Josephson-Kontaktarrays als Spannungsstandard wurden erste experimentelle Untersuchungen an einem Zweierarray auf der Basis einer molekular-epitaktisch gewachsenen BSCCO-Dünnschicht von Benz et al. durchgeführt [Benz1995]. Es zeigte sich, daß die erhaltenen Shapiro-Stufen in der Tat beim zweifachen Spannungswert des anhand der zweiten Josephson-Gleichung zu erwartenden Wertes eines Einzelkontaktes auftraten. In der genannten Arbeit wird hervorgehoben, daß das gemessene Verhalten infolge eines phasengekoppelten Josephsonverhaltens beider Kontakte zustande kam, bei genauer Betrachtung der ersten Shapiro-Stufen, schließt man allerdings eher auf ein ungekoppeltes Array mit geringer Parameterstreuung der beiden Josephson-Kontakte. Das führt zu einer erkennbaren Stufenunschärfe, weshalb es schwer ist, aus phasengekoppelten HTSL-Stapelarrays ein wirklich brauchbares Spannungsstandard zu realisieren, zumal durch die recht hohen charakteristischen Spannungen der intrinsischen Josephson-Kontakte schon ziemlich hohe Pumpfrequenzen erforderlich sind, um die erste Shapiro-Stufe entsprechend groß zu erhalten. Diese hohen charakteristischen Spannungen sind jedoch für andere HF-Anwendungen besonders vorteilhaft, wo eine gute Leistungsfähigkeit bis in den THz-Bereich wünschenswert ist. Weitere Vorteile dieser Stapel liegen in einer höheren Impedanz, was die HF-Anpassung solcher Bauelemente wesentlich effektiver bzw. einfacher gestaltet. Im Hinblick auf HF-Mischer steigt die Sättigungsschwelle linear mit der Anzahl der Kontakte [Claa1978]. Bei kollektiv gekoppelten Josephson-Kontakten, kann man ebenfalls davon ausgehen, daß aufgrund des hohen Gesamtwiderstandes eine effektive Stromspeisung der einzelnen Josephson-Kontakte erfolgt, obwohl das Gesamtarray mit einer stabilen Spannung gespeist wird. Das verhindert Excess-

Rauschen aufgrund von Hystereseffekten. Andererseits errechneten Claassen und Richards [Claa1978] im Fall kollektiv ungekoppelter Josephson-Kontakte, daß nur Kontakte mit I_C - Streuungen $\leq 1\%$ entsprechende Mischerbeiträge liefern. Im Hinblick auf die Anwendung als HF-Oszillatoren werden Stapelarrays für Frequenzen oberhalb 1 THz interessant, da es bisher keine kompakten Lokaloszillatoren mit ausreichender Leistung für diesen Frequenzbereich gibt. Besonders interessant erscheint die Möglichkeit von integrierten Schaltkreisen von Lokaloszillator mit Josephson-Mischern, weil hier einerseits nur Leistungen von einigen nano-Watt benötigt werden und beide Bauelemente auf der gleichen Herstellungstechnologie basieren können. Das spart Platz und Gewicht und erlaubt eine verlustfreiere HF-Anpassung des Josephson-Mischers an den LO. Sehr wichtig bei diesen Lokaloszillatoren für Heterodyn-mischer ist eine möglichst geringe Linienbreite. Die notwendigen Voraussetzungen dafür, wurden im Kapitel 2.3.2. schon erwähnt.

3.2. Herstellung intrinsischer Stapelkontakte

Die untersuchten Stapelkontakte basieren auf dünnen BSCCO- bzw. TBCCO-Schichten. Die TBCCO-Schichten wurden bereitgestellt von M.Veith vom IPHT Jena e.V und nach einem Verfahren hergestellt, welches in [Man1991] ausführlich beschrieben wird. Deshalb soll sich hier nur auf das verwendete BSCCO-Sputterverfahren beschränkt werden. Neben diesem Verfahren gibt es ein Reihe anderer zur Herstellung dünner BSCCO-Schichten, die in einer Arbeit von Pfuch [Pfuch1996] aufgeführt sind und deshalb hier keine weitere Beachtung finden sollen. Die hier angegebene BSCCO-Schichtherstellung basiert auf der Prozessoptimierung von Ecke [Ecke1996]. Das Verfahren erfolgt in reiner Sauerstoffatmosphäre und gliedert sich in vier Schritte: Im Vorsputterschritt soll sich das Sputterplasma unter Erhöhung der Substrattemperatur stabilisieren. Anschließend folgt der Depositionsschritt mit zwei weiteren Temperschritten zur Sauerstoffbeladung bzw. Gewährleistung einer homogenen Sauerstoffverteilung in der gesamten Schicht. Die verwendeten Parameter für den neu optimierten Prozess weichen teilweise von den in [Ecke1996] angegebenen ab und sind in Tabelle 1 dargestellt. Die Deposition erfolgte auf 10 mm×10 mm×0,5 mm großen LaAlO₃-Substraten. Mit diesem Prozess wurden 300 nm dicke BSCCO-Schichten mit kritischen Temperaturen von $T_{C0}=91$ K bei Übergangsbreiten von 2 K erreicht. Das ist höher als die erreichten Werte von Ecke mit $T_{C0}=87,5$ K und entspricht etwa denen die Wagner et al. in [Wag1993] berichteten.

	Vorsputtern	Deposition	1.Tempern	2.Tempern
Sputterstrom	60 mA	140 mA	0 mA	0 mA
O ₂ -Druck	1,5 mbar	3,5 mbar	3,5 mbar	<2·10 ⁻⁵ mbar
Heizertemperatur	500...880°C	880°C	910°C	650°C
Zeit	ca.30 min.	120 min.	40 min.	30 min.
Substrat-Target-Abstand	>10 mm	6 mm	>10 mm	>10 mm

Tabelle 1: Herstellungsparameter für den optimierten BSCCO-Sputterprozess.

AFM-Aufnahmen dieser Schichten (Abbildung 14) zeigen die auch schon in [Pfuch1996] erwähnten Terrassenstrukturen mit einigen nano-Meter großen Stufen und Droplets (schwarze Objekte in der Höhenaufnahme). Diese Terrassenstrukturen haben einen deutlichen Einfluß auf die später hergestellten Stapelkontakte, welches im nächsten Abschnitt noch näher erläutert wird. Die hier untersuchten Stapelarrays wurden sowohl von K. Karlovsky am ISI Jülich auf der Basis solcher Schichten als auch von U. Hübner (FSU Jena) auf der Basis von laserdeponierten BSCCO-Schichten (bereitgestellt von A. Pfuch, FSU Jena) bzw. TBCCO-Schichten hergestellt. Die entsprechende Strukturierungstechnologie ist sowohl in [Ecke1996] als auch in [Pfuch1996] ebenso wie in [Hüb2000] ausführlich dargestellt, weshalb hier von einer nochmaligen Darstellung abgesehen wird.

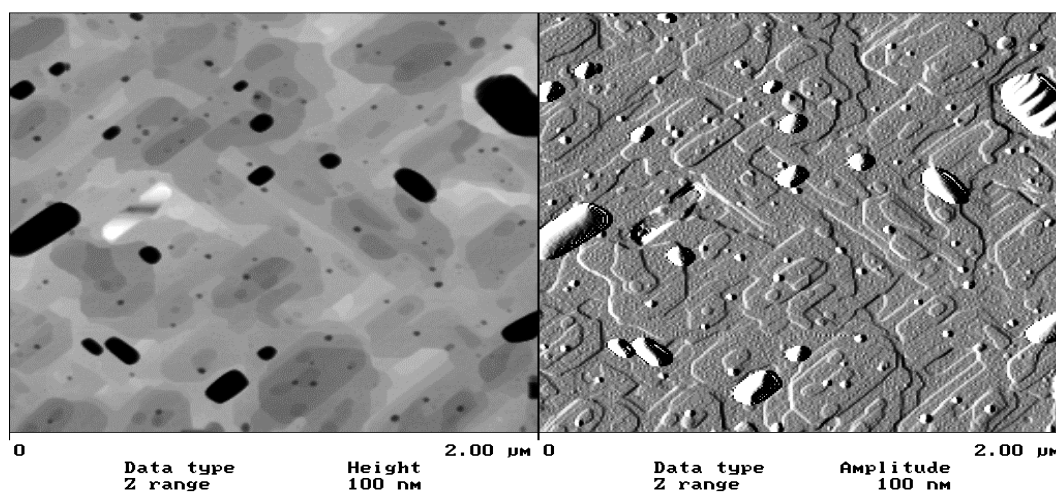


Abbildung 14: AFM-Aufnahme einer 300 nm dicken gesputterten BSCCO-Schicht über 2 µm×2 µm. Das linke Bild zeigt das Höhenprofil der Schichtoberfläche. Die Oberfläche ist mit steigender Höhe dunkler abgebildet (schwarz entspricht 100 nm). Rechts das differenzielle AFM-Signal für einen besseren optischen Eindruck. Deutlich erkennbar sind Terrassenstrukturen und Droplets.

3.3. Elektrische Charakterisierung

3.3.1. BSCCO-Stapelkontakte

Das Strom-Spannungsverhalten unterschiedlicher BSCCO-Stapelkontakte unter verschiedenen externen Einflüssen, wie Temperatur, magnetisches Feld und Mikrowelle wurden untersucht [Sei1996], [Sei1997] (Abbildung 15). Es ist auffällig, daß i.a. die kritischen Ströme im mA-Bereich bei Temperaturen von bis zu 80 K liegen einhergehend mit einer Verrundung des Strom-Spannungsverhaltens in der Nähe des kritischen Stromes auch bei hysteretischem Verhalten. Es kann verifiziert werden, daß innerhalb des RCSJ-Modells bei hysteretischem Kennlinienverhalten gleichzeitig keine Phasendiffusion auftritt. Kautz und Martinis zeigten, daß man durch Erweiterung des RCSJ-Modells durch frequenzabhängige Kapazitäten, bei denen die Dämpfung des Josephson-Kontaktes mit der Frequenz steigt, dennoch ein Phasendiffusionsverhalten gleichzeitig mit einem hysteretischen Verhalten bekommen kann. Diese Rechnungen basierten allerdings auf Messungen von Josephson-Kontakten mit kritischen Strömen im nA-Bereich, d.h. für hohe Fluktuationsparameter. Die in Abbildung 15 erkennbaren Verundungen würden unter Annahme diesen Modells auf ein Fluktuationsparameter von $\Gamma \approx 0,1$ oder mehr hinweisen. Nimmt man im Fall von $\Gamma \approx 0,1$ einen mittleren kritischen Strom der BSCCO-Stapel von ca. 1 mA an ergäbe sich daraus eine rauschverursachende Temperatur von über 2000 K. Das ist ein Wert, der selbst bei Berücksichtigung noch anderer Rauschbeiträge zur Phasendiffusion, keine physikalische Grundlage hat. Somit wurde angenommen und gezeigt, daß die Verrundungen durch Gauß-ähnlich verteilte Streuungen im kritischen Strom der einzelnen Josephson-Kontakte im Stapelkontakt von bis zu 30% herrühren könnten [Sei1996]. Bezeichnend der BSCCO-Stapel-Kennlinien ist jedoch auch, daß der Spannungssprung oberhalb von I_C sehr oft im Bereich von einigen zehn bis einigen hundert mV liegt, welches bisher mit einer hohen Anzahl von schaltenden Josephson-Kontakten erklärt wurde. Ein ähnliches Verhalten an Dünnschicht basierenden BSCCO-Stapeln wurde auch von Ecke [Ecke1996] und Pfuch [Pfuch1996] gemessen ebenfalls jedoch auch an 60-K-Phasen-YBCO [Ton1996]. Ecke berichtete sogar von Excess-Strömen von bis zu 80% des kritischen Stromes. In Anbetracht dessen wurden einige BSCCO-Stapelkontakte im Hinblick auf dieses Verhalten näher untersucht. Aus Abbildung 15 kann man schlußfolgern, daß die oben genannten auffälligen Kennzeichen des I-U-Verhaltens eine ganz andere mögliche Erklärung zulassen: Man erkennt deutlich, daß der Spannungssprung nahezu unabhängig von der Stapelhöhe ist (Abbildung 15a,b), obwohl man beim intrinsischen Josephson-Effekt erwarten würde, daß diese mit der Stapelhöhe grösser wird. Weiterhin erkennt

3. Intrinsische Josephson-Kontaktarrays

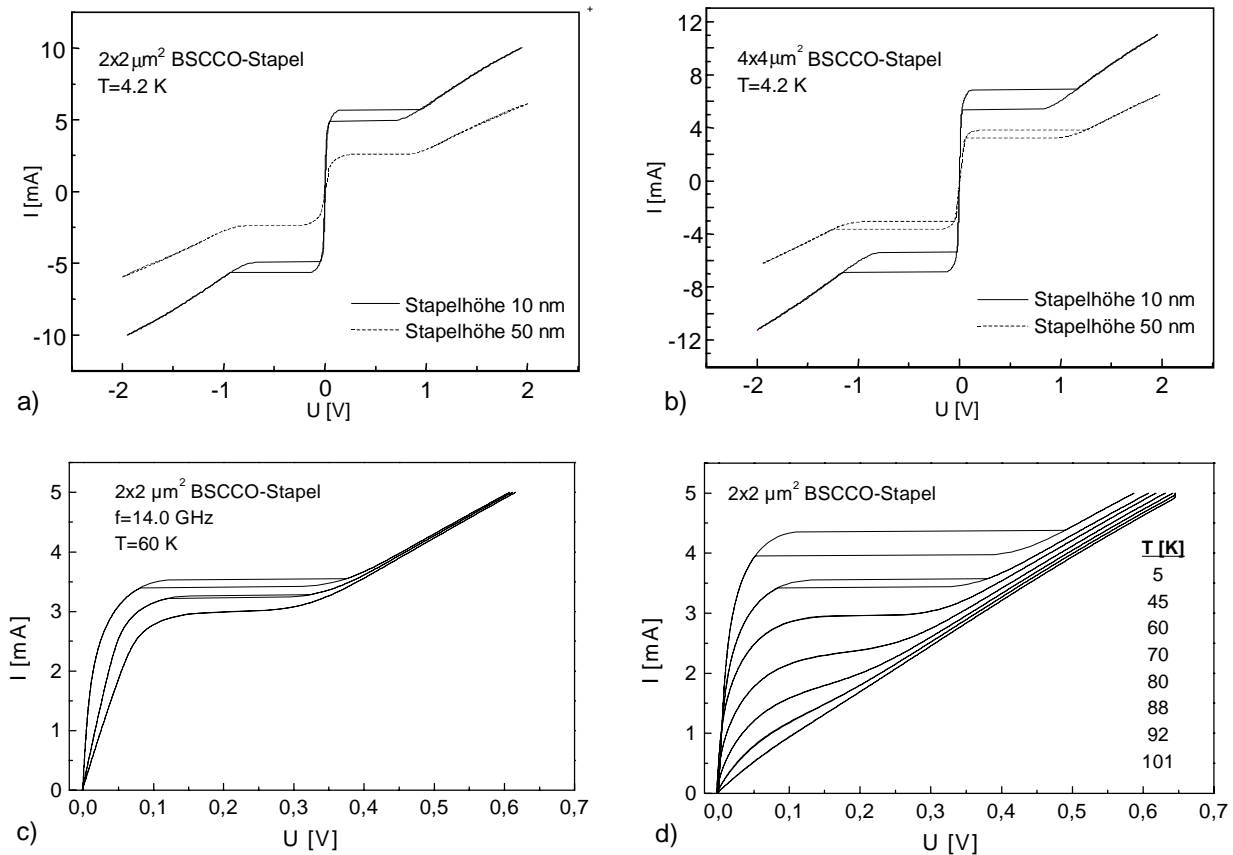


Abbildung 15: Strom-Spannungsverhalten von BSCCO-Mesas a) und b) unterschiedlicher Größe [Kar1998], c) bei Mikrowelleneinstrahlung unterschiedlicher Leistung (-60...19 dBm), d) bei verschiedenen Temperaturen. Die Messungen lassen eher auf ein Hotspot-Verhalten schließen als auf ein intrinsisches Josephson-Kontaktverhalten.

man deutlich, daß die Strom-Spannungskennlinien bei Einstrahlung von Mikrowelle (Abbildung 15c) mit zunehmender HF-Leistung stärker verrunden und keine Stufen aufweisen. Aufgrund des sehr hohen kritischen Stromes konnten keine Messungen bei 100 und 300 GHz durchgeführt werden, da die angelegte HF-Amplituden im Verhältnis zum kritischen Strom wesentlich zu gering waren, um einen deutlichen Effekt der Einstrahlung auf die Stapelarrays zu beobachten. Die genannten Effekte wurden bereits an Mikrobrücken beobachtet, bei denen sich Hotspots ausbildeten [SkoJAP1974 bzw. Har2000]. Man beachte dabei, daß die in Abbildung 15 gezeigten Meßergebnisse auf Stromspeisung basieren. Somit resultiert die starke Verrundung vor dem Spannungssprung auch nicht aus einem Rauschen, sondern aus einer Flußfadenbewegung. Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, weisen die BSCCO-Schichtoberflächen Terrassenstrukturen auf. Zakharov et al. [Zak1995] stellten anhand von Untersuchungen mit verschiedenen topographischen Methoden fest, dass diese Verschachtelungen auf nicht phasenreine BSCCO-Filme zurückzuführen sind. Damit kann es an den einzelnen Phasengrenzen zur Bildung von sehr feinen Mikrobrücken kommen, die einen hohen Excess-Strom zur Folge haben. Das würde die

hohen kritischen Ströme erklären. Somit kann man weiterhin annehmen, daß hier nicht das Verhalten von intrinsischen Josephson-Kontakten relevant ist, sondern von Mikrobrücken innerhalb des Stapels, deren Hotspotverhalten man bei den Messungen beobachtet. Die gezeigten Messungen an BSCCO- Dünnschicht-Stapeln weisen auch keinerlei Spannungszweige auf, wie dies bei BSCCO-Einkristall-Stapeln gemessen wurde (z.B. in [Klein1997] oder [Ecke1996]). Es ist jedoch zu beachten, daß sich bei höheren Strömen möglicherweise weitere Hotspots innerhalb des gesamten Stapels bilden können, die ebenso zu verschiedenen Spannungszweigen in der Strom-Spannungskennlinie führen könnten [SkoJLTP1974]. Das ist allerdings davon abhängig, wie sich der erste Hotspot ausbreitet und Einfluß auf seine Umgebung nimmt. Die sicherste Methode für ein Nachweis von Josephsonverhalten, wäre hier der Nachweis von Shapiro-Stufen bei einer HF-Einstrahlung, wobei man hier allerdings aufgrund der hohen charakteristischen Spannungen der intrinsischen Josephson-Kontakte Frequenzen im Bereich von 100 GHz oder höher wählen sollte um eine entsprechende Auflösung gewährleisten zu können.

3.3.2. TBCCO-Stapelkontakte

Im Gegensatz zu den BSCCO-Dünnschicht-Stapeln zeigten die gemessenen TBCCO-Dünnschicht-Stapel viele Spannungszweige in den Strom-Spannungskennlinien. Auch lagen die kritischen Ströme im μA -Bereich. Abbildung 16a und b zeigen jeweils eine Kennlinie des Kontaktes mit dem kleinsten kritischen Strom im Vergleich mit einem entsprechenden RCSJ-Fit. Man sieht deutlich ein hochhysteretisches Verhalten. Bei genauer Betrachtung der Kennlinien ist auch hier eine sehr geringe Phasendiffusion in diesen hysteretischen Kennlinien zu erkennen, jedoch sind hier die Verrundungen wesentlich kleiner als der jeweilige Flutationsparameter für Kennlinien ohne Hysterese erwarten läßt. Somit kann diese Verrundung durchaus anhand des erweiterten Modelles von Kautz und Martinis [Kautz1990] erklärt werden. Weiterhin fallen im Quasiteilchenverhalten wesentliche Abweichungen zum RCSJ-Verhalten auf. Einerseits sind deutlich Subgapstrukturen erkennbar und andererseits eine generelle Abweichung des Quasiteilchenuntergrundes. Ersteres wurde eingehend unter verschiedenen externen Einflüssen experimentell untersucht [Sei1997]. Im Rahmen dieser Ausführungen soll hier jedoch nur das temperaturabhängige Verhalten gezeigt werden (Abbildung 16c). Die Subgaps der Kennlinie in Abbildung 16a und ebenso 16c für $T=6\text{ K}$ wurden von Ch. Helm et al. unter Berücksichtigung der Kopplung der Josephson-Oszillationen mit optischen bzw. akustischen Phononen des TBCCO-Gitters gefittet [Helm2000]. Dabei zeigte sich, daß das erste Subgap bei $U=3,2\text{ mV}$

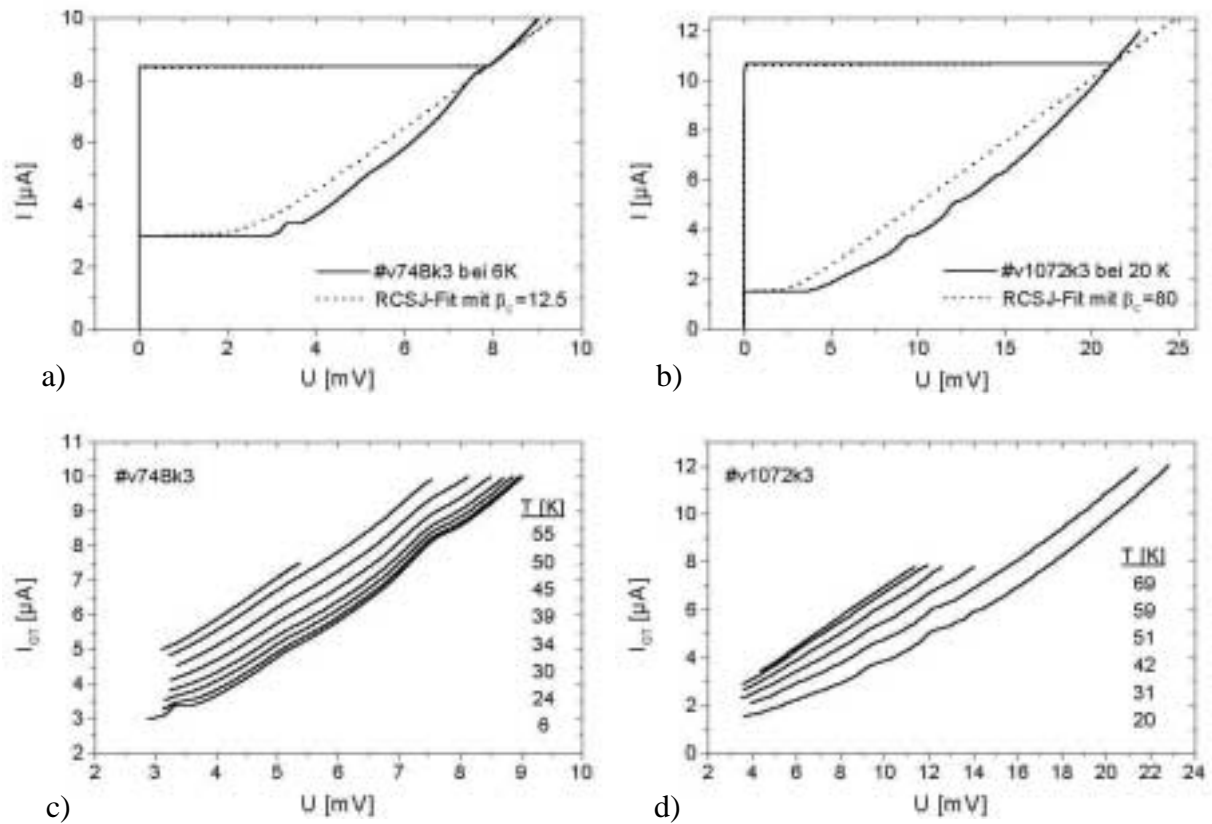


Abbildung 16: Gemessene I-U-Kennlinien für den Kontakt mit dem kleinsten kritischen Strom im a) $7 \times 7 \mu\text{m}^2$ großen und b) $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ großen TBCCO-Stapel, c) und d) die jeweiligen Quasiteilchen-Kennlinien bei verschiedenen Temperaturen.

durch die resonante Wechselwirkung der Josephson-Oszillation mit der oberen Bandkante der akustischen Phononen hervorgerufen wird. Das zweite Supgap bei $U=7,5$ mV offenbarte sich als eine resonante Wechselwirkung an eine gekoppelte Longitudinal-Transversal-Mode der optischen Phononen mit einem Frequenzsplittingfaktor von $(\omega_{o,L}^2 - \omega_{o,T}^2) / \omega_{o,T}^2 = 0,59$ unter Annahme der LO-Mode von 3,9 THz [Helm2000].

Der resistive Zweig in den Strom-Spannungskennlinien der Josephson-Kontakte mit hochhysteretischem Verhalten, wie es hier der Fall ist, wird vom Quasiteilchenstrom dominiert. Wie schon erwähnt weicht dieser vom RCSJ-Verhalten in den gezeigten Messungen deutlich ab. Es stellt sich die Frage, ob dieses Verhalten durch einen Quasiteilchentunnelprozeß unter Berücksichtigung einer d-Wellen-Zustandsdichte für den TBCCO-Supraleiter besser beschrieben werden kann. Der Quasiteilchentunnelstrom kann beschrieben werden mit [Sei2000]:

$$I_{QT} = \frac{1}{eR_N} \int_{-\infty}^{\infty} N(\epsilon)N(\epsilon - eU)[f(\epsilon) - f(\epsilon - eU)] d\epsilon \quad . \quad (22)$$

R_N ist der Quasiteilchenwiderstand, $N(E)$ ist die normierte Zustandsdichte des Supraleiters und $f(E)$ die Energieverteilungsfunktion. Unter Beachtung, daß TBCCO ein d-Wellensupraleiter ist folgt der Ausdruck für die Zustandsdichte mit [Won1994]:

$$N(E) = \text{Re} \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2(\varphi)}} d\varphi \right\}, \quad (23)$$

wobei φ hier der Winkel in der k-Ebene ist und somit die Energielücke mit $\Delta(\varphi) = \Delta_0 \cos(2\varphi)$ geschrieben werden kann. Gl.(23) kann auch durch das elliptische Integral $K(x)$ ausgedrückt werden [Won1994] in:

$$N(E) = \begin{cases} \frac{2\varepsilon}{\pi\Delta_0} K\left(\frac{\varepsilon}{\Delta_0}\right), & |\varepsilon| \leq \Delta_0 \\ \frac{2}{\pi} K\left(\frac{\Delta_0}{\varepsilon}\right), & |\varepsilon| > \Delta_0 \end{cases}. \quad (24)$$

Bei der Temperatur $T=0$ und bei Spannungen im Bereich von $0 < eU < \Delta_0$ ergibt sich somit für den Quasiteilchenstrom [Sei2000]:

$$I_{QT} = \frac{4}{eR_N\pi^2\Delta_0^2} \int_0^{eU} \varepsilon(\varepsilon - eU) K\left(\frac{\varepsilon}{\Delta_0}\right) K\left(\frac{\varepsilon - eU}{\Delta_0}\right) d\varepsilon. \quad (25)$$

Das aus dem Tunnelprozeß mit Hilfe von „Mathematica“ berechnete Quasiteilchenverhalten ist als dicke Kennlinie in Abbildung 17a bzw. 17b zu sehen. Man erkennt in beiden Fällen eine recht starke Abweichung vom gemessenen Untergrundverhalten, gekennzeichnet durch Sternsymbole. Schlenga et al. [Schlen1998] untersuchten das Quasiteilchenverhalten von BSCCO- und TBCCO-Kontakten ebenfalls mit der oben aufgeführten Theorie bei denen sich auch Abweichungen zum gemessenen Verhalten zeigten, die jedoch etwas geringer ausfallen als im hier vorliegendem Fall. Andererseits zeigten Latyshev et al. [Lat1999], daß sich das Quasiteilchen-c-Achsentransports in BSCCO-Einkristallkontakten beschreiben läßt mit:

$$I_{QT}(U) \approx \sigma_{QT}(0) \frac{A}{S} (U + bU^3), \quad (26)$$

wobei $\sigma_{QT}(0)$ die Quasiteilchen-Leitfähigkeit bei $U \rightarrow 0$, A die Stapelkontaktfläche und S der Abstand der supraleitenden Ebenen (im Fall von TBCCO: $11,4 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}$) ist. Um den Grund der

Abweichung zu finden, die das Quasiteilchentunnel-Modell für d-Wellen-Supraleitern liefert, wurde eine analytische Abschätzung von Gl.(25) durchgeführt bei der $K(x)$ entwickelt wurde in:

$$K(x) = \frac{\pi}{2} \left[1 + 2 \frac{x^2}{8} + 9 \left(\frac{x^2}{8} \right)^2 + \dots \right] . \quad (27)$$

Mit Beschränkung auf die Energieterme bis zweiter Ordnung folgt:

$$I_{QT} = \frac{1}{eR_N \Delta_0^2} \left[\frac{1}{6} (eU)^3 + \frac{7}{80} \frac{(eU)^5}{\Delta_0^2} + \frac{69}{2240} \frac{(eU)^7}{\Delta_0^4} \right] . \quad (28)$$

Da nun aus der Bedingung $eU < \Delta_0$ folgt, daß $(eU)^5/\Delta_0^2$ und auch $(eU)^7/\Delta_0^4$ kleiner sind als $(eU)^3$ kann man aufgrund der jeweiligen Vorfaktoren schließen, daß die Terme 5. bzw. 7. Ordnung nur einen zu vernachlässigenden Anteil zum Quasiteilchenstrom liefern. Somit bleibt nur noch der kubische Spannungsterm als Hauptbeitrag:

$$I_{QT} \approx \frac{e^2}{R_N \Delta_0^2} U^3 . \quad (29)$$

Es ist offensichtlich, daß in der Quasiteilchentunnel-Betrachtung kein linearer Term erscheint, wie in Gl.(26). Dieser Term erscheint unter zusätzlicher Berücksichtigung der Quasiteilchenstreuung an Verunreinigungen in den CuO_2 -Ebenen. Das anhand von Gl.(26) gefittete Verhalten an die experimentellen Werte (Punktzahl verringert) sind in Abbildung 17 jeweils durch dünne Kennlinien dargestellt. Man erkennt in beiden Fällen eine sehr gute Übereinstimmung [Sei2000]. Die daraus ermittelten Werte für die Leitfähigkeit $\sigma_{QT}(0)$ und Koeffizient b sind zusammen mit den aus weiteren Fits für die jeweils höheren Temperaturen

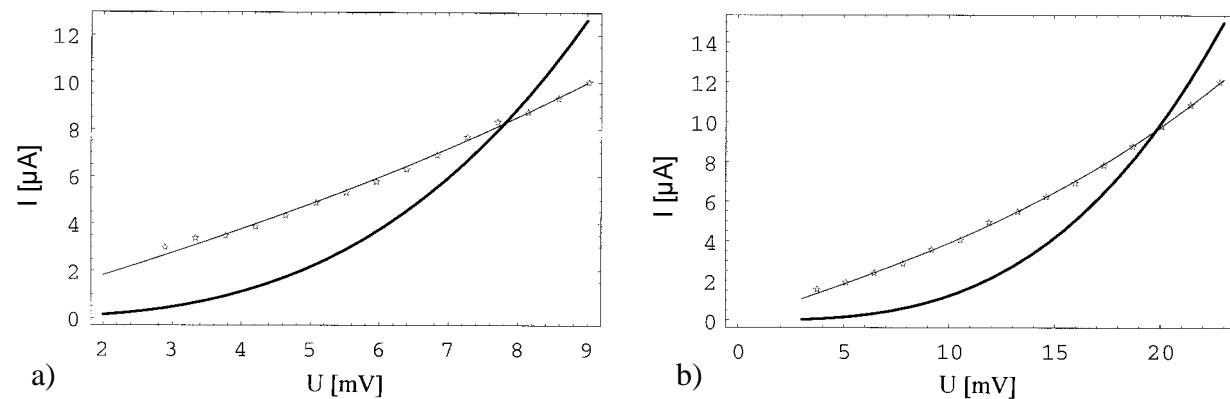


Abbildung 17: Quasiteilchenkennlinie aus Abbildung 16a bzw. 16b (☆, Punktzahl reduziert). Die dicke Linie zeigt das nach Gl.(25) berechnete Verhalten. Die dünne Linie zeigt den entsprechenden Fit nach Gl.(28) und ergibt eine deutlich bessere Übereinstimmung.

gewonnenen in Abbildung 18 dargestellt. Es ist ersichtlich, daß sich das temperaturabhängige Verhalten der Quasiteilchenleitfähigkeit für $U \rightarrow 0$ unterhalb eines Temperaturschwellwertes $T^* \approx 60$ K wie in [Lat1999, Gough2000] mit

$$\sigma_{QT}(T) = \sigma_{QT}(0)(1 + cT^2) \quad (30)$$

beschreiben läßt (Abbildung 18a). Dieser Temperaturschwellwert ist doppelt so groß wie von Latyshev et al. für BSCCO-Einkristallkontakte angegeben. Der Koeffizient c wurde in beiden Fällen mit $3 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-2}$ bestimmt. Das ist verglichen mit den in [Lat1999] angegebenen Werten von $(6,4 \dots 9,6) \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-2}$ um einiges kleiner, entspricht jedoch näherungsweise den Ergebnissen von Gough et al. [Gough2000]. Die aus Gl.(30) bestimmte Quasiteilchenleitfähigkeit $\sigma_{QT}(0)$ von $0,19 \text{ k}\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ bzw. $0,45 \text{ k}\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ stimmen mit den in [Lat1999] von $1,7 \dots 3,7 \text{ k}\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ weitgehend überein. Im Gegensatz zu der Arbeit von Latyshev et al., in der der Koeffizient b als Konstante angegeben ist, ergibt sich bei den hier durchgeführten Untersuchungen ein temperaturabhängiges Verhalten, welches für beide Proben mit der Temperatur abfällt und den Nullpunkt in der Nähe von 40 K durchschreitet (Abbildung 18b). Das heißt, daß bei $T > 40$ K die

Leitfähigkeit $\sigma_{QT}(U, T) = \frac{1}{S} \frac{\partial I_{QT}}{\partial U}$ laut Gl.(26) ein Maximum bei $U \rightarrow 0$ hat, welches auf das

Auftreten einer Zero-Bias-Anomalie hinweist. Die Zero-Bias-Anomalie wird als ein wichtiges Kennzeichen für die d-Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters diskutiert (z.B.[Hu1994]). Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß diese Anomalie auch in Heterokontakten auf der Basis von s-Wellen-Supraleitern gefunden werden kann. Für eine eindeutige Unterscheidung sind weitere Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit dieser Anomalie notwendig.

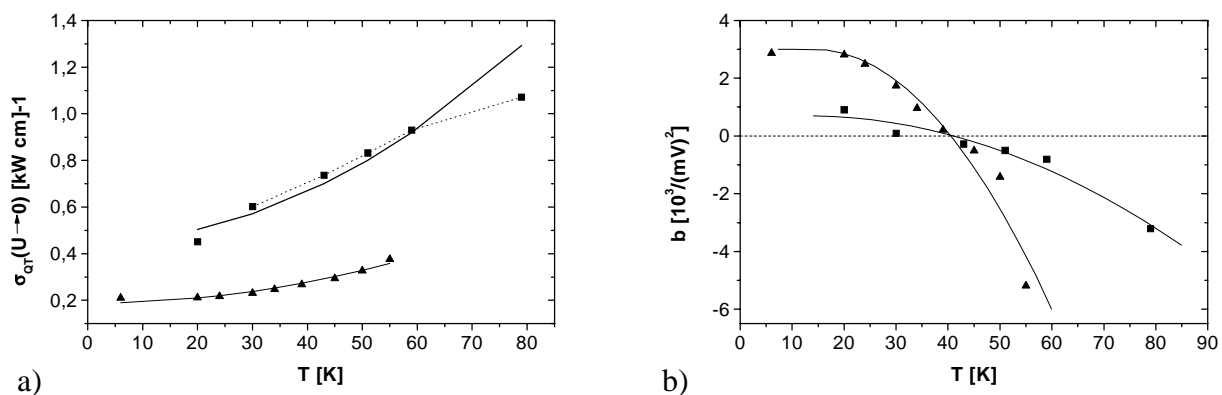


Abbildung 18: Temperaturabhängiges Verhalten der Quasiteilchenleitfähigkeit (a) bzw. des Koeffizienten b aus den nach Gl.(26) gefitteten Quasiteilchenkennlinien, gezeigt in Abbildung 16c (\blacktriangle) bzw. 16d (\blacksquare). Die durchgezogenen Linien in (a) zeigen das gefittete Verhalten nach Gl.(30), die gepunktete Linie ist für eine bessere Übersicht. Die durchgezogenen Linien in (b) sind polynomiale Fits der 2. Ordnung, ebenfalls für eine bessere Übersicht.

3.4. Phasenkopplungsdynamik in geshunteten Josephson-Kontakt-Arrays

Im Kapitel 3.1. wurde öfters erwähnt, daß für die verschiedenen Anwendungen aufgrund vorhandener Parameterstreuungen auch in Stapelarrays eine Phasenkopplung der einzelnen Josephson-Kontakte günstig bzw. notwendig sind. In Kapitel 2.3. wurden einige bisher vorgeschlagene Lösungsansätze dafür zitiert. Jedoch sind nicht alle Ansätze auch für die Stapelarrays wegen ihrer speziellen Topologie realisierbar. Deshalb wurden zwei verschiedene und realisierbar erscheinende Kopplungsmechanismen anhand des RCSJ-Modells für ein Zweierarray analytisch untersucht [GribPLA2000, Sei2000, Grib2001]. Die erste Version in Form eines ohmigen Shunts seitlich des Stapelarrays (Abbildung 19) ist eine entsprechende Abwandlung einer Phasenkopplungsvariante für planare Zweierarrays vorgestellt und ohne Berücksichtigung geometrischer Effekte numerisch untersucht von Darula et al. [Dar1997]. Dieser Seiten-Shunt erlaubt eine Hochfrequenzwechselwirkung der intrinsischen Stapelkontakte und reduziert gleichzeitig das kapazitive Verhalten dieser. In [Dar1997] wurde anhand von numerischen Simulationen gezeigt, daß die Erzeugung einer Phasenkopplung innerhalb eines endlichen Spannungsbereiches nur bei Wahl entsprechender Parameter gelingt, weil diese

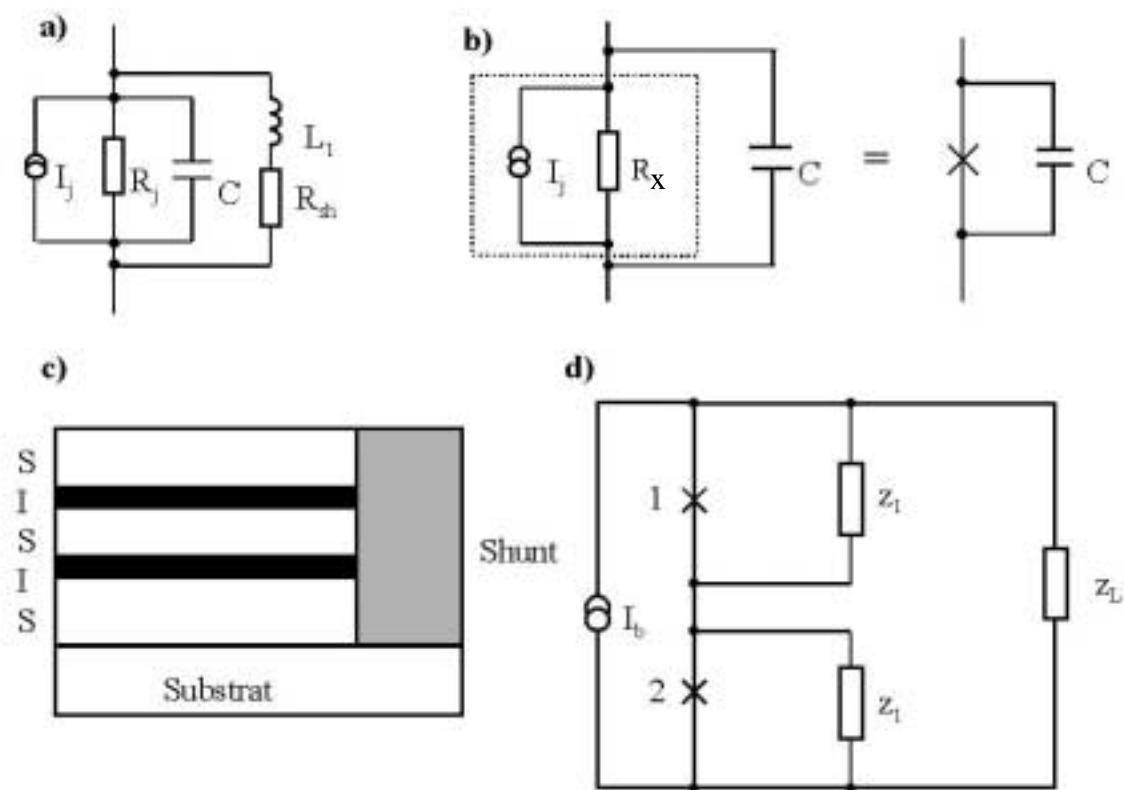


Abbildung 19: a) Schema eines geshunteten Einzelkontaktes. b) Modellmodifikation des Schemas. c) SIS-Struktur zweier intrinsischer Josephson-Kontakte mit Seiten-Shunt. d) Schema des in c) gezeigten Systems.

Topologie eine Kopplungsschwelle bei kleinen Mc-Cumber-Parametern β_C in Kombination mit kleinen Shuntinduktivitäten bzw. bei recht großen Shuntinduktivitäten aufweist. Für eine Realisierung ist es wichtig zu erkennen, wo die Kopplungsschwellen für entsprechende Parametergegebenheiten liegen. Da die Geometrien der Stapelarrays äußerst klein sind, ergibt sich hier nicht die Gefahr geometrischer Resonanzbildungen wie bei einer Realisierung an planaren Arrays und braucht in den analytischen wie numerischen Untersuchungen deshalb auch nicht in Betracht gezogen werden.

Für eine Phasenkopplung gilt, daß die jeweiligen Differenzen $\eta_{kk'} = \theta_k - \theta_{k'}$ der einzelnen Josephson-Phasen untereinander konstant bleiben. Im Fall $\beta_C = 0$ wurden mit dem Ansatz nur langsam veränderlicher und kleiner Amplituden des Josephson-Wechselstromes (LVA) schon analytische Untersuchungen für Josephson-Arrays durchgeführt [Likh1991, Kuz1981, Thom1973, Ovsyan1982]. Zusammen mit A. N. Grib von der Kharkover Staatsuniversität (Ukraine) wurde eine Erweiterung des Modells für Mc-Cumber-Parameter nach dem in Abbildung 19 angegebenen Schema im Bereich von $0 \leq \beta_C \leq 0,5$ entwickelt. Dabei wurde die Induktivität L_I aufgrund ihres geringen Beitrages vernachlässigt. Der Shuntwiderstand R_{Sh} wurde in R_x transferiert, so daß $R_x = (R_j^{-1} + R_{Sh}^{-1})^{-1}$, und die Josephson-Kontaktkapazität als eine externe Impedanz z_I betrachtet. Der Ansatz der LVA geht vom RSJ-Modell aus und basiert auf der Annahme, daß die Amplituden der Josephson-Wechselströme \tilde{i}_k im Vergleich zu den Josephson-Gleichströmen \bar{i}_k als kleine Störung betrachtet werden können und deren Frequenzen f_k nur kleine Differenzen im Vergleich zu ihren Absolutwerten zeigen. Den Josephson-Wechselstrom des k -ten Kontaktes kann man im Fall eines Zweierarrays schreiben als $\tilde{i}_k = \sum_{k'=1}^2 y_{kk'} u_{k'}$ [Ovsyan1982],

wobei $y_{kk'}$ der Rückkopplungskoeffizient ist und im Fall $u_k = 1$ dem Amplitudenwert des Wechselstromes \tilde{i}_k entspricht. Die Wechselspannung u_k kann durch eine Fourierreihe ausgedrückt werden und erhält unter ausschließlicher Berücksichtigung der ersten Harmonischen die Form: $u_k = \langle u_k \rangle + \text{Re}(\varepsilon_1 e^{j\theta_k})$, wobei $\langle u_k \rangle$ der zeitliche Mittelwert von u_k , θ_k die zeitlich gemittelten Josephson-Phasen bzgl. der schnellen Prozesse im Josephson-Kontakt und ε_I der Fourierkoeffizient sind. Um die Werte θ_k zu erhalten, ist es notwendig, das System der reduzierten Gleichungen [Kuz1981]:

$$\dot{\theta}_k = \langle u_k \rangle = \bar{u}_k^M + r_{d,k}^M \frac{\langle \tilde{i}_k \cos \theta_k \rangle}{\bar{i}_k} \quad , \quad k = 1, 2 \quad (31)$$

zu lösen, wobei \bar{u}_k^M die vollständig gemittelte Spannung des nicht wechselwirkenden k -ten Einzelkontaktes bei einem gegebenen Strom \bar{i} und $r_{d,k}^M = d\bar{u}_k^M / d\bar{i}$ der entsprechende differentielle Widerstand sind. Durch Mittelung und Ersetzen von \tilde{i}_k durch den oben angegebenen Ausdruck erhält man [Ovsyan1981]:

$$\dot{\theta}_k = \bar{u}_k^M + \frac{a_k}{2} \operatorname{Re} \sum_{k'} y_{kk'} e^{j(\theta_{k'} - \theta_k)} \quad , \quad k = 1, 2 \quad (32)$$

mit $a_k = \epsilon_1 r_{d,k}^M / \bar{i}_k$. Unter der Annahme einer Parameterstreuung bei den einzelnen Normalwiderständen R_k und kritischen Strömen $I_{C,k}$, jedoch unter der Voraussetzung eines konstanten $I_{C,k}R_k$ -Produktes müssen die Shuntwiderstände $R_{sh,k}$ die selbe Streuung aufweisen wie die Widerstände R_k . Dies wird in der Realität nicht immer der Fall sein, soll jedoch zur Vereinfachung der analytischen Untersuchung dienen. Für die Kontakte im Zweierarray mit den verschiedenen kritischen Strömen $I_{C,1}$ und $I_{C,2}$ kann man schreiben: $I_{C,1} = (I + \delta)(I_{C,1} + I_{C,2})/2$ bzw. $I_{C,2} = (I - \delta)(I_{C,1} + I_{C,2})/2$ mit der Streuung δ . In diesem Fall sind die Koeffizienten $y_{kk'}$ und a_k jeweils voneinander verschieden. Abschätzungen zeigen, daß man im Falle einer nur geringen Streuung von $\delta \leq 0,04$ jedoch die Annahme $y_{11} = y_{22}$; $y_{12} = y_{21} = y$ und $a_1 = a_2 = a$ treffen kann. Somit erhält man aus Gl.(32) die Phasendifferenz $\eta = \theta_1 - \theta_2$ mit [Ovsyan1981]:

$$\dot{\eta} = a \operatorname{Im}(y) \sin(\eta) + (\bar{u}_1 - \bar{u}_2) \quad . \quad (33)$$

Mit der Lösung $\eta = \text{konst.}$ beschreibt diese Gleichung die Phasenkopplung genau dann, wenn:

$$\delta \bar{u} = |\bar{u}_1 - \bar{u}_2| = F(\bar{u}) |\sin \eta| \quad , \quad (34)$$

wobei $F(\bar{u}) = a |\operatorname{Im}(y)|$ die Phasenkopplungskraft bei der RSJ-Spannung $\bar{u} = \sqrt{\frac{2I}{I_{C,1} + I_{C,2}} - 1}$ mit I

als Speisestrom ist. (Man beachte, daß diese Kraft im physikalischen Sinne eigentlich eine Spannung darstellt, hier jedoch der Anschauung wegen als Kraft bezeichnet wird.) Somit kann

der Koeffizient a hier geschrieben werden mit $a = 2/\bar{u} + \sqrt{\bar{u}^2 + 1}$. Die Spannungsdifferenz im Falle nicht rückgekoppelter Josephson-Kontakte hat die Form: $\delta\bar{u} = \left| \sqrt{(I/I_{C,1})^2 - 1} - \sqrt{(I/I_{C,2})^2 - 1} \right|$. Der Koeffizient y kann aus dem Schema in Abbildung 19d gewonnen werden mit:

$$y = \frac{z_1^2}{(z + z_1)^2 (2z_1 + z_L) - 2(z + z_1)z_1^2}, \quad (35)$$

wobei z die mittlere Kontaktimpedanz ist und aufgrund der als extern betrachteten Kontaktkapazität $z_1 = \frac{1}{j\bar{u}\beta_C}$ nur noch reell ist mit $z=1$.

Im angegebenen Fall kann der Mc-Cumber-Parameter geschrieben werden mit $\beta_C = 2\pi I_{C,m} R_m^2 C / \Phi_0$ mit dem mittleren kritischen Strom $I_{C,m}$ und dem mittleren Normalwiderstand R_m . Bei Annahme eines Load-

Widerstandes $R_L = 2R_m$ und einer Load-Induktivität L des Seiten-Shuntes ergibt sich $z_L = 2 + j\bar{u}\beta_L$ mit $\beta_L = 2\pi I_{C,m} R_m L / \Phi_0$. Somit ergibt sich für den Imaginärteil des Koeffizienten y :

$$\text{Im}(y) = \frac{-\bar{u}\beta_L - 6\bar{u}\beta_C + \bar{u}^2\beta_L\beta_C}{\left(4 - 2\beta_L\beta_C\bar{u}^2 - 2\beta_C^2\bar{u}^2\right)^2 + \left(\bar{u}\beta_L + 6\bar{u}\beta_C - \bar{u}^2\beta_L\beta_C\right)^2}. \quad (36)$$

Somit ist $F(\bar{u})$ gegeben. Aus Gl.(34) folgt, daß Phasenkopplung nur in dem Spannungsintervall $\Delta\bar{u}$ (Abbildung 20) stattfindet, in dem gilt $\delta\bar{u}(\bar{u}) \leq F(\bar{u})$, da $|\sin\eta| \leq 1$. Diese Bedingung kann graphisch gelöst werden, wie in Abbildung 21a angegeben. Allerdings ergibt sich aus der LVA-Näherung eine Parameterbegrenzung für β_L und β_C innerhalb derer diese analytische Untersuchung gilt. Eine Abschätzung dafür wurde von A. N. Grib durchgeführt und ist in [Grib2000] angegeben. Diese liefert einen Gültigkeitsbereich für $\beta_L \leq 15$ und $\beta_C = 0,1 \dots 0,5$. Die Phasenkopplungsintervalle $\Delta\bar{u}$ bei vorgegebenen I_C -Streuungen und für bestimmte β_L - und β_C -Werte (siehe Abbildung 22) wurden anhand der LVA-Näherung ermittelt und verglichen mit den Ergebnissen numerischer Simulationen auf der Basis von PSCAN, entwickelt von Polonsky et al. [Pol1991]. Das generelle Verhalten von $F(\bar{u})$ und $\delta\bar{u}(\bar{u})$ ist für Beispiel-Parameter in Ab-

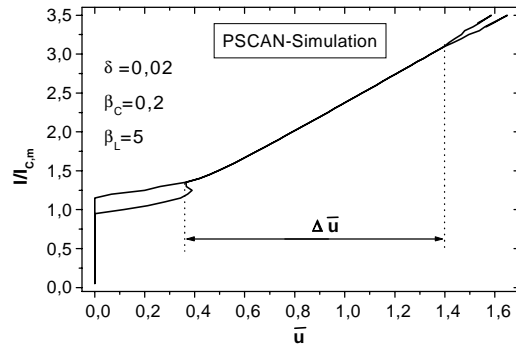


Abbildung 20: I-U-Kennlinien der Josephson-Kontakte eines gekoppelten Zweierarrays.

Abbildung 21 zeigt. Man erkennt, daß sich mit wachsendem Induktionsparameter β_L die Maxima der Phasenkopplungskraft einerseits teilweise zu kleineren Spannungswerten schieben und andererseits immer höher werden. D.h., daß der Spannungswert, bei dem die Phasensynchronisation einsetzt, mit größeren Induktionsparametern immer kleiner wird. Erhöht man die Kapazität innerhalb des für diese Betrachtung gültigen Bereiches bei gleichem Induktionsparameter, erhöht sich gleichzeitig das Maximum der Phasenkopplungskraft (vergleiche Abbildung 21a mit 21b). Andererseits erhält man aufgrund des Verlaufes von $\delta\bar{u}(\bar{u})$, welcher durch die I_C -Streuung vorgegeben ist, gegenüber der Phasenkopplungskraft einen maximalen Spannungsbereich, in dem Phasenkopplung vorliegt, bei Induktionsparametern von $\beta_L < 5$ ebenso wie Bereiche für den Induktionsparameter bei denen keine Phasenkopplung mehr existiert (Abbildung 22). In Abbildung 22 erkennt man auch eine gute Übereinstimmung der

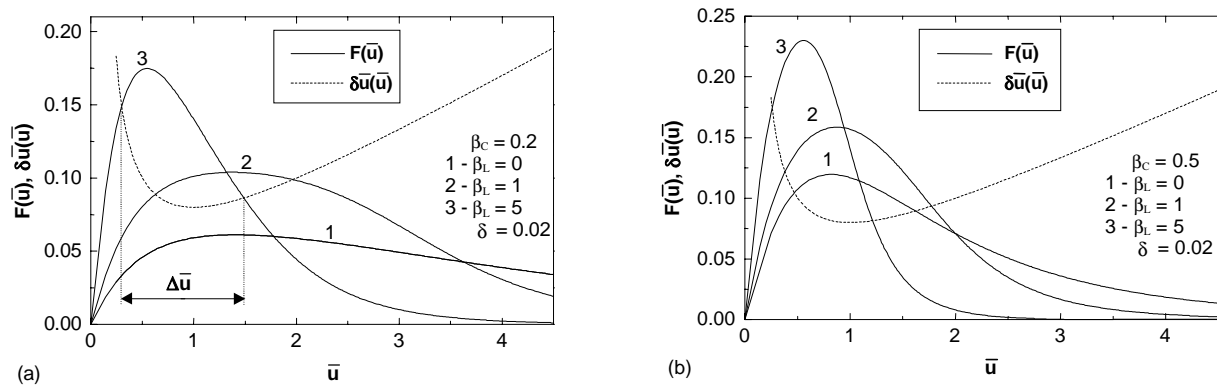


Abbildung 21: Phasenkopplungskraft $F(\bar{u})$ (durchgezogene Linie) für verschiedene Induktionsparameter β_L und Spannungsstreuung $\delta\bar{u}(\bar{u})$ (gepunktete Linie) bei einer I_C -Streuung von $\delta=0,02$ und einem Mc-Cumber-Parameter a) $\beta_C=0,2$ bzw. b) $\beta_C=0,5$.

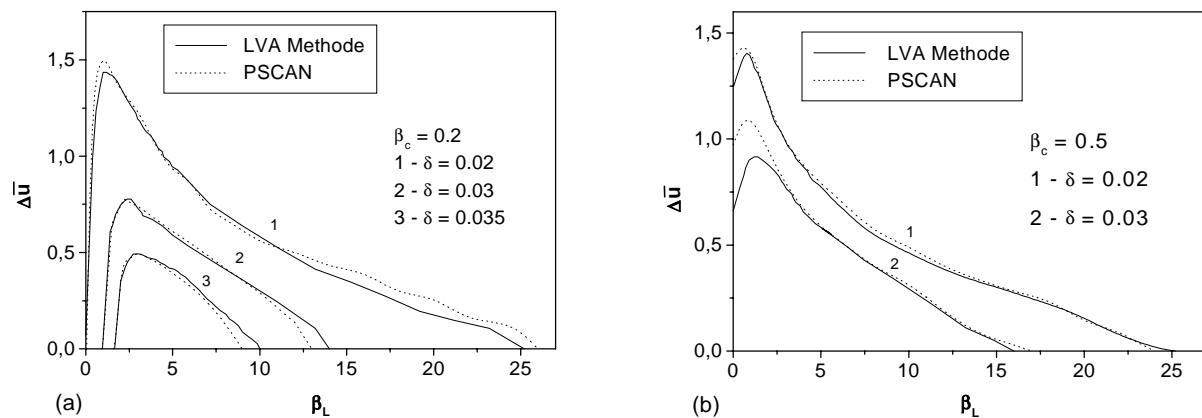


Abbildung 22: Phasenkopplungsintervall in Abhängigkeit vom Induktionsparameter β_L für verschiedenen I_C -Streuungen δ und einem Mc-Cumber-Parameter a) $\beta_C=0,2$ bzw. b) $\beta_C=0,5$ analytisch berechnet nach der LVA-Methode (durchgezogene Linie) und simuliert mit PSCAN. Man erkennt deutlich eine Übereinstimmung von Simulation und analytischer Berechnung und eine Phasenkopplung, die nur in bestimmten Parameter-Bereichen auftritt.

analytisch berechneten Phasenkopplungsintervalle $\Delta\bar{u}(\beta_L)$ mit den numerisch simulierten sogar bis etwas über die abgeschätzte Gültigkeit von β_L hinaus.

Aufgrund der starken Vereinfachung jeweils gleicher Koeffizienten y und a in dieser Analyse, ist es nur möglich das Phasenkopplungsverhalten im I_C -Streubereich von $\delta \leq 0,04$ zu beschreiben. Einerseits sind die Streuungen in intrinsischen Stapelarrays oftmals viel größer als 4% und andererseits wurde bei Versuchen der Realisierung eines ohmigen Seiten-Shuntes festgestellt, daß große Probleme durch zu hohe Übergangswiderstände vom TBCCO-Supraleiter zum Shunt entstehen [Sei2000]. Deshalb wurde eine andere Lösungsvariante mit Hilfe eines resonanten Shuntes vorgeschlagen (Abbildung 23) und ebenfalls mit Hilfe der eben beschriebenen LVA-Methode analysiert [Grib2001]. Um den Rahmen dieser Arbeit nicht zu sprengen soll deshalb hier nur kurz darauf eingegangen werden. Ebenso wie schon beim ohmigen Shunt erlaubt der Resonator eine Hochfrequenzwechselwirkung der Josephson-Kontakte untereinander, jedoch keine direkte Reduktion des kapazitiven Verhaltens. Die analytischen Untersuchungen zeigten, daß im Falle eines resonanten Shunts wesentlich höhere Parameterstreuungen erlaubt sind, um noch eine Phasenkopplung der Josephson-Kontakte zu erreichen. Für $\beta_{C1}=0,4$ und einem Induktionsparameter $\beta_L=4$ des Resonators ergibt sich im Bereich von $0 \leq \beta_C \leq 4$ eine maximal erlaubte I_C -Streuung von größer als 5%, die für $\beta_C \approx 1$ ein Maximum von 15% erreichen kann ebenso wie in dem Parameterbereich $\beta_C \approx 1$; $\beta_{C1} \approx 0,4 \dots 0,6$ bei $\beta_L \approx 3$. Da die intrinsischen Stapelkontakte i.a. stark-hysteretisches Verhalten zeigen, ist diese Variante durch ein fest vorgegebenes System jedoch auch nicht leicht zu realisieren. Aufgrund der Erfahrungen auf dem Gebiet der HF-Hohlleitermischer kann allerdings eine variable HF-Umgebung ein Lösungsansatz sein, bei der, wie im Fall der SIS-Mischer, die Kapazitäten herausgetuned und gleichzeitig die Impedanz der HF-Umgebung weiter durchgestimmt werden können. Hier ist es jedoch notwendig

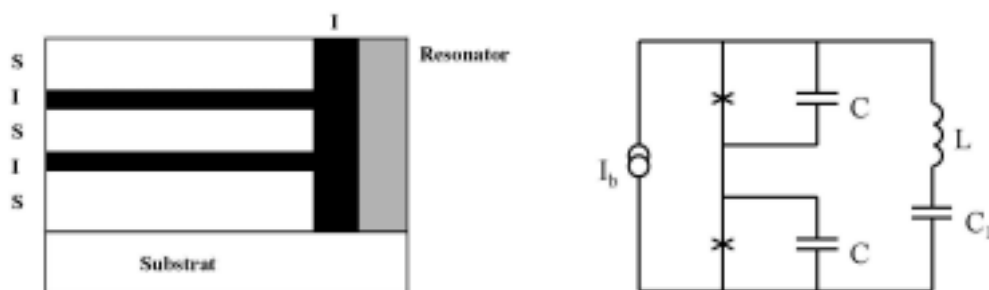


Abbildung 23: a) SIS-Struktur zweier intrinsischer Josephson-Kontakte mit resonantem Seitenshunt und b) Schema des dazu verwendeten Modells.

darauf zu achten, daß es nicht zu geometrischen Resonanzen kommt, die sowohl in den numerischen als auch analytischen Untersuchungen bisher nicht berücksichtigt wurden.

Es sei darauf hingewiesen, daß bei beiden analytischen Betrachtungen keine HF-Auskoppelstruktur in Form einer Antenne oder Mikrostreifenleitung berücksichtigt wurde, welche zusätzlich einen ohmigen Shuntanteil (durch deren Abstrahlung) und imaginäre Impedanzen (durch Layout und Einbettung) mit sich bringen. Das ist für jede Variante in einem entsprechend erweiterten Modell erforderlich. Diese hier durchgeführten Untersuchungen sollten jedoch vorrangig zu einem grundlegenden Verständnis entsprechend gekoppelter Serienarrays führen. Im Hinblick der Anwendung für HF-Oszillatoren sei angemerkt, daß diese Phasenkopplung bzgl. der HF-Leistung nicht immer konstruktiv wirkt, da hier eine Kopplung vorliegt, bei der die einzelnen Josephson-Phasen eine Verschiebung η von 0 bis 2π aufweisen können, eine maximal konstruktive Lösung aber nur vorliegt, wenn η den Wert 0 oder 2π aufweist. Diese Bedingung liegt jedoch nur in einigen Fällen von $\delta\bar{u}(\bar{u})=0$ vor, setzt also mindestens voraus, daß die Josephson-Kontakte keine Streuung zeigen. Somit eignet sich diese Phasenkopplung bei HF-Oszillator-Anwendungen von Stapelarrays nur im Sinne einer Verringerung der Linienbreiten solcher Generatoren.

4. Herstellung und Charakterisierung von HTSL-Josephson-Mischern

„Stell dir vor es geht aber keiner kriegt's hin“

-Verfasser unbekannt

4.1. Anforderungen an Josephson-Kontakte für HTSL-Josephson-Mischer

Im Abschnitt 2.4. wurde dargestellt, daß Josephson-Kontakte als Heterodyn-mischer genutzt werden können. Die Fragestellung, die in den nächsten beiden Kapiteln behandelt wird, soll klären, ob sich die Josephson-Kontakte für den Einsatz als Hohlleitmischer bei $T \approx 20$ K eignen und wenn ja, welche Rauschtemperaturen und Konversionseffizienzen damit praktisch erreicht werden können.

Aus den Betrachtungen im Kapitel 2.4. geht hervor, daß ein niedriges Eigenrauschen und eine hohe Signalkonversion nur zu erwarten sind, wenn das Strom-Spannungsverhalten hysterese-frei und das $I_C R_N$ -Produkt (damit $\Omega < 0,6$) ebenso wie das R_N möglichst groß sind. Letzteres insbesondere wegen der Signalanpassung des Mixers. Die Anpassung an eine HF-Signalquelle kann zwar für Hohlleitmischer durch entsprechende Mischblockgeometrien und Tuner optimiert werden, ist aber im Fall des Josephson-Mixers für hohe R_N besser. Dies wird noch im Kapitel 4.6. näher erläutert werden. Jedoch sollte auch der kritische Strom nicht nur im Hinblick eines hohen $I_C R_N$ -Produktes groß genug sein, da ein zu kleiner kritischer Strom das Verhältnis von thermischer Rauschenergie zur Josephson-Kopplungsenergie (Fluktuationsparameter Γ) zu groß werden läßt und damit, wie in Kapitel 2.4. gezeigt, i.a. auch das Eigenrauschen des Josephson-Mixers höher ausfällt. Ein relativ hoher kritischer Strom gewährleistet zudem hohe Abschirmströme gegenüber externen magnetischen Störfeldern. In Verbindung mit möglichst schmalen Kontakten, bei denen der magnetische Fluß Φ bei einem vorliegenden magnetischen Störfeld B gering bleibt, ist somit eine hohe Magnetfeldstabilität des Josephson-Mixers gewährleistet. Das ist für Kleinkühler-betriebene Mischer besonders wichtig. Im Abschnitt 2.4. wurde auch gezeigt, daß HF-Verluste sowohl die Effizienz der Signalkonversion des Mixers verringern als auch, dadurch bedingt, das Mischereigenrauschen

4. Herstellung und Charakterisierung von HTSL-Josephson-Mischern

erhöhen. Deshalb ist es unabdingbar, daß die verwendeten Bauelementssubstrate HF-tauglich sind, d.h. eine möglichst niedrige Permittivität bei gleichzeitig sehr niedrigen HF-Verlustwinkeln aufweisen, um möglichst nur kleine HF-Substratverluste zu erhalten. Weiterhin erleichtern gute mechanische Bearbeitungseigenschaften des Substrates die Mischerintegration in den Mischerblock (siehe Kapitel 4.5. und 4.7.). Schließlich erweist es sich für eine systematische Untersuchung ebenso wie für einen späteren Einsatz in HF-Empfängersystemen als sehr vorteilhaft, wenn eine gute Reproduzierbarkeit der Mischer gewährleistet ist.

Für die nachfolgenden Untersuchungen wurden somit MgO-Bikristallkontakte mit symmetrischer 24°-Korngrenze verwendet. Bikristall-Kontakte verhalten sich RSJ-ähnlich, weisen ein hohes $I_C R_N$ -Produkt auf, sind recht gut reproduzierbar bezüglich ihrer Parameter und zeigten bisher die besseren Mischereigenschaften als z.B. Step-edge-Kontakte [Har2000]. Die Herstellungsparameter wurden entsprechend der oben aufgezeigten Betrachtungen auf ein hohes R_N und $I_C R_N$ -Produkt bei genügend großen kritischen Strömen für möglichst schmale Kontakte optimiert, worauf in den nachfolgenden Kapiteln näher eingegangen werden soll. Einkristallines MgO hat eine Permittivität von $\epsilon_r \approx 9,6$ und einen HF-Verlustwinkel von $\tan \delta \approx 7 \cdot 10^{-6}$ [Har2000]. Unter den anderen HF-tauglichen Substraten für HTSL-Schichten zeigt nur noch Saphir ähnlich gute HF-Eigenschaften, dieses ist jedoch wesentlich härter als MgO und somit sehr schwierig mechanisch zu dünnen. Andererseits sind aufgrund der notwendigen CeO_2 -Bufferschichten, die zu erwartenden Film- bzw. Josephson-Kontakt-Eigenschaften schlechter als bei MgO-Substraten.

4.2. Herstellung dünner YBCO-Schichten auf MgO

Das Ziel der Mischerherstellung liegt, wie oben schon genannt, in möglichst schmalen Josephson-Kontakten mit hohem R_N und $I_C R_N$ -Produkt bei genügend hohem kritischen Strom und hysterese freiem Strom-Spannungsverhalten. Für eine definitive Aussage bzgl. R_N sei hier ein Ergebnis aus den Ausführungen in Kapitel 4.5. vorweg genommen, welches deutlich zeigt, daß R_N mindestens größer als 10Ω betragen sollte. Hinsichtlich des $I_C R_N$ -Produktes ergibt sich für den kritischen Strom eines 345-GHz-Mischers ein Mindestwert von etwa 100...150 μA . Diesen recht hohen kritischen Strom mit möglichst schmalen Josephson-Kontakten zu gewährleisten, erfordert recht hohe kritische Stromdichten bei der gewünschten Betriebstemperatur ($T \approx 20\text{K}$) und

4. Herstellung und Charakterisierung von HTSL-Josephson-Mischern

somit zeitstabile phasenreine Supraleiterschichten mit einer relativ hohen kritischen Temperatur T_C .

Als HTSL-Material wurde $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) gewählt, welches von einem gesinterten Target mit Hilfe des Pulsed-Laser-Depositions(PLD)-Verfahrens auf das Substrat epitaktisch abgeschieden wurde. Aus Gründen des Umfangs der vorliegenden Arbeit sei bzgl. des PLD-Verfahrens auf andere Quellen verwiesen [z.B.Chri1994 oder Lin2000]. Die YBCO-Schichtherstellung auf MgO basiert zu einem großen Teil auf der Prozeßoptimierung von Harnack [Har1996]. Dabei wird zuerst eine etwa 15 nm dicke YBCO-Template-Schicht bei niedrigeren Temperaturen und unter reiner Sauerstoffatmosphäre auf das Substrat abgeschieden. Diese verhindert die Diffusion von MgO in die eigentliche YBCO-Schicht. Anschließend erfolgt die Abscheidung der eigentlichen 100 nm dicken YBCO-Schicht bei höheren Temperaturen und ebenfalls unter reiner Sauerstoffatmosphäre, die nach dem Abkühlen auf 600°C für ca. 15 min. nochmals mit Sauerstoff beladen wird. Da jedoch das hier verwendete Target eine höhere Dichte hatte als das YBCO-Target bei der Prozeßoptimierung von Harnack, war es notwendig, den Herstellungsprozeß dafür neu zu optimieren. Die optimierten Herstellungsparameter sind in Tabelle 2 angegeben.

	Template-Deposition		Deposition		Beladen
Energiedichte des Laserspots ($\lambda=248$ nm) auf dem Target	1,2 J/cm ²		1,2 J/cm ²		-
O ₂ -Druck	A) 0,4 mbar	B) 0,5 mbar	A) 0,4 mbar	B) 0,5 mbar	820 mbar
Heizertemperatur	760°C		796°C		600°C
Zeit	15 s		90 s		15 min.
Substrat-Target-Abstand	6 cm		6 cm		6 cm

Tabelle 2: Herstellungsparameter für den optimierten PLD-Prozeß zur YBCO-Schichtherstellung auf MgO.

4. Herstellung und Charakterisierung von HTSL-Josephson-Mischern

Die Schichtabscheidungsrate von YBCO wurde bei diesen Prozeßparametern mit ca. 1,1 nm/s bestimmt. Es wurde festgestellt, daß die Qualität der Schichten jedoch nicht allein von den Prozeßparametern abhängig ist, sondern auch bei verschiedenen YBCO-Target-Chargen sowie Substratchargen teilweise unterschiedlich ausfiel. Abbildung 24a zeigt das gemessene Suszeptibilitätsverhalten der YBCO-Schichten auf MgO-Einkristallsubstraten unterschiedlicher Herstellungscharge (Kennlinie 1 und 2) und bei Verwendung eines neuen Targets (Kennlinie 3) hergestellt mit den jeweils optimierten Prozeßparametern. Es ist auffällig, daß zwar die Übergangsbreiten der Sprungtemperatur mit $\Delta T_C \approx 0,4$ K in allen Fällen gleich sind, jedoch die eigentliche Sprungtemperatur sehr unterschiedlich ausfällt. Ebenso ergaben Röntgenuntersuchungen, daß die Halbwertsbreite des YBCO-(005)-Peaks der Rocking-Kurve im Fall von Kennlinie 1 mit $\Delta\omega_R=0,5$ und von Kennlinie 2 mit $\Delta\omega_R=0,18$ auf eine deutlich verschiedene Wachstumsgüte des YBCO-Films schließen lassen. Weitere Optimierungsarbeiten unter Verwendung der neuen Substratcharge jedoch des gleichen Targets ergaben keine Verbesserung im Schichtwachstum. Andererseits wurde nach einem Targetwechsel und einer dafür notwendigen Nachoptimierung, die einen höheren Sauerstoffdruck für die Depositionsschritte ergab (Prozeß B), eine Qualitätsverbesserung sowohl für die alte als auch die neue MgO-Charge festgestellt (Abb. 24a,b). Bei allen Optimierungsschritten wurde festgestellt, daß die Heizertemperaturen und der Substrat-Target-Abstand einen wesentlichen und die Energiedichte des Laserspots sowie der Sauerstoffdruck für die Depositionsschritte zwar einen

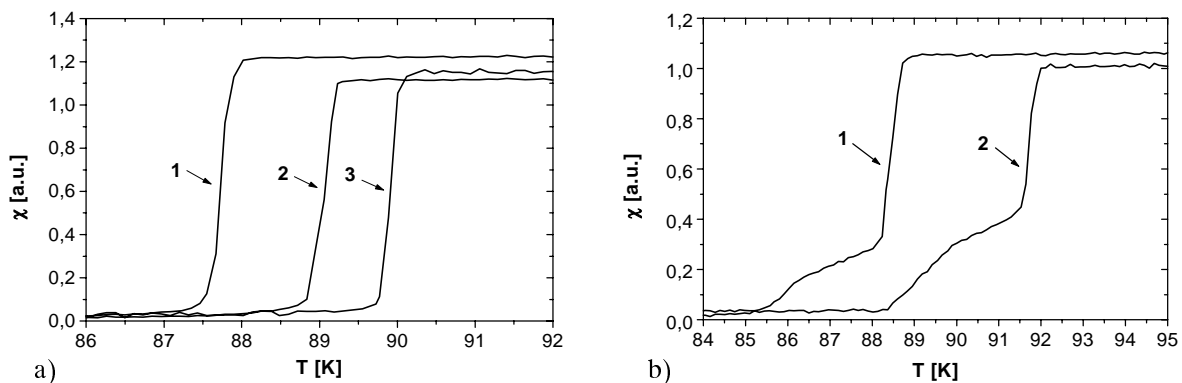


Abbildung 24: Temperaturabhängige Suszeptibilität der hergestellten YBCO-Schichten a) auf MgO-Einkristallen Kennlinie 1 zeigt das Verhalten der YBCO-Schicht auf einem Substrat neuer Charge hergestellt mit Prozeß A in Tabelle 2, Kennlinie 2 für den gleichen Prozeß, jedoch auf einem Substrat alter Charge und Kennlinie 3 für die neue Substratcharge unter Verwendung eines neuen Targets und Prozeß B. b) YBCO-Schicht auf MgO-Bikristallen alter Charge mit Prozeß A (Kennlinie 1) und mit neuem Target und Prozeß B (Kennlinie 2).

4. Herstellung und Charakterisierung von HTSL-Josephson-Mischern

geringeren aber nicht unwesentlichen Einfluß auf die YBCO-Schichtqualitäten hatten.

Anhand der oben genannten bzw. gezeigten Parameter, wie Halbwertsbreite der Rockingkurve, ΔT_C und T_C , ist erkennbar, daß dieser optimierte Herstellungsprozeß für YBCO-Schichten auf MgO-Substraten phasenreine YBCO-Schichten mit hoher Wachstumsgüte und hoher Sprungtemperatur liefert. Der Übergang vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand der YBCO-Schicht im Bikristall-Korngrenzenbereich liegt dabei zwischen 85 und 88,5 K (siehe Abbildung 24b), welches eine hohe Stromtragfähigkeit verspricht. Es zeigt sich jedoch, daß die Ausscheidungsichte dieser YBCO-Schichten auf MgO mit Ausscheidungen von ca. 0,5...1 μm Durchmesser verglichen mit denen, hergestellt auf anderen Substrattypen (z.B. [Eng1998] oder [Schm1996]), wesentlich höher liegt. Es sei aber darauf hingewiesen, daß die Optimierung zeitstabile phasenreine Supraleiterschichten mit einer relativ hohen kritischen Temperatur T_C zum Ziel hatte, welches erreicht wurde. Optimierungsversuche bzgl. geringerer Ausscheidungsichten hatten kleinere Sprungtemperaturen ($T_C \approx 85...87$ K), höhere Halbwertsbreiten der Rockingkurven ($\Delta\omega_R = 0,5...0,8$) und breitere Normalleiter-Supraleiter-Phasenübergänge ($\Delta T_C \approx 0,5...2,0$ K) zur Folge.

Da der HF-Oberflächenwiderstand von YBCO bei Frequenzen oberhalb von 100 GHz mit zunehmender Frequenz schlechter wird als der von Kupfer oder Gold, wurde eine 50 bis 80 nm dicke Goldschicht auf die fertige YBCO-Schicht in-situ aufgesputtert. Der in-situ-Prozeß führt zu einem sehr niedrigen Übergangswiderstand ($\approx 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$) an der Grenzfläche von YBCO zu Gold. Auch hier wurde, wie bei der Herstellung der BSCCO-Schichten das DC-Sputterverfahren verwendet. Dabei wurde in dem verwendeten Aufbau der Substrateizer gegen eine Sputterkanone geschwenkt und unter Argonatmosphäre ($p_{\text{Ar}} \approx 0,1$ mbar) bei einer Substrattemperatur zwischen 50 und 100°C die gewünschte Schichtdicke mit 50 mA aufgesputtert.

4.3. Strukturierung der Bauelemente

Zur Herstellung der Josephson-Mischer wurde der YBCO-Au-Bilayer mit Hilfe von Photolithographie und Ionenstrahlätzen strukturiert. Dabei wurde zuerst ein 4 μm breiter Streifen

4. Herstellung und Charakterisierung von HTSL-Josephson-Mischern

über der Korngrenze vom Gold freigeätzt, um einen niederohmigen Shunt über den Josephson-Kontakt zu verhindern. Die Justage des Streifens über der Korngrenze erfolgte anhand der Ausscheidungen, die im Korngrenzenbereich mit höherer Dichte auftraten als in den übrigen Schichtbereichen. Anschließend wurde zur Passivierung des frei liegenden YBCO im Korngrenzenbereich SiO_x aufgedampft und an den übrigen Stellen durch einen Lift-off-Prozess wieder entfernt. Daraufhin wurden die Strukturen für den Josephson-Kontakt, bestehend aus einer 4...6 μm langen und 1 μm breiten Mikrobrücke, die Antenne, die Filter und die Bondflächen geätzt, wobei die dadurch frei werdenden YBCO-Ränder wiederum mit SiO_x passiviert wurden. Ein grobes Schema dieses Strukturierungsverfahrens ist in Abbildung 25 gezeigt. Die dazu verwendeten Prozessschritte mit den entsprechenden Parametern bzw. Materialien sind in Tabelle 3 angegeben.

Prozessschritt	<u>Reinigen</u>	<u>Photolithographie I</u> (Umkehrprozeß)	<u>Photolithographie II</u> (Direktprozeß)	<u>Ar-Ätzen</u>
1. Arbeitsgang	Probe in Aceton	Belackten mit AZ5214E, 4000 U/min, Trocknen: 90°C, 5 min.	Belackten mit AZ5206E, 6000 U/min, Trocknen: 90°C, 4 min.	Probe mit Vacuumfett auf Ätzteller befestigen
2. Arbeitsgang	Probe in Propanol	Randentlackung: Belichtung 30 s, Entwicklung mit MIF326:H ₂ O 1:1 ca. 1 min, Spülen, Trocknen mit N ₂	Randentlackung: Belichtung 20 s, Entwicklung mit MIF326:H ₂ O 1:1 ca. 1 min, Spülen, Trocknen mit N ₂	Ätzen bei Kühlung (ca.-10°C) mit I=40mA, U=250V; Shutter 30s auf, 30 s zu
3. Arbeitsgang	Trocknen mit N ₂	Belichtung mit 4 μm -Steg 2,8 s	Belichtung mit Struktur 1,8 s	
4. Arbeitsgang		Nachbacken mit 115°C für 90 s	Entwicklung mit MIF326:H ₂ O 1:1 ca. 1:15 min, Spülen, Trocknen mit N ₂	
5. Arbeitsgang		Flutbelichtung ca. 25 s	Mikroskopkontrolle	
6. Arbeitsgang		Entwicklung mit MIF326:H ₂ O 1:1 ca. 1:30 min, Spülen, Trocknen mit N ₂		

Tabelle 3: Erläuterung der einzelnen Prozessschritte innerhalb der Strukturierung zur Herstellung der Josephson-Mischer.

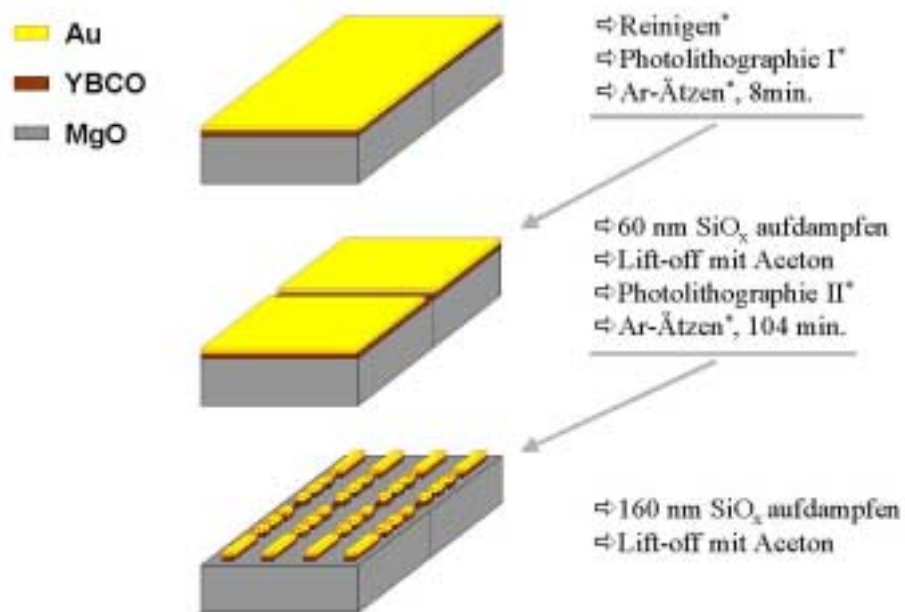


Abbildung 25: Schema des verwendeten Strukturierungsverfahrens, die mit * bezeichneten Prozesse sind in Tabelle 3 näher erläutert.

4.4. Charakterisierung der Josephson-Kontakte

Die 1 μm schmalen 24°-Korngrenzenkontakte auf MgO wurden charakterisiert, um aus der Vielzahl der hergestellten 24 bzw. 36 Josephson-Mischer eines 10 mm \times 10 mm großen Bikristallsubstrates eine Auswahl geeigneter Mischer für die Rauschuntersuchungen treffen zu können. Neben den Bikristallkontakten auf MgO wurden desweiteren noch umfangreiche Untersuchungen an unterschiedlichen Josephson-Kontakten auf Silizium [Lin1998] bzw. Lanthanaluminat [Wald1997] durchgeführt, auf deren Ergebnisdarstellung im Rahmen dieser Arbeit aus Umfangsgründen verzichtet wird, weil sie aufgrund ihrer Eigenschaften nicht für Josephson-Mischer verwendet wurden.

Die einzelnen Kontakte zeigten bei einer Temperatur von $T=5$ K kritische Ströme zwischen 100 μA und 250 μA und Quasiteilchenwiderstände i.a. zwischen 8 und 15 Ω , in wenigen Ausnahmen auch bis zu 20 Ω . Somit ergab sich eine Streuung dieser Parameter von bis zu ca. 80%. Ein Grund der hohen Parameterstreuung auf den Chips ist in der schon erwähnten hohen Ausscheidungsdichte der YBCO-Schichten mit Ausscheidungen von etwa 0,5...1,0 μm

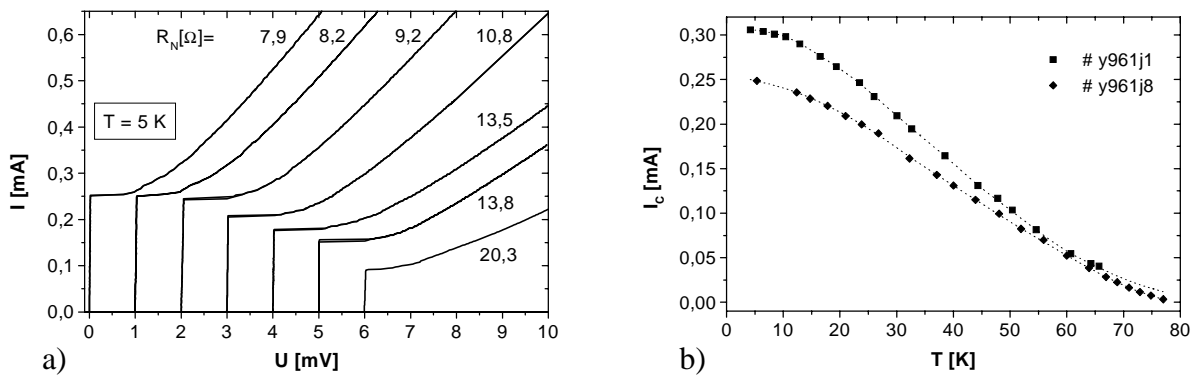


Abbildung 26: a) Strom-Spannungskennlinien einiger repräsentativer $1\mu\text{m}$ breiter Josephson-Kontakte auf einem MgO-Bikristallsubstrat bei 5 K. Die Kennlinien sind für einen besseren Überblick jeweils um 1 mV in der Spannung verschoben. b) Temperaturabhängigkeit des kritischen Stromes zweier Bikristallkontakte auf MgO.

Durchmesser zu suchen, die im Bereich der Korngrenze besonders hoch war. Die jeweiligen $I_c R_N$ -Produkte wurden bei $T=5$ K mit 1,8...2,1 mV bestimmt. Alle Kontakte zeigten bei etwa 5 K kein bzw. nur sehr geringfügiges Hystereseverhalten, welches bei Temperaturen oberhalb von 10 K ganz verschwand. In Abbildung 26a ist das gemessene Strom-Spannungsverhalten einiger repräsentativer Kontakte bei 5 K gezeigt. Es ist zu erkennen, daß die Strom-Spannungskennlinien ein RCSJ-Verhalten wiedergeben. Das temperaturabhängige Verhalten des kritischen Stromes (Abbildung 26b) fügt sich in die bisherigen Messungen an HTSL-Korngrenzenkontakten (z.B.[Del1995]). Dieses zeigt auch, daß sich der kritische Strom bei einer Betriebstemperatur um 20 K auf nur ca. 85% des Wertes bei 5 K verringert. Der Quasiteilchenwiderstand blieb bei einer Temperaturänderung konstant, so daß das Verhalten des kritischen Stromes gleichzeitig auch das Temperaturverhalten des $I_c R_N$ -Produktes widerspiegelt.

Der magnetfeldabhängige Suprastrom zeigte in den wenigsten Fällen die Fraunhofer-ähnliche Form, wie sie für Kontakte mit homogener Stromdichteverteilung zu erwarten ist. Abbildung 27 gibt einige repräsentative Messungen wider. Einerseits ist in allen gezeigten Messungen eine Verschiebung des absoluten Maximums erkennbar, welches auf ein vorhandenes permanentes Magnetfeld im Meßstab (möglicherweise von der Magnetabschirmkappe) hinweist. In manchen Fällen erkennt man auch eine nicht zu vernachlässigende Hysterese im positiven gegenüber dem negativen Suprastromverhalten. Die Ursache hierfür liegt wahrscheinlich in einem während der Messung eingefangenen Fluß entweder seitens der Proben oder ebenfalls der Magnetabschirmung

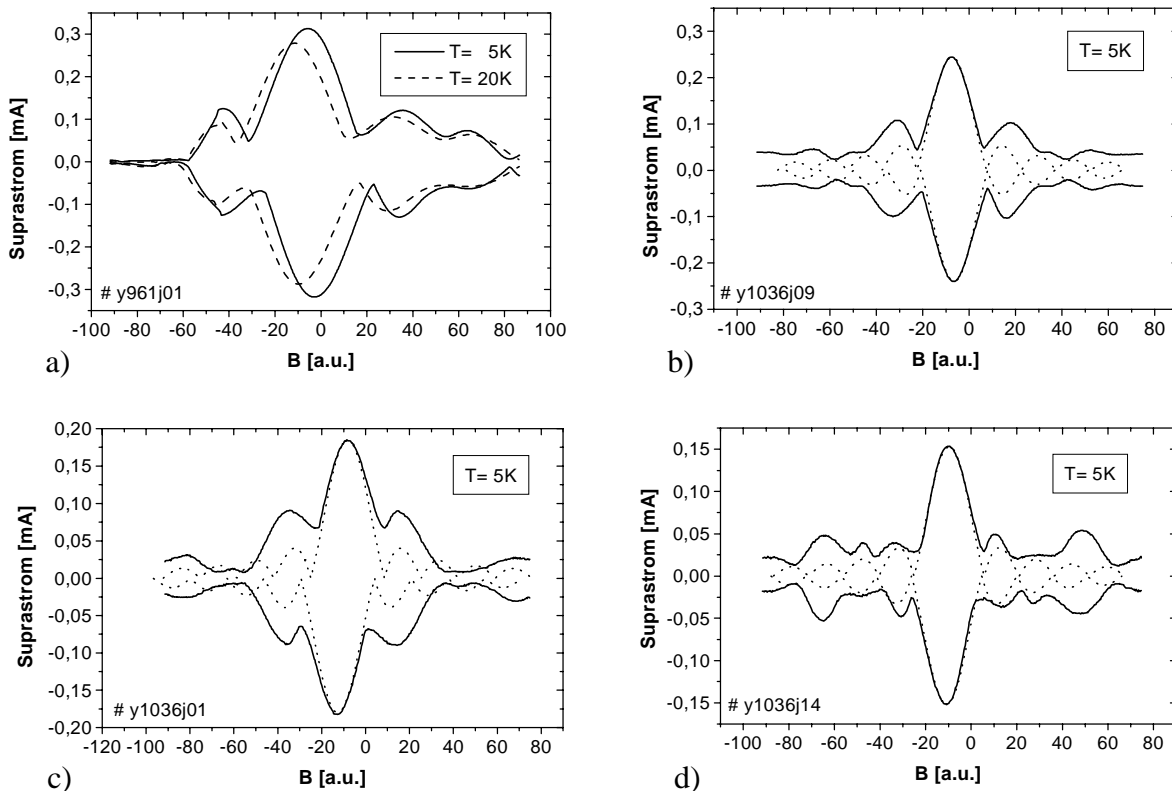


Abbildung 27: Magnetfeldabhängigkeit des Suprastroms ausgewählter 1µm breiter Josephson-Kontakte auf MgO-Bikristallsubstrat bei 5 K (durchgehende Linie) und in a) auch bei 20 K (gestrichelt). In b)-c) wurde zum Vergleich das Fraunhofer ähnliche Verhalten für den Fall einer homogenen Stromdichteverteilung entsprechend angefüttet (gepunktet).

des Maßstabes. Die Abweichungen vom angefütteten Fraunhofer-ähnlichen Verhalten unter Berücksichtigung der entsprechenden Verschiebung der Absolutmaxima (gepunktete Kennlinien in Abbildung 27) - insbesondere in der Modulationsbreite - weisen auf örtliche Stromdichteunterschiede im Josephson-Kontakt hin (siehe z.B.[Rich1978]). Die Tatsache, daß die Minima des magnetfeldabhängigen Suprastromverhaltens in den meisten Fällen nicht vollständig auf Null treffen, begründet sich neben den örtlichen Stromdichteunterschieden für bestimmte

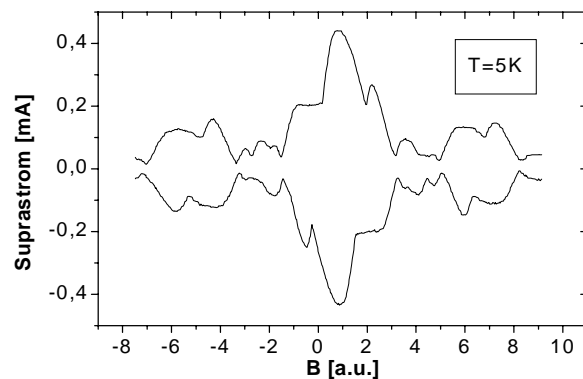


Abbildung 28: Magnetfeldabhängigkeit des Suprastroms eines 1 µm breiten Josephson-Kontaktes auf MgO, welches auf das Vorhandensein mehrerer Strompfade schließen läßt.

4. Herstellung und Charakterisierung von HTSL-Josephson-Mischern

Verhaltensmuster i.a. auch im Meßverfahren, insbesondere wenn die Minima bei höheren Magnetfeldstärken dieses Verhalten zeigen. Einige Messungen erinnern aufgrund ihrer Form eher dem Bild von Beugungen an unregelmäßigen Mehrfachspalten, d.h. man kann auf mehrere Strompfade innerhalb des Josephson-Kontaktes schließen (Abbildung 28). Da in [Lee1994] und [Kon2000] angenommen wird, daß das Vorhandensein mehrerer Strompfade innerhalb eines Josephson-Kontaktes einen Einfluß auf das Eigenrauschen des Mischers haben kann, ist es hinsichtlich dieser Beobachtungen aufschlußreich vor den Rauschuntersuchungen der HF-Mischer das jeweilige Suprastromverhalten im Magnetfeld zu ermitteln. Die daraus gewonnenen Erfahrungen werden in Kapitel 5 behandelt.

Es wurde weiterhin das Verhalten der Josephson-Kontakte in nur schwach koppelnder HF-Umgebung gegenüber externer HF-Einstrahlung in dem Frequenzbereich untersucht, bei dem die Rauschuntersuchungen an den Josephson-Mischern später erfolgten. Das soll Aufschluß darüber geben, ob diese Bikristall-Kontakte auch bzgl. der Shapiro-Stufenausbildung in Folge des AC-Josephson-Effektes ein RCSJ-Verhalten zeigen. Der hier verwendete Kontakt wurde bei einer Betriebstemperatur von 8 K untersucht und hatte dabei einen kritischen Strom von $I_C=43,3 \mu\text{A}$ ($\Gamma=8 \cdot 10^{-3}$), einen Quasiteilchenwiderstand von $R_N=20 \Omega$ und einen McCumber-Parameter von $\beta_C=0,3$. Es zeigte sich, daß die experimentellen Ergebnisse gut mit dem anhand des RCSJ-

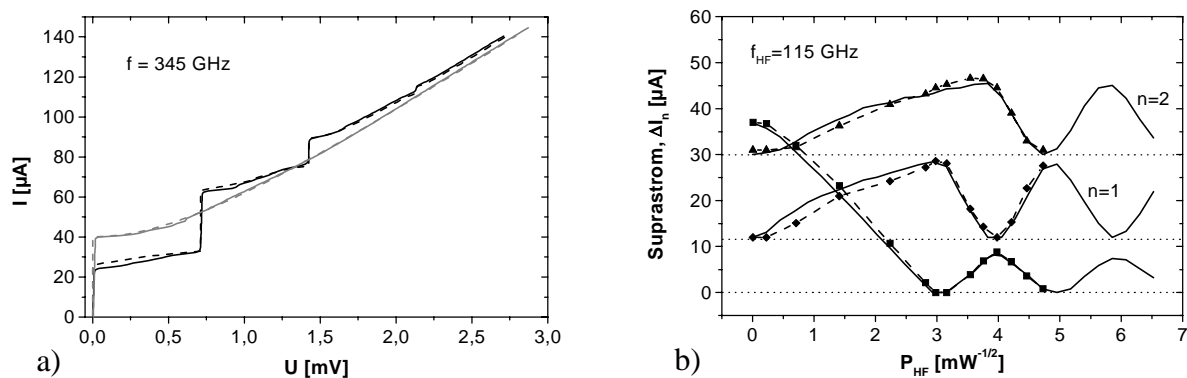


Abbildung 29: Gemessenes HF-Verhalten eines Bikristallkontaktes auf MgO bei 8 K (gestrichelt) mit dem dazu simulierten RCSJ-Verhalten für $\beta_C=0,3$ und $\Gamma=0,012$ (durchgehend). a) Strom-Spannungskennlinie ohne Einstrahlung (grau) und bei einer 345-GHz-Einstrahlung (schwarz). b) HF-Leistungsabhängigkeiten des Suprastromes bzw. der ersten und zweiten Shapiro-Stufe für 115 GHz. Die jeweiligen Nullpunkte (Punktlinien) sind hier aus graphischen Gründen verschoben. Die für die Simulation verwendeten Relativfrequenzen von $\Omega=0,82$ für (a) bzw. $\Omega=0,32$ für (b) ergeben sich in etwa auch aufgrund des $I_C R_N$ -Produktes des untersuchten Kontaktes ermittelt aus dem Strom-Spannungsverhalten ohne HF-Einstrahlung.

4. Herstellung und Charakterisierung von HTSL-Josephson-Mischern

Modells simulierten Verhalten sowohl bei 115 als auch 345 GHz übereinstimmen (Abbildung 29). Diese Feststellung wird im Kapitel 5.4. für das Josephson-Kontaktverhalten in resonanten HF-Umgebungen noch von Bedeutung sein.

4.5. Der Mischerblock

Bei einem Hohlleitermischer befindet sich der Mischer in einer Hohlleiterstruktur, die einerseits eine HF- und Strahlformanpassung aufgrund ihrer Geometrien und andererseits eine gewisse Impedanzdurchstimmbarkeit aufgrund von Tunerelementen erlaubt. Diese Hohlleiterstruktur wird innerhalb eines sogenannten Mischerblocks realisiert. Die hier verwendeten Mischerblöcke wurden von der Firma Radiometer Physics (RPG) in Meckenheim hergestellt und später aufgrund der am ISI gewonnenen experimentellen Erfahrungen entsprechend optimiert, indem die Mischerkanalbreite nochmals verringert wurde. Abbildung 30 zeigt das Photo des 115-GHz-Mischerblocks mit dem entsprechenden Schema. Es ist zu erwähnen, daß es in der Hochfrequenztechnik i.a. möglich ist, die verwendeten Strukturen für höhere Frequenzen einfach zu skalieren. Somit war der Mischerblock für die 345-GHz-Mischer in allen Dimensionen dreimal kleiner mit nur kleinen Veränderungen am Zwischenfrequenzanfang des Mischerkanals, um eine einfachere Montage des Mischer-Chips zu gewährleisten. Wie oben schon erwähnt, ist es mit Hilfe der Tunerelemente möglich die Impedanz des Mischer-Einkoppelkreises in einem gewissen Bereich durchzustimmen. Um eine optimale Signalanpassung zu gewährleisten, ist es notwendig, der Mischerumgebung den konjugiert komplexen Wert zur jeweiligen HF-Impedanz des Mischerelementes zu zuweisen. Abbildung 29 zeigt das auf 50Ω normierte Smith-Chart-Diagramm des Mischerblocks für den Fall verlustfreier Tuner (hellgrau) und der realen

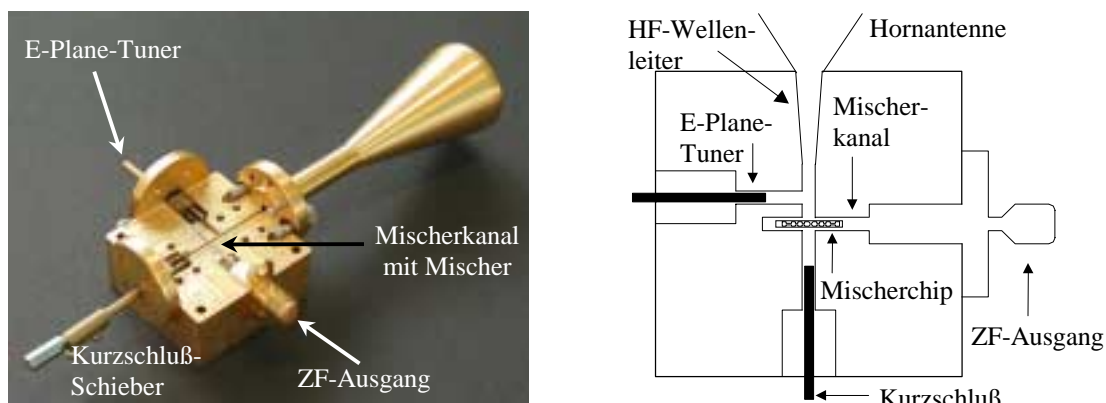


Abbildung 30: Photo des 115-GHz-Mischerblocks und das dazugehörige Schema.

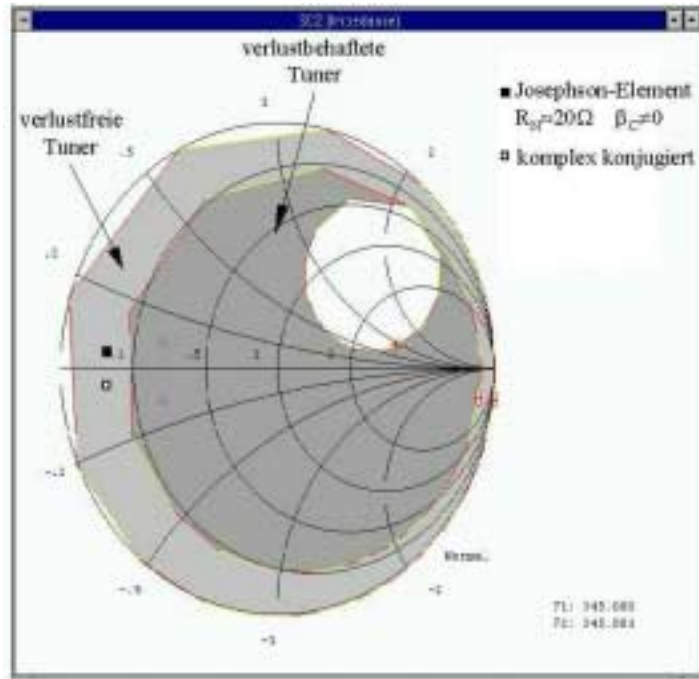


Abbildung 31: Smith-Chart-Diagramm des 345-GHz-Mischerblocks berechnet mit dem HFSS-Programm [Diehl1999] mit eingezeichneter Beispiel-Signalimpedanz eines Josephson-Kontaktes (schwarzes Quadrat). Der weiße Bereich im Diagramm symbolisiert einen durch die Tunereinstellung nicht erreichbaren Impedanzbereich.

verlustbehafteten Tuner (dunkelgrau). Für einen Josephson-Kontakt mit $R_N \approx 20 \Omega$, $\beta_C \approx 0$ und gespeist mit einer relativen Frequenz von $\Omega \approx 0,45$ ergibt sich nach den in Kapitel 2.4.2. durchgeführten Betrachtungen eine ausschließlich reelle HF-Impedanz bzgl. der Signalstrahlung von $Z_{HF} \approx 6 \Omega$. Das entspricht im Smith-Chart-Diagramm dem Wert von 0,12 auf der reellen Achse. Ist der Mc-Cumber-Parameter von Null verschieden, verschiebt sich dieser Punkt im Diagramm entsprechend nach oben (siehe Abbildung 31). Die Markierung in Abbildung 31 für einen 345-GHz-Mischer verdeutlicht, daß der konjugiert komplexen Wert der HF-Impedanz der Josephson-Mischer auf MgO mit den im vorhergehenden Kapitel genannten Josephson-Kontaktparametern in einem Impedanzbereich liegt, der nur bei verlustfreien Tunern zu erreichen ist. Da in der Realität die Tunerelemente entsprechend verlustbehaftet sind, ist keine absolut optimale Anpassung des 345-GHz-Josephson-Hohlleitermischers an die Signalstrahlung zu erwarten. Damit nehmen die Konversionseffizienz und aufgrund dessen auch die Rauschtemperatur des Mischers schlechtere Werte an als es für eine uneingeschränkt optimale Anpassung der Fall ist. Das ist zu beachten, wenn man die experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Untersuchungen vergleichen möchte.

4.6. Antennen- und Filterstrukturen

Um weitere HF-Verluste durch Substrat- und zusätzliche Hohlleiter-Moden zu verhindern wurden einerseits das Mischersubstrat entsprechend ausgelegt, worauf im folgenden Kapitel noch näher eingegangen wird. Andererseits wurden passende und leistungsfähige Antennen- und Filterstrukturen verwendet. In Abbildung 32 sind die verwendeten Layouts dargestellt. Die angegebenen Dimensionen gelten für die 345-GHz-Mischer-Layouts. Das verwendete 115-GHz-Mischer-Layout ist Layout Nr.1 in Abbildung 32 entsprechend skaliert. Dafür wurde die effektive Filterwirkung mit Hilfe eines Finiten-Elemente-Programms (HFSS) von D. Diehl bei RPG berechnet (Abbildung 33). Dieses zeigt eine Mittenfrequenz bei ca.

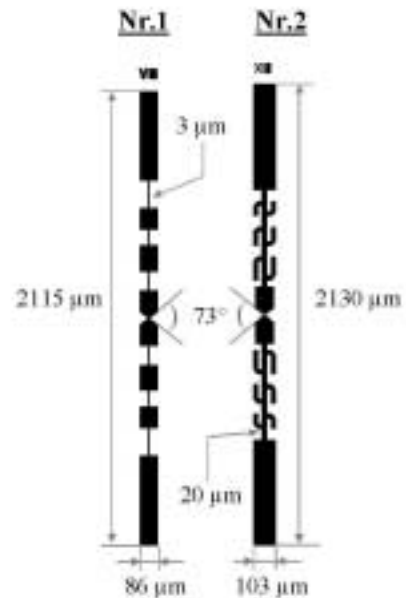


Abbildung 32: Verwendete Mischer-layouts für 345 GHz.

100 GHz bei einer Bandbreite (Δf) von ca. 50...60 GHz. Im Fall des entsprechenden 345-GHz-Layouts bedeutet das eine Mittenfrequenz von ca. 300 GHz mit einer Bandbreite von ca. 150...180 GHz. Das Mischer-Layout Nr.2 wurde von RPG entwickelt mit einer abgeschätzten Bandbreite von ca. 200 GHz [Diehl2000]. Dies hat den Vorteil wesentlich größerer Stegbreiten vom Bondpad zum Josephson-Kontakt, was insbesondere für noch höhere Frequenzen und somit

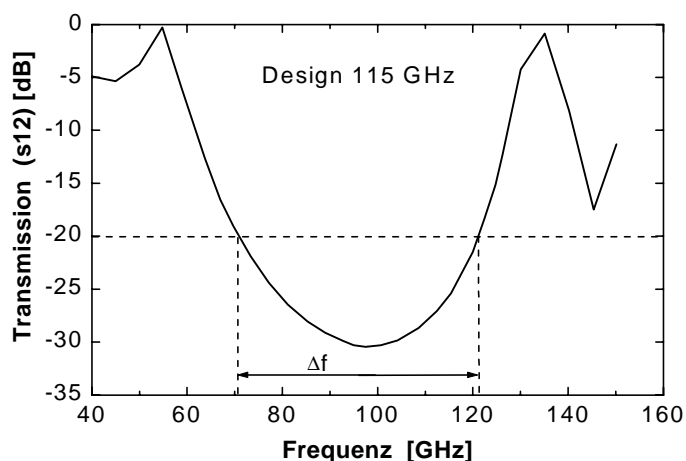


Abbildung 33: Mit dem HFSS-Programm ermitteltes Transmissionsverhalten des Layouts Nr.1 in Abb. 32 skaliert für 115 GHz auf MgO und in Mischerblockumgebung [Diehl1999].

noch kleinere Skalierungen von großer Bedeutung ist. Alle Layouts wurden in dem in Kapitel 5.1. beschriebenen Meßaufbau erfolgreich getestet.

4.7. Substratbearbeitung und Mischerblockmontage

Ausgehend von den 10 mm×10 mm großen und 0,5 mm dicken MgO-Substraten auf denen viele Josephson-Mischer gleichzeitig hergestellt werden können, müssen die einzelnen Mischer nicht nur separiert, sondern deren Substrat auch entsprechend bearbeitet werden. Im vorherigen Kapitel wurde schon erwähnt, daß Hohlleiter- und Substrat-Moden im Mischerkanal zu erheblichen HF-Leistungsverlusten führen. Parasitäre Hohlleitermoden im Mischerkanal erscheinen hauptsächlich, wenn dieser mit dem Substratdielektrikum gefüllte Kanal eine gewisse Breite überschreitet. Die kritische Breite läßt sich durch Hohlleiterberechnungen abschätzen, ist jedoch auch effektiv von der Filterstruktur abhängig und muß deshalb für eine genaue Abschätzung mit Hilfe von Finiten-Elemente-Programmen für den entsprechenden Filter simuliert werden. Die Substratmoden entstehen durch Reflexionen von eingestrahelter HF-Energie an den Substratgrenzflächen. Durch die Reduktion der Substratdicke kann eine Ausbreitung der HF-Wellen innerhalb des Substrates verhindert werden. Für verschiedene Grenzflächenumgebungen wurde in [Rut1983] das Auftreten der jeweiligen Dielektrikumsmoden in Abhängigkeit der Dielektrikumsdicke und –konstante berechnet und dargestellt. Für den Hohlleitermischer wird der Fall angenommen, daß das Substrat innerhalb des Mischerkanals mit einer dünnen Luftschicht umschlossen ist. Somit ergibt sich für den 115-GHz-Mischer eine maximal mögliche MgO-Substratdicke von 180 µm und –breite von 360 µm und für den 345-GHz-Mischer entsprechend 60 µm bzw. 120 µm. Eine andere Methode Substrat-Moden zu verhindern bietet hier die Bearbeitung des Substrates zu einem phononischen Kristall [Joa1995], bei dem im Substrat entsprechend periodische Fehlstellen erzeugt werden und damit die Dicke nicht mehr von Bedeutung ist. Diese Methode erfordert jedoch eine hohe Technologiepräzision und sollte daher für Hohlleitermischer unterhalb von 1 THz nicht weiter berücksichtigt werden.

Es zeigte sich, daß die mechanischen Eigenschaften des ein- bzw. bikristallinen MgO-Substrates insbesondere bei kleineren Dimensionen zu großen Problemen in der Substratbearbeitung führten. Daher wurden zwei unterschiedliche Technologieverfahren zur Herstellung der

4. Herstellung und Charakterisierung von HTSL-Josephson-Mischern

115-GHz- und 345-GHz-Mischer entwickelt: Zuerst wurde die Oberfläche der fertig strukturierten Proben mit einem Photoresist (AZ5214E) versehen, der nicht gehärtet, sondern bei Raumtemperatur einige Zeit getrocknet wurde. Somit wurde das Absplittern des Lacks während des Sägevorgangs und eine irreversible Verunreinigung der Mischeroberflächen verhindert.

Für die 115-GHz-Mischer wurden im entsprechenden Abstand der Mischererelemente ca. 200 μm tiefe Gräben mit Hilfe einer DISCO-Substratsäge gesägt (Abbildung 34). In der Nähe der Bondpads wurde weiterhin senkrecht zu den Mixern jeweils ein 180 μm tiefer Graben als Höhenmarker gesägt. Anschließend wurde die Probe mit Aceton und Propanol gereinigt und mit der Oberfläche mit Hilfe von Cyanacrylat-Sekundenkleber auf den Schleifstempel geklebt. Zur Gewährleistung einer homogenen Substratdicke wurden Dummysubstrate rundum die Probe dazu geklebt. Anschließend wurde die Probe bis zum Auftauchen der Höhenmarker mit Schleifpapier heruntergeschliffen, wobei bei den letzten Schleifschritten ein Sandpapier feinerer Körnung verwendet wurde. Die so separierten Mischerchips wurden vom Schleifstempel durch Aceton abgelöst, in Propanol gereinigt und mit einer Pinzette manipuliert. Durchbiegungen der Mischerchips aufgrund von Streßerzeugung durch Schleifdefekte und -fehlstellen auf der geschliffenen Substratseite wurden nicht beobachtet. Die Mischer mit den besten Josephson-Kontakten wurden selektiert. Aus diesen wurde jeweils ein Mischer in den Mischerkanal des Mischerblocks justiert, auf der Masseseite mit Leitsilber und schließlich auf der ZF-Ausgangsseite mit einer Feder kontaktiert. Mit dieser relativ einfachen Technologie konnten jedoch keine 345-GHz-Mischer hergestellt werden, da dabei alle Mischer zu Bruch gingen. Deshalb war es notwendig die Herstellungstechnologie nochmals zu optimieren. Bei dieser abgewandelten Herstellungstechnik wurden nur ca.

10...15 μm tiefe Gräben in die Substratoberfläche gesägt, um bei dem späteren Separationsprozeß den einzelnen Mischerchips genügend Halt auf dem Schleifstempel zu geben. Bei tieferen Sägeschnitten zeigte das Substrat ein Splitterverhalten an den Sägerändern deren Splitterung abhängig von der Sägetiefe bis zu ca. 40 μm seitlich in den

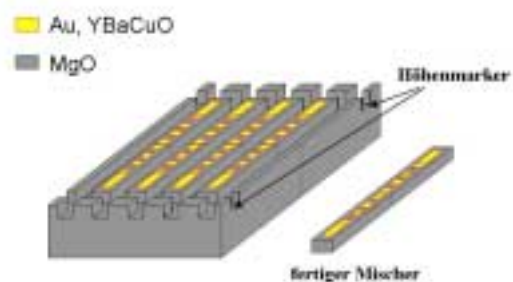


Abbildung 34: Schema der Probe nach dem Sägeschnitt.

4. Herstellung und Charakterisierung von HTSL-Josephson-Mischern

Mischerchip eindrang und somit die Mischerstrukturen teilweise zerstörte. Es sei erwähnt, daß dieses Splitterverhalten des MgO-Substrates zunimmt, je größer der Schnittwinkel gegenüber der [100]-Orientierung wird. Im Fall der verwendeten MgO-Bikristalle ist der Schnittwinkel mit 12° durch die Bikristallorientierung vorgegeben. Weiterhin wurde ab Schnittiefen von etwa $30\ \mu\text{m}$ ein grundsätzliches Brechen der Bikristallkorngrenze beobachtet. Grund dieses Verhaltens im Gegensatz zu der Herstellung der 115-GHz-Mischer sind die wesentlich kleineren Stegbreiten von $120\ \mu\text{m}$, die den seitlich wirkenden Kräften des vibrierenden Sägeblattes und der hohen Reibung weniger standhalten können. Wiederum wurden in der Nähe der Bondpads entsprechende Höhenmarker gesägt. Die Probe und einige Dummysubstrate wurden mit der Oberfläche auf den Schleifstempel geklebt und bis zur entsprechenden Dicke mit Schleifpapier abgeschliffen. Dabei mußte jedoch bzgl. der angewendeten Kraft besondere Rücksicht genommen werden, da eine zu große Schleifkraft im Zusammenhang mit den geringfügigen Splitterungen an den Sägekanten zu Brüchen entlang der MgO-Orientierung bei den fertigen Mischerchips führten (Abbildung 33a). Es erwies sich als günstig, die endgültige Separation der einzelnen Mischer ganz zum Schluß durchzuführen, da hierdurch die zu den Brüchen führenden Scherkräfte auf die Mischerstege erheblich verringert werden konnten. Anschließend wurde die Schleifseite mit einer konzentrierten Phosphorsäure-Schwefelsäure-Mischung (10:1) angeätzt. Wurde dies nicht getan, kam es zu Durchbiegungen der Mischer, deren Dimensionen größer waren als die Substratdicke selbst. Danach erfolgte die Mischerseparation mit Hilfe der Substratsäge. Wiederum wurden die Mischer mit Aceton vom Schleifstempel gelöst und in Propanol gereinigt. Die Ausbeute dieser Konditionierungstechnologie beträgt i.a. 95...100%. Die Mischermanipulation erfolgte mit Hilfe eines Propanol benetzten Holzstäbchens bzw. eines feinen Pinsels. Zur Mischerblockmontage eines geeigneten Mischers wurde an der ZF-Seite des Mischerkanals Chrystal Bond 526 auf ca. 100°C erwärmt und der Mischer in den Kanal justiert. Nach Erkalten des Chrystal Bonds war der Mischer arretiert und konnte ZF-seitig durch Bonden kontaktiert werden. Die Massekontaktierung erfolgte wiederum mit Leitsilber. Es ist zu beachten, daß während des Bondvorganges die Masseseite frei schwingen kann, da sonst durch den Ultraschall der Bondnadel die Korngrenze des Mischers anbricht und somit der Josephson-Kontakt zerstört wird.

5. HF-Eigenschaften von HTSL-Josephson-Hohlletermischern

„Für mich aber – wie schwer sind deine Gedanken, o Gott! Wie gewaltig sind ihre Summen!“

-Psalm 139, 17

5.1. Der Meßaufbau

115-GHz-Aufbau

Zur Bestimmung der Rauschtemperatur und der Konversionseffizienz eines Josephson-Hohlletermischers wurde das Hot/Cold-Verfahren verwendet, welches in Kapitel 2.4.3. schon ausführlich beschrieben wurde. Um jedoch diese Parameter zweifelsfrei bestimmen zu können, ist es notwendig, einen äußerst sauberen Meßaufbau sowohl hinsichtlich aller HF-Komponenten als auch in allen DC-Zu- und Abgängen zu gewährleisten. In Abbildung 35 ist der verwendete Meßaufbau für die 115-GHz-Mischer schematisch dargestellt [Har2000]. Der Mischblock wurde auf die Grundplatte eines He-Kryostaten von Infrared Labs Inc. aufmontiert. Über den Mischblock wurde eine Spule gelegt, um eventuelle Magneinflüsse auf den Mischer kompensieren zu können. Zusätzlich wurde für die Temperaturregelung ein Heizelement aufgebracht. Die HF-Strahlung wurde über einen dünnen Teflon-Ring in den Kryostaten eingekoppelt und durch einen Infrarotfilter auf der He-Kaltstufe gefiltert. Die Kombination der LO- und der Schwarzkörperstrahlung erfolgte durch eine Mylar-Folie. Der 115-GHz-Lokaloszillator war ein in der Frequenz geringfügig durchstimmbares Gunnelement

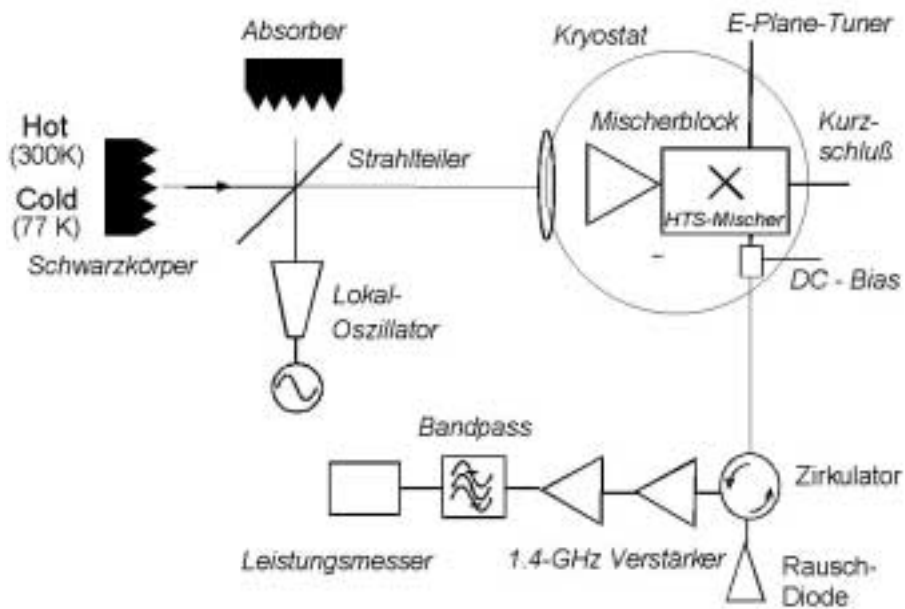


Abbildung 35: Schema des 115-GHz-Meßaufbaus zur Bestimmung der Rauschtemperatur und Konversionseffizienz.

von der Firma RPG. Die DC-Leitungen wurden einerseits durch einen Tiefpaß im Bias-T-Stück gegenüber HF-Einflüssen des Mischersignals gefiltert und andererseits durch zusätzliche Tiefpaßfilter vor dem Bias-T-Stück und in der Bias-Box rauscharm gehalten. Diese entsprechenden Filter wurden bzgl. ihrer Massekontaktierung so gestaltet, daß sich keine Masseschleifen ergaben. Messungen mit fehlerhaften Massekontaktierungen der Filter zeigten zwar kaum höhere Rauschbeiträge der DC-Speisung, da der gesamte Kryostataufbau externe Störstrahlungen weitgehend abschirmte, aber oftmals einen magnetischen Flußeinfang des Josephson-Kontaktes. Die 115-GHz-Mischer wurden stromgespeist und deren Spannung wurde durch einen Differenzverstärker in der Bias-Box verstärkt. Die ZF-Kette befand sich außerhalb des Kryostaten. Ein Zirkulator verhinderte die HF-Rückkopplung des ersten HF-Verstärkers auf den Josephson-Mischer und gestattete eine einfache ZF-Reflexionsmessung mit Hilfe einer Rauschdiode. Die ZF-Leistung wurde zweistufig auf insgesamt 65 dB verstärkt und anschließend durch einen Bandpass auf eine Bandbreite von 400 MHz begrenzt, bevor sie mit einem Leistungsmesser von Hewlett Packard analysiert wurde. Während der Hot/Cold-Messungen wurde die Rauschdiode durch einen 50-Ω-Abschlußwiderstand ersetzt. Somit ergibt sich die Mischer-Rauschtemperatur nach Erweiterung von Gl.(19) aus:

$$T_M = T_R - \frac{1}{\eta_R} (T_{ZF} + R \cdot T_U) \quad , \quad (37)$$

wobei T_R die gemessene System-Rauschtemperatur, T_{ZF} die Rauschtemperatur der ZF-Kette, R der ZF-Reflexionskoeffizient des Mixers, T_U die Umgebungstemperatur des Abschlußwiderstands und η_R die gesamte Konversionseffizienz des Systems sind. Die Rauschtemperatur der ZF-Kette ($T_{ZF}=125$ K) wurde nach der Art des Hot/Cold Verfahrens bestimmt indem anstelle des Mischerblocks ein mit einem Heizer versehener 50-Ω-Abschlußwiderstand an die ZF-Kette im Kryostaten angeschlossen, der Kryostat entsprechend abgekühlt und die verstärkte ZF-Leistung des Abschlußwiderstandes bei unterschiedlichen Temperaturen dieses Widerstandes gemessen wurde. Die zur Bestimmung der Mischer-Konversionseffizienz notwendigen Größen $P_{ZF,H}$ bzw. $P_{ZF,C}$ (siehe Kapitel 2.4.3.) wurden aus entsprechender Extrapolation der so erhaltenen Eichkennlinie gewonnen. Die ZF-Reflexionskoeffizient ergibt sich aus dem Verhältnis:

$$R = \frac{P_{D,an}(I_B) - P_{D,aus}(I_B)}{P_{D,an}(0) - P_{D,aus}(0)} \quad , \quad (38)$$

wobei $P_D(I)$ jeweils die gemessenen ZF-Leistung bei an- bzw. ausgeschalteter Rauschdiode

im Arbeitspunkt I_B bzw. im ungespeisten Mischerzustand ($I_B=0$) sind. Dabei wird angenommen, daß der Mischer im ungespeisten supraleitenden Zustand vollständig reflektiert ($R=1$).

345-GHz-Aufbau

Der 345-GHz-Aufbau ist eine verbesserte Version des 115-GHz-Meßplatzes basierend auf den gewonnenen Erfahrungen während der 115-GHz-Experimente. Anstelle der einfachen HF-Konstruktion zur Kombination von LO- und Schwarzkörperstrahlung wurde eine quasioptische Platte von RPG (Abbildung 36) zur Kombination der LO- und Schwarzkörperstrahlung verwendet. Dies erlaubte eine feste Strahlengangjustage. Die Justage erfolgte mit Hilfe einiger Blenden, eines roten Festkörperlaser anstelle des LO und einem kleinen Spiegel anstatt der Hornantenne auf dem Mischerblock. Zur Gewährleistung einer guten Strahlformanpassung auf die Hornantenne des Mixers wurde die HF-Strahlung nicht direkt in den Mischerblock eingekoppelt, sondern über einige Hohlspiegel im Kryostaten. Aufgrund der dazu notwendigen größeren Kaltstufenfläche und Schwierigkeiten im Kühlbetrieb mit dem kleinen Kryostaten des 115-GHz-Aufbaus wurde ein He-Badkryostat von CryoVac verwendet. Die HF-Einkopplung in den Kryostaten erfolgte wegen der kleineren Wellenlänge über eine dünne Mylarfolie. Der Infrarotfilter wurde auf den ersten Spiegel nach dem Mylarfenster aufgebracht, der sich auf der Kaltstufe befindet. Die verwendete ZF-Kette war, abgesehen von einer längeren Koaxialverbindung von Kryostatausgang zum Mischer, die gleiche wie im 115-GHz-Aufbau. Deren Rauschtemperatur wurde mit $T_{ZF}=174$ K bestimmt. Der Josephson-Mischer wurde in diesem Fall spannungsgespeist, welches eine stabilere Arbeitspunkteinstellung bei hysterese-freien Kennlinien erlaubt.



Abbildung 36: Quasioptische Platte des 345-GHz-Meßplatzes zur LO- und Signaleinkopplung.

5.2. Die ZF-Anpassung

In Kapitel 2.4.2. wurde erwähnt, daß aus theoretischen Abschätzungen für den Josephson-Mischer eine ZF-Impedanz folgt, die dem dynamische Widerstand im Arbeitspunkt entspricht. Diese Abschätzungen wurden jedoch nur für den Fall einer Einstrahlung mit sehr kleiner Amplitude und sehr niedriger Relativfrequenz durchgeführt. Im Mischzustand ergibt sich aber der inverse Fall. Hier wird mit einer nicht vernachlässigbaren Lokaloszillation gepumpt und ein sehr kleines HF-Signal mit nahezu ähnlicher Relativfrequenz eingestrahlt.

In den Grundlagen (Unterkapitel 2.4.2.) wurde angegeben, daß die ZF-Signalimpedanz des Josephson-Mischers dem dynamischen Widerstand in dessen Arbeitspunkt entspricht ($Z_{ZF}=R_d$). Diese Aussage basiert auf der theoretischen Abschätzung für die HF-Impedanz eines Josephson-Kontaktes gegenüber eines eingestrahlt HF-Signals sehr kleiner Amplitude ($i_{HF} \ll 1$) und sehr kleiner Frequenzen ($\Omega \ll 1$). Die Bedingung sehr kleiner Amplitude und Frequenz ist im Fall des ZF-Signals gegeben. Allerdings wird dieses Signal nicht in den Mischer eingestrahlt sondern von diesem abgegeben. Ausgehend von dem HF-Verhalten passiver Bauelemente gegenüber HF-Empfang und HF-Abstrahlung kann man jedoch annehmen, daß aktive Bauelemente, wie der Josephson-Mischer, die gleichen Impedanzen sowohl gegenüber HF-Empfang als auch HF-Abstrahlung zeigen (Reziprokeprinzip). Um das theoretisch vorhergesagte Verhalten nachzuweisen, wurden zwei verschiedene Reflexionsmessungen einmal ohne und einmal mit einer vorgegebenen „Anpassungs“-Schaltung von $10\ \Omega$ zwischen Mischerblock und ZF-Kette durchgeführt. Die Impedanz der ZF-Kette ist die Standardimpedanz von $50\ \Omega$. In beiden Fällen ist die Reflexion minimal, wenn der dynamische Widerstand des Josephson-Mischers dem Wert der ZF-

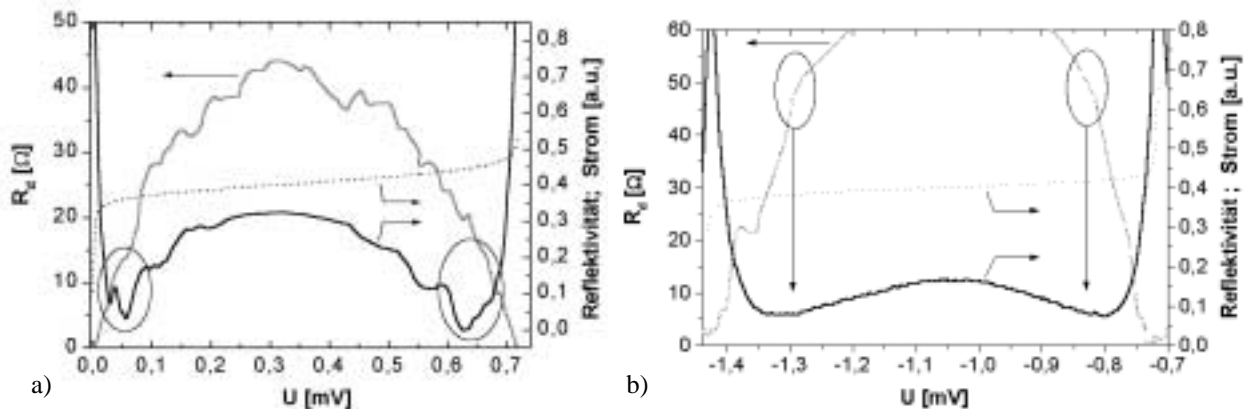


Abbildung 37: ZF-Reflektivität (schwarz) in Abhängigkeit vom dynamischen Widerstand (grau) des Josephson-Mischers a) mit einer $10\text{-}\Omega$ -ZF-„Anpassungs“-Schaltung b) ohne zusätzliche Anpassung ($50\ \Omega$). Das dazugehörige Strom-Spannungsverhalten ist gepunktet dargestellt. Die elliptischen Markierungen zeigen den R_d -Bereich der ZF-Anpassung.

Anschlußimpedanz nahe kommt (Abbildung 37). Schoelkopf et al. [SchoelIEEE1995] berichteten auch über eine zum dynamischen Widerstand proportionale ZF-Anpassung bei Untersuchungen an TTSL-Josephson-Mischern, zeigten jedoch nicht die direkte Identität von ZF-Impedanz und dynamischen Widerstand im entsprechenden Arbeitspunkt.

Bei der Messung mit der „Anpassungs“-Schaltung reduziert sich der Reflexionskoeffizient vollständig auf Null, da diese Schaltung parasitär auftretende Imaginäranteile der ZF-Kette ausgleicht. Das ist bei der Messung ohne diese Schaltung nicht der Fall, weshalb hier der Reflexionskoeffizient nur auf etwa 0,05 abfällt. Es sei erwähnt, daß der dynamische Widerstand des Josephson-Hohlleitermischers nicht nur, wie in [Claa1978] für ungekoppelte Josephson-Kontakte angegeben, von der Relativfrequenz und dem thermischen Fluktuationparameter abhängt, sondern auch von dessen HF-Einbettungsumgebung. Näheres dazu soll in Kapitel 5.4. gezeigt werden. Reflexionsmessungen im Fall eines stark Impedanzgekoppelten Josephson-Kontaktes weisen ebenfalls das hier festgestellte und mit den theoretischen Abschätzungen übereinstimmende ZF-Anpassungsverhalten auf.

5.3. Rausch- und Konversionsmessungen

Für einen Einsatz der Josephson-Mischer in Radiometern stellt sich die Frage, welche Leistungsgrenzen bzgl. des Eigenrauschens aber auch der Signalkonversion für HTSL-Josephson-Hohlleitermischer insbesondere im gewünschten Betriebstemperaturbereich tatsächlich erreichbar sind. Dazu wurden jeweils die Rauschtemperaturen und dazugehörigen Konversionseffizienzen mit Hilfe von Hot/Cold-Doppelseitenbandmessungen bestimmt. Alle nachfolgend angegebenen Rauschtemperaturen sind somit DSB-Rauschtemperaturen.

5.3.1. Hohlleitermischer für 115 GHz

Die Hot/Cold-Untersuchungen für die 115-GHz-Mischer ergaben für einen Josephson-Mischer bei 6 K Betriebstemperatur mit einem kritischen Strom von $I_C=120\ \mu\text{A}$ und einem Quasiteilchenwiderstand von $R_N=12\ \Omega$ ($\Omega_{LO}\approx 0,16$) eine System-Rauschtemperatur von 1384 K mit einer Gesamt-Konversionseffizienz von ca. $-10,0\ \text{dB}$. Daraus ergibt sich eine Mischer-Rauschtemperatur von etwa 750 K. Bei einer Betriebstemperatur von 16 K zeigte der gleiche Mischer einen kritischen Strom von ca. $110\ \mu\text{A}$ ($\Omega_{LO}\approx 0,18$). Die System-Rauschtemperatur wurde in diesem Fall mit 1950 K bestimmt bei einer Konversionseffizienz von ca. $-8,6\ \text{dB}$. Daraus ermittelt sich eine Mischer-Rauschtemperatur von etwa 1050 K. Messungen weiterer 115-GHz-Josephson-Mischer ergaben ähnliche Rauschtemperaturen und

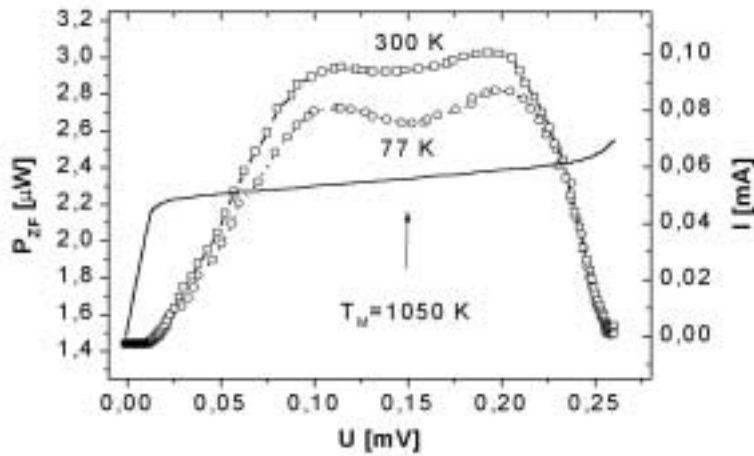


Abbildung 38: ZF-Leistungs- (Symbole) und Strom-Spannungskennlinien (durchgezogene Linien) für Hot und Cold eines 115-GHz-Mischers bei 16 K. Der Spannungsabfall bei $I < I_C$ ist auf den seriellen Widerstand (Zweipunktmessung) zurückzuführen.

Konversionseffizienzen. Die ZF-Leistungskennlinien für die hier angegebene Hot/Cold-Messung bei 16 K mit der entsprechenden Strom-Spannungskennlinie des Mischers sind in Abbildung 38 gezeigt. Die gezeigten ZF-Leistungskennlinien lassen eine deutliche Höckerstruktur in der Nähe des Arbeitspunktes erkennen. Diese Höckerform der ZF-Leistungskennlinie wurde bei Messungen mit Frequenzen oberhalb von 100 GHz an TTSL-Josephson-Hohlletermischern von Schoelkopf ebenfalls beobachtet, jedoch in weniger starker Ausprägung. Für Messungen mit Frequenzen unterhalb von 100 GHz an HTSL-Josephson-Hohlletermischer wurde dieses Verhalten allerdings nicht gesehen [Har2001], jedoch bei quasioptischen Messungen an HTSL-Josephson-Mischern bei einer Frequenz von 430 GHz in geringer und bei 546 GHz in einer ebenso deutlichen Ausprägung [Har2000]. Beobachtungen bei der Untersuchung der 345-GHz-Mischer sollen über die Herkunft dieser Höckerstruktur mehr Aufschluß geben.

5.3.2. Hohlletermischer für 345 GHz bei 20 K

Ein Ziel dieser Arbeit war es, die mögliche Rauschtemperatur und Konversionseffizienz eines Josephson-Hohlletermischers für höhere Frequenzen bei einer Betriebstemperatur um 20 K zu bestimmen. Diese Untersuchungen wurden bei 345 GHz durchgeführt, da es einerseits für diesen Frequenzbereich noch ohne besonders großen Aufwand möglich ist, verstellbare Tunerelemente mit noch erträglichen HF-Verlusten herzustellen und andererseits die Handhabung der Proben sich noch nicht als zu kompliziert gestaltet. Abbildung 39 zeigt die ZF-Leistungskennlinien aus der Hot/Cold-Messung eines 345-GHz-Mischers bei einer Betriebstemperatur von $T=20$ K. In diesem Fall betrug der kritische Strom $I_C=120 \mu\text{A}$ und der Quasiteilchenwiderstand $R_N=15 \Omega$, d.h. die Relativfrequenz ergab sich mit $\Omega_{LO}\approx 0,4$ und der

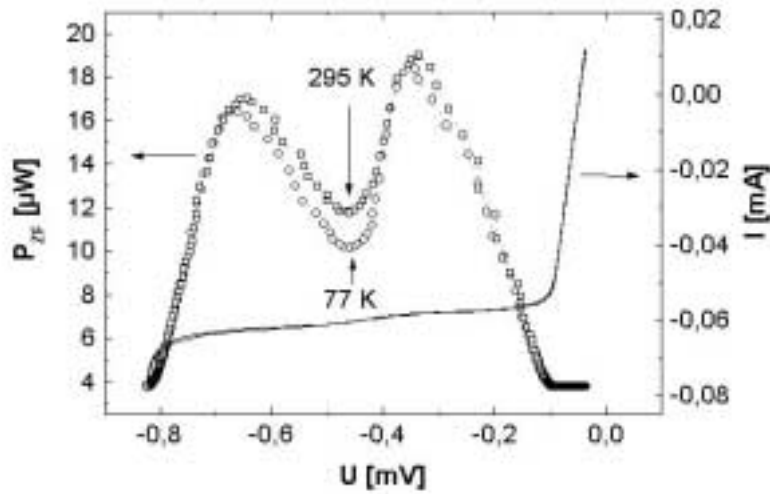


Abbildung 39: ZF-Leistungs- (Symbole) und Strom-Spannungskennlinien (durchgezogene Linien) für Hot und Cold eines 345-GHz-Mischers bei 20 K.

thermische Fluktuationsparameter mit $\Gamma \approx 7 \cdot 10^{-3}$. Im optimalen Arbeitspunkt wurde eine System-Rauschtemperatur von $T_R = 1272$ K eine Gesamt-Konversionseffizienz von $\eta_R = -1.2$ dB gemessen. Der ZF-Reflexionskoeffizient des Josephson-Mischers wurde im Arbeitspunkt mit $R = 0,093$ bestimmt, da der differentielle Widerstand im Arbeitspunkt nahezu 50Ω aufwies (Abbildung 40a, gepunktete Kennlinie). Somit ergab sich nach Gl.(37) eine Mischer-Rauschtemperatur von 1003 K und nach Gl.(21) eine Mischer-Konversionseffizienz von $\eta_M = -0,8$ dB [Scher2001]. Weitere Messungen von 345-GHz-Josephson-Mischern mit ähnlichen Parametern für I_C und R_N ergaben auch ähnliche Werte für die Mischer-Rauschtemperatur (ca. $1100 \dots 1200$ K) und Werte für die Konversionseffizienz von $-2.5 \dots -4$ dB.

In allen Fällen zeigte sich jedoch, daß die besten Rauschtemperaturen genau dann gemessen wurden, wenn die ZF-Kennlinien eine starke Höckerstruktur und die Strom-Spannungskennlinien des gepumpten Mischers eine kleine sub-harmonische Stufe im Arbeitspunkt zeigten, wie es in Abbildung 40 deutlich zu erkennen ist. Nähere Untersuchungen dieses Verhaltens ergaben, daß die Mischer-Rauschtemperatur im Arbeitspunkt um so besser wurde, je stärker das differentielle Widerstandsverhalten in der Nähe der subharmonischen Stufe ausfiel (Abbildung 40). Weiterhin wurde festgestellt, daß alle Strom-Spannungskennlinien der gemessenen Josephson-Mischer im ungepumpten Zustand Resonanzstufen bei Spannungen aufwiesen, die Frequenzen zwischen 220 GHz und 510 GHz entsprechen, wenn in den I-U-Kennlinien im gepumpten Fall sub-harmonische Stufen der Ordnung $n=1/2$ auftraten. Für die Messung bei der die Mischer-Rauschtemperatur

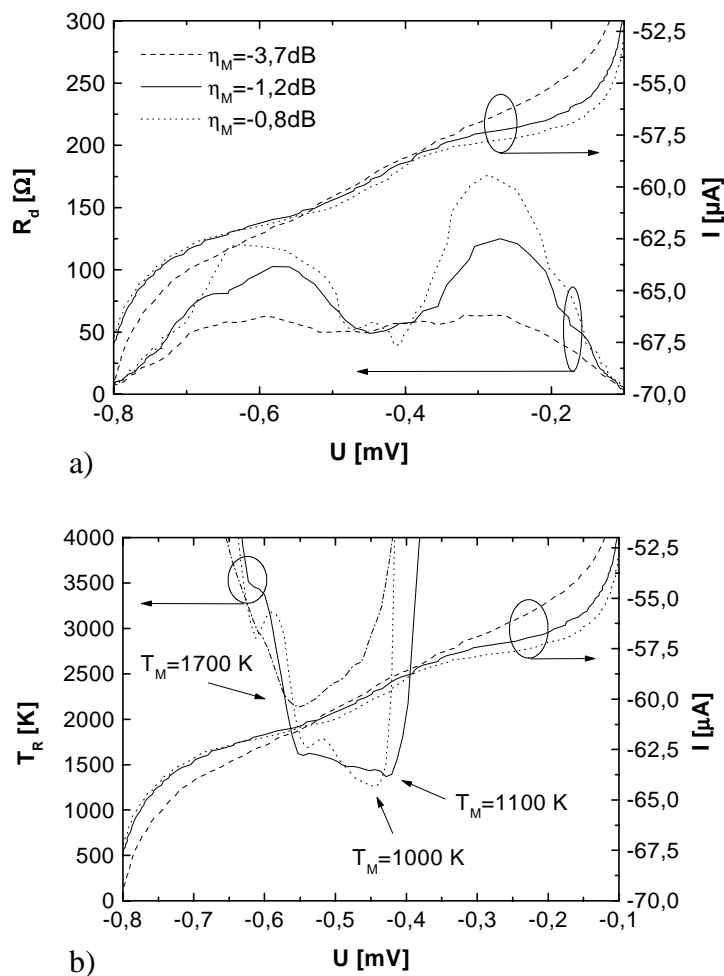


Abbildung 40: a) Differentielles Widerstandsverhalten des gemessenen 345-GHz-Josephson-Mischers für verschiedene Tunerstellungen im Spannungsbereich zwischen Suprastrom und erster Shapiro-Stufe mit Angabe der im optimalen Arbeitspunkt bestimmten Mischer-Konversionseffizienz η_M und b) gemessene System-Rauschtemperatur in diesem Speisespannungsbereich. Das dazugehörige I-U-Verhalten ist jeweils in gleicher Darstellungsform gezeigt. Man erkennt deutlich eine verschmierte sub-harmonische Stufe.

mit 1003 K bestimmt wurde, zeigte sich die Hauptresonanzstufe bei einer Spannung, die etwa der Frequenz von 345 GHz entspricht (Abbildung 41). Auf die Ursachen dieser Resonanzerscheinungen soll im nächsten Unterkapitel näher eingegangen werden. Es ist jedoch offensichtlich, daß die sub-harmonische Stufe einerseits eine Kopplung des Mischers bei der Josephson-Frequenz im Arbeitspunkt anzeigt und andererseits den differentiellen Widerstand im Arbeitspunkt verringert. Beides, sowohl die HF-Kopplung bei der Josephson-Frequenz als auch die Verringerung des dynamischen Widerstandes, führt zu einer Reduktion der Josephson-Linienbreite, wie aus den Betrachtungen im Grundlagenkapitel hervorgeht. Daher ist anzunehmen, daß diese beobachtete Reduktion der Rauschtemperaturen insbesondere durch eine Verringerung des Mischer-Excess-Rauschens aufgrund einer Reduktion der Josephson-Linienbreite erfolgt. Andererseits wurde schon erwähnt, daß die niedrigste Rauschtemperatur bei 20 K Betriebstemperatur des Josephson-Mischers für den

Fall einer Hauptresonanz bei etwa 345 GHz gesehen wurde. Damit ergibt sich eine Verringerung der Signal-Reflexionen aufgrund der Resonanzwirkung bei 345 GHz, weshalb die mit herunter gemischten Excess-Rauschbeiträge zur Rauschtemperatur laut Gl.(14) einen geringeren Einfluß haben. Ein weiterer Beitrag zur Verminderung der Mischer-Rauschtemperatur, der sich im Zusammenhang mit der Konversionseffizienz ergibt, wird aufgrund einer anderen Beobachtung deutlich.

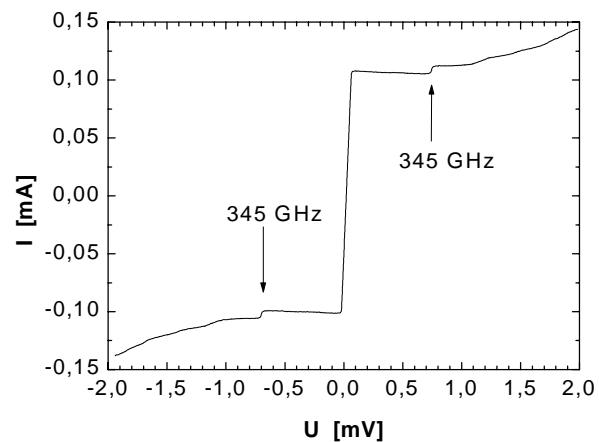


Abbildung 41: Strom-Spannungscharakteristik des un-gepumpten Mixers bei optimaler Tunerposition für die Messung gezeigt in Abbildung 39.

Erstaunlicherweise wurde nach der Reduktion des R_d durch die sub-harmonischen Stufe weiterhin eine hohe Konversionseffizienz gemessen. Aus Abbildung 40a ist offensichtlich, daß die Konversionseffizienz des Mixers um so größer wird, je stärker das differentielle Widerstandsverhalten im Bereich links und rechts vom Arbeitspunkt ausfällt, obwohl der dynamische Widerstand im Arbeitspunkt selbst in allen drei angegebenen Messungen nahezu gleich ist. Daraus ergibt sich deutlich, daß die Mischer-Konversionseffizienz nicht allein vom dynamischen Widerstand im Arbeitspunkt abhängt, wie dies in den entsprechenden Arbeiten bisheriger theoretischer Untersuchungen zu finden ist, sondern eher von einem Mittelwert über die gesamte Spannungsstufe auf der sich der Arbeitspunkt befindet. Das ist einsichtig, wenn man bedenkt, daß sowohl die LO- als auch die Signalstrahlung aufgrund ihrer entsprechenden Frequenz den Arbeitspunkt zeitlich gesehen über die gesamten Spannungsstufe verschieben (Abbildung 9). Die bisherigen theoretischen Untersuchungen wurden für Josephson-Kontakte durchgeführt, die nicht in eine bestimmte HF-Umgebung eingebettet sind und berücksichtigen das Auftreten sub-harmonischer Stufen nicht. Die Steigerung der Konversionseffizienz des Mixers bei höher werdendem differentiellen Widerstand in der Arbeitspunktumgebung aber gleich bleibendem differentiellen Widerstand im Arbeitspunkt selber ergibt laut Gl.(14) auch eine zusätzliche Verringerung des Excess-Rauschbeitrages von $S_V(\Omega_{ZF})$, der hier ohnehin schon durch die Josephson-Linienbreite reduziert ist.

5.4. Verhalten von Josephson-Kontakten in resonanter HF-Umgebung

Im vorherigen Abschnitt wurde deutlich, daß der Josephson-Hohlletermischer, insbesondere bei 345-GHz, nur niedrige Rauschtemperaturen zeigt, wenn im ungepumpten Zustand Resonanzstufen bzw. im LO-gepumpten Zustand sub-harmonische Stufen der halben Shapiro-Ordnung in seiner I-U-Kennlinie auftraten. Das Auftreten dieser Stufen ist abhängig von der Stellung der jeweiligen Tuner. Um die Ursachen zu klären, wurden weitere Untersuchungen durchgeführt.

Abbildung 42 zeigt das Verhalten eines ungepumpten 345-GHz-Josephson-Mischers bei zwei verschiedenen Tunereinstellungen. Deutlich zu sehen ist einerseits das Erscheinen von Resonanzstufen bei jeweils unterschiedlichen Spannungen, als auch eine Veränderung des dynamischen Widerstandes für Spannungen unterhalb des $I_C R_N$ -Produktes. Für eine feste Tunereinstellung bleiben die Spannungen, bei denen sie erscheinen,

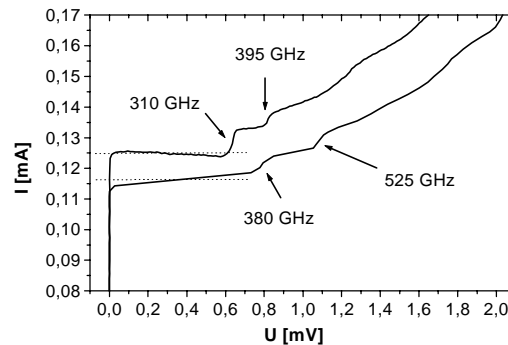


Abbildung 42: Strom-Spannungskennlinien eines ungepumpten 345-GHz-Mischers bei 10 K und zwei unterschiedlichen Tunereinstellungen. Die obere Kennlinie ist zur besseren Übersicht um $5 \mu\text{A}$ höher verschoben.

unabhängig von der Stärke eines senkrecht zur Josephson-Stromrichtung angelegtes Magnetfeldes konstant. Dessen Höhen sind jedoch mit der Magnetfeldstärke modulierbar. Weiterhin treten durch die Reduktion des dynamischen Widerstandes bei höheren Magnetfeldern im Spannungsbereich unterhalb des $I_C R_N$ -Produktes oftmals weitere Resonanzstufen auf. Auch Schoelkopf [Schoel1995] beobachtete Resonanzstufen an einem NbN-Josephson-Hohlletermischer bei 100 GHz im Zusammenhang mit der Existenz einer HF-Filterstruktur, ebenso wie die Spannungsvariation ihrer Erscheinung in Abhängigkeit der Tunerstellung. Schoelkopf vermutete die Ursache in geometrisch erzeugten Resonanzen.

Die Veränderung des dynamischen Widerstandes wurde in verschiedenen theoretischen Arbeiten im Zusammenhang mit Impedanz-gekoppelten Josephson-Kontakten (Kapitel 2.4.2.) vorhergesagt bzw. erklärt. Das ist auch nicht nur an Kennlinien ungepumpter Josephson-Kontakte zu beobachten, sondern ebenfalls bei gepumpten (Abbildung 43a). Diese Tatsache ist besonders wichtig zu berücksichtigen bei der Optimierung der Tunereinstellung für gute Leistungsparameter des Josephson-Mischers, wie es im vorherigen Unterkapitel schon erwähnt wurde.

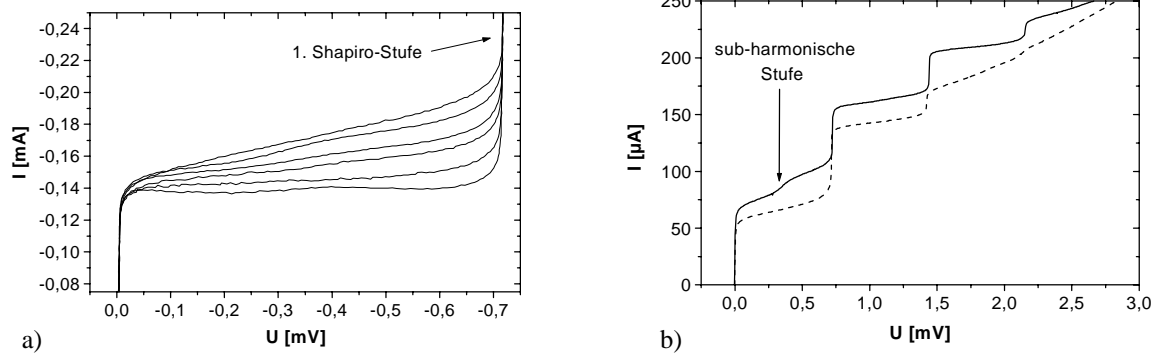


Abbildung 43: Strom-Spannungscharakteristiken a) eines 345-GHz-Hohlleitmischers bei $T=9$ K und unterschiedlichen Tunerstellungen (Die LO-Leistung wurde für eine jeweils gleiche I_C -Unterdrückung nachgeregelt.) b) eines anderen Mischers bei $T=8$ K und zwei deutlich unterschiedlichen Tunerstellungen aber gleicher LO-Leistung.

Abbildung 43b zeigt das Verhalten eines Josephson-Kontaktes bei gleicher LO-Pumpleistung, jedoch unterschiedlicher Tunerstellung. Neben dem Auftreten einer sub-harmonischen Stufe der Ordnung $n=1/2$ bei entsprechender Tunereinstellung, läßt die Kennlinie in diesem Fall anhand der I_C -Unterdrückung auf eine geringere HF-Leistungseinkopplung in den Josephson-Kontakt schließen, bei der die erste Shapiro-Stufe kleiner, jedoch die zweite und dritte jeweils höher ausfallen als bei der Kennlinie, die auf eine höhere HF-Leistungseinkopplung hindeutet und bei der keine sub-harmonische Stufe zu erkennen ist. Dieses entspricht nicht dem RCSJ-Verhalten ungekoppelter Josephson-Kontakte. Ausgehend von Abbildung 41 im vorherigen Unterkapitel, wurde das Verhalten des gepumpten Josephson-Kontaktes durch ein Impedanzgekoppeltes RCSJ-Modell simuliert. Beides ist dargestellt in Abbildung 44. Man erkennt auch hier deutlich das Auftreten einer sub-harmonischen Stufe der halben Shapiro-Ordnung genau zwischen dem kritischen Strom und der ersten Shapiro-Stufe. Zum Vergleich wurde das Verhalten eines ungekoppelten Josephson-Kontaktes (ohne C_r und L_r) unter den gleichen Bedingungen als gestrichelte Linie dargestellt. Ebenso wie bei den experimentellen Beobachtungen erscheint diese sub-harmonische Stufe in den Simulationen nicht nur bei Impedanzkreisen mit der Resonanzfrequenz von 345 GHz.

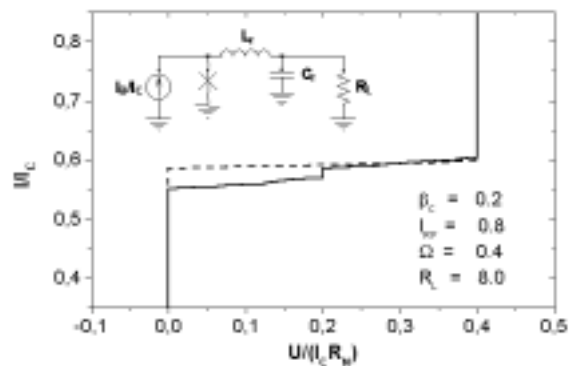


Abbildung 44: RCSJ-simulierte IU-Charakteristik eines Resonanz-gekoppelten ($C_r=0,1$ und $L_r=62,5$, durchgezogen) und ungekoppelten (ohne C_r und L_r , gestrichelt) Josephson-Kontaktes mit dem Schema des verwendeten Modells.

Abbildung 45 zeigt sowohl die gemessene als auch die anhand des in Abbildung 44 angegebenen gekoppelten Modells simulierte HF-Leistungsabhängigkeit des kritischen Stromes, der sub-harmonischen und der ersten Shapiro-Stufe. Deutlich erkennbar ist ein übereinstimmendes Verhalten von Modell und Experiment. Die Leistungsabhängigkeit der sub-harmonischen Stufe kann jedoch hier nicht wie im Grundlagenkapitel erwähnt mit $\Delta I_{1/2} \approx I_S \cdot \Delta I_1 / (2I_C)$ entsprechend [Sei1991] angefitet werden, sondern eher mit $\Delta I_{1/2} \propto (I_S \cdot \Delta I_1)^{-1/2}$ (dünne Linien), zeigt aber damit eine Oszillationsperiode bei der die Maxima und Minima im Verhältnis zu den Shapiro-Stufen an den gleichen Stellen erscheinen wie in [Sei1991] und [Sei1996] für den Fall von Relativfrequenzen mit einem ganzen Vielfachen der charakteristischen Frequenz des Josephson-Kontaktes und genügend großer McCumber-Parameter. Wie jedoch aus den Simulationsparametern ersichtlich, ist hier weder die Relativ-

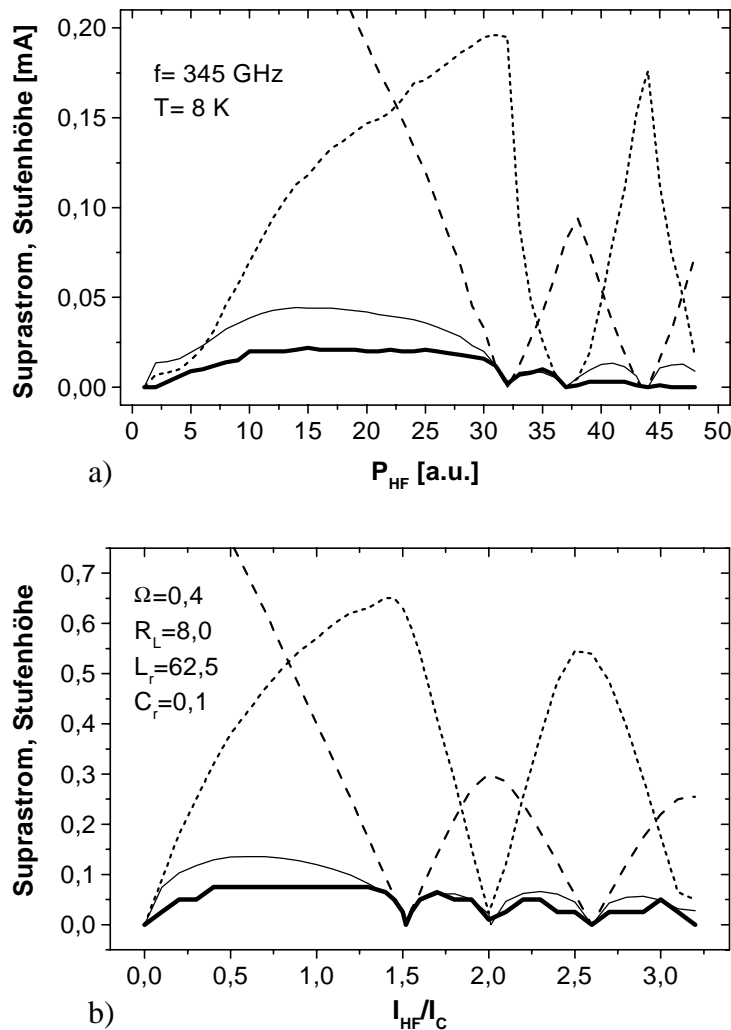


Abbildung 45: Gemessene (a) und anhand des in Abbildung 43 angegebenen Modells simulierte (b) HF-Leistungsabhängigkeit des kritischen Stromes (lang gestrichelt), der sub-harmonischen (dicke Linie) und der ersten Shapiro-Stufe (kurz gestrichelt). Das simulierte Verhalten der sub-harmonischen Stufe, wurde in seiner Höhe mit fünf multipliziert. Die in a) und b) dargestellten Leistungsabhängigkeiten der subharmonischen Stufe lassen sich mit $\Delta I_{1/2} = (I_S \cdot \Delta I_1)^{-1/2} / 4$ (dünne Linie) recht gut beschreiben.

frequenz ein ganzes Vielfaches der charakteristischen Josephson-Frequenz noch die Gesamtkapazität genügend groß. Andererseits entspricht die Resonanzfrequenz der gekoppelten Impedanz $\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ genau der Relativfrequenz der LO-Einstrahlung und es wurde eine nicht zu vernachlässigende Induktivität angenommen, welche bzgl. der HF-Resonanzoszillationen bekanntlich ähnlich wirkt wie eine Kapazität nur mit einer anderen Phasenverschiebung. Dieses deutet offensichtlich auf die Kopplung des externen Resonanzkreises sowohl mit den Josephson-Oszillationen selber als auch mit der den Josephson-Kontakt synchronisierenden externen HF-Strahlung hin. D.h., daß im vorliegenden Fall die sub-harmonische Stufe der halben Shapiro-Ordnung zwar ebenfalls durch die Kopplung der zweiten Harmonischen der Josephson-Oszillationen mit der externen LO-Strahlung entsteht, nicht jedoch anhand der Josephson-Parameter, wie im ungekoppelten RCSJ-Modell, sondern durch einen externen Resonanzkreis. In der Simulation erscheint die sub-harmonische Stufe im Verhältnis zur ersten Shapiro-Stufe gegenüber dem Experiment kleiner (ca. fünfmal so klein) aber deutlich schärfer. Die Ursache der Substufenverschmierung im Experiment kann in einer endlichen Güte des realen Resonanzkreises liegen, welche in der Simulation bei Unendlich liegt, da aus simulationstechnischen Gründen keine Dämpfung im Impedanzschwingkreis des Modells eingebaut wurde. Andererseits spiegelt das hier verwendete Modell aufgrund nachfolgend genannter Befunde wahrscheinlich nur bedingt die gegebene Realität wieder, welches ein Grund für die generell höheren sub-harmonischen Stufen im Experiment verglichen mit denen der Simulation sein kann. Zu den oben genannten Beobachtungen aus Abbildung 43b bzgl. der zweiten und dritten Shapiro-Stufe wurde in diesem Modell keine Erklärung gefunden, da es in dieser Hinsicht nach wie vor ähnliche Ergebnisse liefert wie das ungekoppelte RCSJ-Modell. Weiterhin war es nicht möglich mit den selben Impedanzkreisparametern gleichzeitig eine sub-harmonische Stufe in der Kennlinie mit LO-Einstrahlung und eine entsprechende Resonanzstromstufe in der Kennlinie ohne LO-Einstrahlung zu simulieren. Hierfür mußte jedesmal für den entsprechenden Fall der Wert des Load-Widerstandes R_L stark verändert werden. Somit ist es mit hoher Sicherheit wahrscheinlich, daß diese sub-harmonischen bzw. Resonanzstufen nicht, wie die Variation des differentiellen Widerstandes, durch eine reine Impedanz-Umgebung hervorgerufen werden, sondern aus der entsprechenden geometrischen Konfiguration im Zusammenspiel von Hohlleiter- mit Filterstruktur, wie es Schoelkopf schon vermutet hatte. Diese Erklärung stützt auch die Beobachtung, daß die von einer sub-harmonischen Stufe hervorgerufene Höckerstruktur in den ZF-Kennlinien hauptsächlich bei Experimenten mit höheren Frequenzen auftraten, bei denen kleinere Geometrien für Resonanzbildungen ausreichen, die zwangsläufig oftmals vorhanden sind.

5.5. Abhängigkeit des Mischer-Rauschens vom thermischen Rauschen

Um das Rauschverhalten des Mischers über einen großen Bereich des thermischen Fluktuationsparameters insbesondere bei $\Gamma < 3 \cdot 10^{-3}$ untersuchen zu können, wurde dazu ein Mischer verwendet, der einen relativ hohen kritischen Strom und infolgedessen entsprechend einen verhältnismäßig geringen Quasiteilchenwiderstand aufwies. Das machte den Kompromiß erforderlich, nicht jeweils die bestmögliche Rauschtemperatur zu erhalten. Der untersuchte Mischer hatte bei 20 K einen kritischen Strom von $I_C = 400 \mu\text{A}$ und einen Quasiteilchenwiderstand von $R_N = 5 \Omega$. Mischer mit relativ optimalen Parametern bzgl. ihres Eigenrauschens wurden schon von Harnack [Har2000] bei 90 und 115 GHz ($\Omega_{LO} = 0,5$) untersucht, wobei in beiden Fällen ein nahezu temperaturunabhängiges Rauschverhalten bei etwa $\Gamma = 1 \cdot 10^{-2} \dots 4 \cdot 10^{-2}$ beobachtet wurde, wie es laut Abbildung 12 im Bereich von etwa $\Gamma = 3 \cdot 10^{-3} \dots 1 \cdot 10^{-1}$ für $\Omega_{LO} = 0,4$ zu erwarten wäre. Harnack hatte jedoch keinen weiteren Abfall der Mischer-Rauschtemperatur für kleinere Fluktuationsparameter, wie in Abbildung 12 bei $\Gamma \lesssim 3 \cdot 10^{-3}$, beobachten können, da die niedrigen kritischen Ströme der verwendeten Mischer und die kleinste mögliche Betriebstemperatur von ca. 5 K in seinen Untersuchungen keine kleineren Γ -Werte als 10^{-2} ergaben.

Abbildung 46a zeigt die gemessene Temperaturabhängigkeit des Mischer-Rauscherhalten für den untersuchten 345-GHz-Mischer [Scher2001]. Dazu wurden jedesmal die LO-Leistung und die Tuner so nachgestellt, daß die niedrigste erreichbare Mischer-Rauschtemperatur für jede Betriebstemperatur gemessen wurde. Die hohen Mischer-Rauschtemperaturen basieren auf der Tatsache nicht optimaler Josephson-Kontaktparameter. Aufgrund dieser hohen

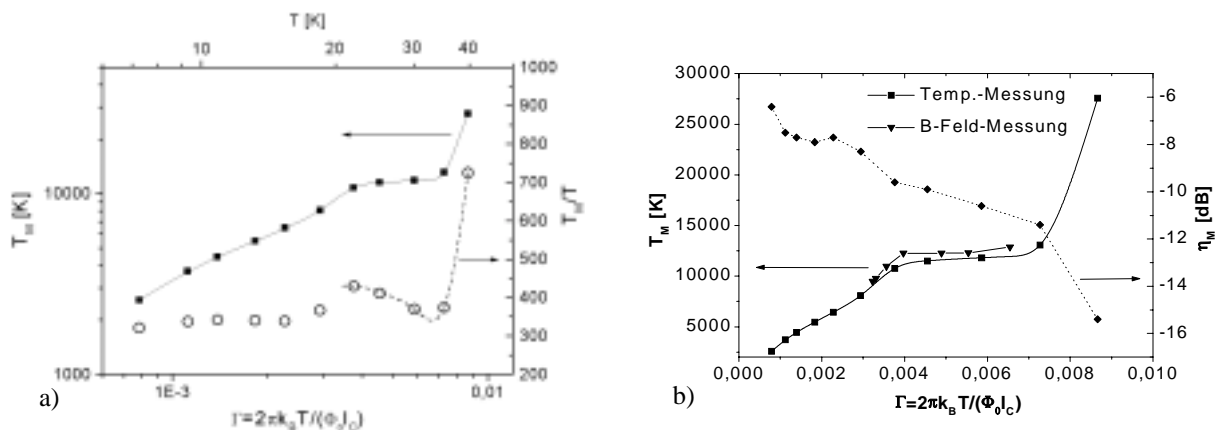


Abbildung 46: Abhängigkeit der Mischer-Rauschtemperatur eines 345-GHz-Hohlleitermischers vom thermischen Fluktuationsparameter variiert durch die Betriebstemperatur (a) bzw. durch Magnetfeldvariation des Suprastromes bei $T = 24$ K (b, \blacktriangledown). In b) ist zum Vergleich noch einmal das $T_M(\Gamma)$ -Verhalten aus a) gezeigt (\blacksquare) und auch die zu diesem Verhalten ermittelte Variation der Mischer-Konversionseffizienz (\blacklozenge). Weitere Erläuterungen siehe Text.

Rauschtemperaturen, war es auch nicht möglich mit Hilfe eines Magnetfeldes die Untersuchung bei konstanten Relativfrequenz Ω_{LO} durchzuführen, wie es in [Har2000] angegeben ist. Die Messungen mit einer Magnetfeldregulierung des Suprastromes für eine konstante Relativfrequenz ergaben wesentlich höhere Rauschtemperaturen, bei denen die Genauigkeit des Hot/Cold-Verfahrens nicht mehr ausreicht, um zuverlässige Aussagen zuzulassen. Deshalb wurde auf eine entsprechende Nachregulierung des Suprastroms verzichtet. Die Relativfrequenz erhöhte sich somit in den Messungen, der hier gezeigten Ergebnisse, aufgrund des temperaturabhängigen kritischen Stromes von $\Omega_{LO}=0,28$ bei $\Gamma=7,9\cdot 10^{-4}$ auf $\Omega_{LO}=0,65$ bei $\Gamma=8,7\cdot 10^{-3}$. Aus den Simulationen von Schoelkopf [Schoel1995] ergibt sich in diesem Ω -Bereich für $\Gamma\approx 0,015$ ein relativ geringfügiger Anstieg der Mischer-Rauschtemperatur um etwa 20% und kaum eine Änderung in der Mischer-Konversionseffizienz. Deutlich erkennbar ist ein Verhalten, wie es aus den Simulationen von Schoelkopf [Schoel1995] (durchgezogene Kennlinie in Abb. 46a) bzw. Taur [Taur1980] (gestrichelte Linie in Abb. 46a für T_M/T) erwartet werden kann. Allerdings endet der Bereich, bei dem das Mischer-Rauschen sich nicht wesentlich mit dem thermischen Fluktuationsparameter ändert, schon bei wesentlich niedrigeren Werten ($\Gamma\approx 7\cdot 10^{-3}$) als es nach Abbildung 12 zu erwarten ist. Das kann man auch in den Untersuchungen in [Har2000] erkennen, jedoch bei einem immerhin um einige Größenordnungen höherem Fluktuationsparameter. Der starke Anstieg der Mischer-Rauschtemperatur bei $\Gamma\approx 7\cdot 10^{-3}$ geht mit einem Verschwinden der Höckerstruktur in den gemessenen ZF-Kennlinien einher, die ab 35 K mit Hilfe der Tunereinstellung nicht mehr erzeugt werden konnte. Somit erklärt sich diese Abweichung aus einem schlagartigem Anstieg der Josephson-Linienbreite und Abfall der Konversionseffizienz (Abbildung 46b). Erstaunlich ist jedoch die Tatsache, daß das temperaturabhängige Mischer-Rauschverhalten auch im Fall eines Resonanz-gekoppelten Josephson-Kontaktes durch die Simulationen anhand eines ungekoppelten Josephson-Mischers generell recht gut beschrieben werden kann.

Abbildung 46b zeigt weiterhin das Mischer-Rauschverhalten in Abhängigkeit des thermischen Fluktuationsparameters, der mit Hilfe eines Magnetfeldes durch die Suprastromverringerng bei konstanter Betriebstemperatur von 24 K verändert wurde. In diesem Fall erhöhte sich die Relativfrequenz von $\Omega_{LO}=0,39$ auf $\Omega_{LO}=0,77$. Die gemessenen Mischer-Rauschtemperaturen liegen geringfügig über denen des temperaturabhängigen Verhaltens, geben aber weitgehend das gleiche Bild wieder. D.h., daß kein wesentlicher Einfluß des Magnetfeldes auf die Mischer-Rauschtemperatur in der Weise existierte, wie es in [Kon2000] bei Josephson-

Mischern mit größeren Kontaktbreiten und inhomogenen Stromdichteverteilungen beobachtet wurde, obwohl die Magnetfeldabhängigkeit des Suprastromes in diesem Fall auf eine recht hohe Stromdichteninhomogenität schließen läßt (siehe Abbildung 28 in Kapitel 4). Möglicherweise hat hier die geringe Josephson-Kontaktbreite von 1 µm eine wichtige Bedeutung.

5.6. Sättigungseffekte

Abschätzungen von Claassen und Richards [Claa1978] für eine nichtlineare Verringerung der Konversionseffizienz von etwa 1 dB aufgrund einer sättigenden Signallinie anhand von Gl.(16) ergaben eine Sättigungsleistung von

$$P_{sat} \approx 50\chi^2 \frac{R_S}{R_N} k_B T f_{LO} \quad . \quad (39)$$

Im vorliegenden Fall des Hohlletermischers kann die Signalimpedanz weitgehend auf etwa 15 Ω angepaßt werden. Somit ergibt sich abschätzungsweise $R_S/R_N \approx 1$. Bei 20 K Betriebstemperatur und einem angenommenen χ von etwa 0,2 ergibt sich eine Sättigungsleistung der Signallinie von etwa 0,2 nW (!). Im Fall der Hot/Cold-Messungen liegt das Signal nicht als Linie vor sondern als eine breitbandige Schwarzkörperstrahlung. Abschätzungen von Claassen und Richards nach Gl.(17) für eine sättigungsbedingte Verringerung der Konversionseffizienz von etwa 1 dB ergaben:

$$P_{sat} \approx \frac{4\chi \frac{R_S}{R_N} k_B T f_{LO}}{P^2 / Q^2} \quad . \quad (40)$$

Wieder bei 20 K Betriebstemperatur und einer Annahme von $R_S/R_N \approx 1$ und $\chi \approx 0,2$ ergibt sich aus der Strahlungsleistung eines Schwarzkörpers $P_S = k_B T_S \Delta f_{LO}$ für den Mischer mit $\Omega_{LO} \approx 0,4 \dots 0,45$ ($P^2/Q^2 = 0,4$) eine maximal erlaubte Bandbreite der Schwarzkörperstrahlung bei Raumtemperatur von ca. 13%. Diese Bandbreite wäre in den bisherigen Hot/Cold-Messungen unter ausschließlicher Verwendung eines Infrarotfilters überschritten. Deshalb wurden relative Heterodyn-Response-Messungen zur Bestimmung des Sättigungsverhaltens eines 345-GHz-Josephson-Hohlletermischer mit optimalen Kontakt-Parametern ($I_C = 90 \mu A$; $R_N = 20 \Omega$ bei 20 K) durchgeführt. Diese Messungen stellen eine sehr hohe Anforderung an die erlaubten Toleranzen im quasioptischen Teil des HF-Meßplatzes. Da innerhalb der am ISI verwendeten quasioptischen HF-Platte verschiedentlich geringfügige LO-Reflexionen beobachtet wurden und für die Messungen weitere HF-Komponenten notwendig waren,

wurden diese Messungen bei RPG von D. Diehl durchgeführt. Die gewonnenen Daten sollen hier analysiert werden. Die Kühlung der Proben auf stabile 17 K im Meßaufbau von RPG erfolgte durch einen Gifford-McMahon-Kühler. Für die Heterodyn-Response-Messungen wurde zusätzlich ein stark abgeschwächtes Signal eines zweiten HF-Generators über einen weiteren Mylar-Strahlteiler in den Mischerblock eingekoppelt. Das Signal wurde mit einer Frequenz von 2 kHz moduliert. Die Differenz in der ZF-Leistung zwischen ein- und ausgeschaltetem Signal wurde mit einer Si-Detektordiode und einem Lock-In-Verstärker gemessen. Die Messung erfolgte abwechselnd

mit einem 77 K kalten und einem 296 K warmen Schwarzkörper im Signalhintergrund. Da die Konversionseffizienz ohne Sättigungserscheinung in beiden Fällen die gleiche ist, sollten beide relativen Heterodyn-Response-Kennlinien übereinanderliegen. Abbildung 47 zeigt die gemessenen Kennlinien mit den jeweiligen Strom-Spannungskennlinien des gepumpten Mixers einmal bei nicht resonanter Kopplung (47a) und zum anderen bei starker resonanter Kopplung des Josephson-Mixers (47b) anhand der Tunerstellung unter Verwendung eines Infrarotfilters und bei starker resonanter Kopplung des Josephson-Mixers unter zusätzlicher Verwendung eines Fabry-Perot-Filters (47c). In allen Fällen sind deutlich erkennbare Abweichungen der jeweiligen Heterodyne-Response-Kennlinien zu sehen. Abbildung 47a zeigt eine Konversionsdepression im Arbeitspunkt um $-0,4$ dB. Das bedeutet eine Verringerung des ZF-Signals durch Sättigung des Mixers um ca. 9% gegenüber dem ZF-Signal bei dem keine Sättigung vorliegt. Wohingegen im Fall der optimalen Tunereinstellung (Abbildung 47b) eine Konversionserhöhung um $0,6$ dB (ca.

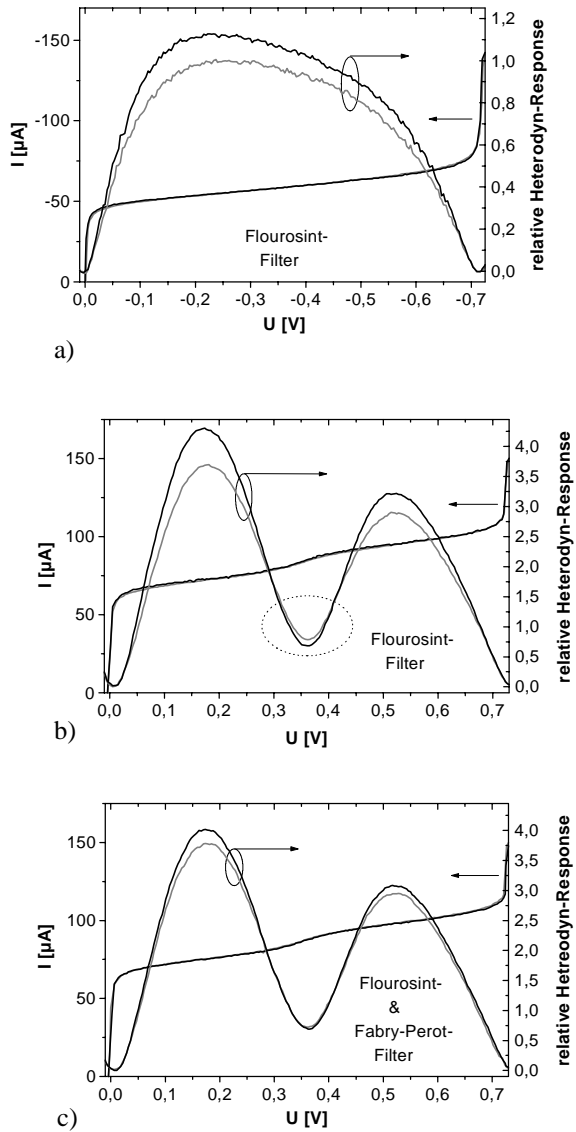


Abbildung 47: Relative Heterodyn-Response eines optimalen 345-GHz-Mixers bei Hot- (grau) bzw. Cold-Hintergrund (schwarz) mit jeweils dazugehöriger I-U-Kennlinie. a) und b) nur mit Infrarotfilter, c) zusätzlich mit Fabry-Perot-Filter am Signaleingang. Nähere Erläuterungen siehe Text.

15%) im Arbeitspunkt und außerhalb des Arbeitspunktes eine maximale Depression um $-0,7$ dB festzustellen ist. Selbst bei einer sehr schmalen Bandbreite der Schwarzkörperstrahlung aufgrund des vorgeschalteten Fabry-Perot-Interferometers ergibt sich eine maximale Konversionsdepression außerhalb des Arbeitspunktes von etwa $-0,2$ dB. Im Arbeitspunkt jedoch kommt es hier zu keiner Sättigungserscheinung.

Es ist klar, daß die Sättigungseffekte, wie sie in [Claa1978] beschrieben wurden, in erster Linie zu einer Konversionsdepression führen. Im Fall der Konversionserhöhungen scheint ein anderer Effekt verantwortlich zu sein. Betrachtet man die jeweiligen Strom-Spannungskennlinien in Abb. 47b genauer, fällt eine geringfügig stärkere Verrundung der Kennlinie bei der Hot- gegenüber der Cold-Messung auf. Reflexionsmessungen (Abbildung 48) bestätigen die Vermutung einer Veränderung der ZF-Anpassung aufgrund geringfügiger Änderungen im dynamischen Widerstand im Fall optimaler Tunereinstellung und unter ausschließlicher Verwendung eines Infrarotfilters (48b), bei dem auch die Konversionserhöhung im Arbeitspunkt gemessen wurde. Im Arbeitspunkt fallen die ZF-Reflexionen für die Hot-Messung geringer aus als für die Cold-Messung. Somit ist hier die Heterodyn-Response bei warmer Schwarzkörper-Hintergrundstrahlung höher als bei kalter. Weiterhin ist der umgekehrte Effekt außerhalb des Arbeitspunktes zu beobachten. Andererseits läßt die Messung bei nicht optimaler Tunereinstellung keine ZF-Anpassungsänderungen erkennen (Abbildung 48a), ebenso wie im Fall optimaler Tunereinstellung jedoch unter zusätzlicher Verwendung eines Fabry-Perot-Filters. Daraus und aus weiteren Messungen mit einer Rauschdiode läßt sich schlußfolgern, daß die geringfügige

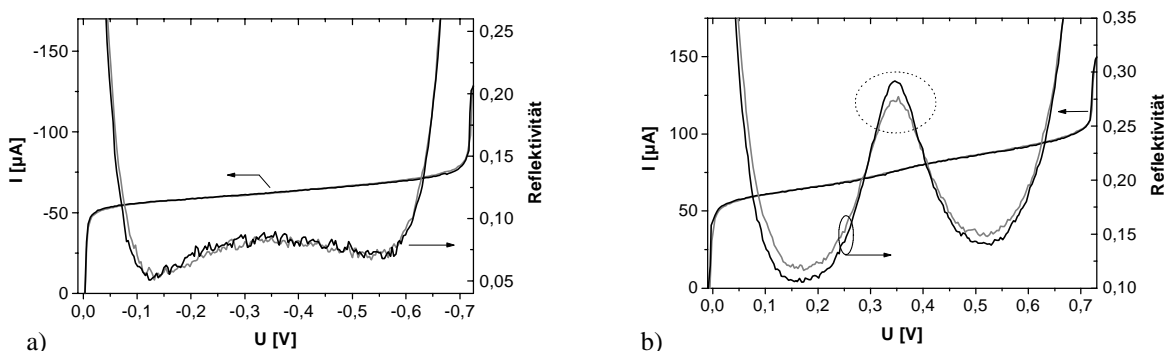


Abbildung 48: ZF-Reflexionskoeffizient eines 345-GHz-Hohlleiters bei Hot- (grau) und Cold-Hintergrund (schwarz) für die Messungen unter ausschließlicher Verwendung eines Infrarotfilters bei einer Tunerstellung, die keine (a) und eine starke Resonanzkopplung (b) des Josephson-Mischers generiert mit den dazugehörigen I-U-Kennlinien. In b) erkennt man deutlich eine größere ZF-Reflektivität bei Cold als bei Hot im optimalen Arbeitspunkt (Markierung).

Änderung des dynamischen Widerstandes auf einer zusätzlichen Verrundung aufgrund der eingebrachten HF-Rauschleistung basieren. In den Messungen sowohl mit dem Fabry-Perot-Interferometer als auch bei nicht optimaler Tunereinstellung und ausschließlich mit Infrarotfilter ist die Rauschleistung aufgrund der geringen Bandbreite der empfangenen Schwarzkörperstrahlung bzw. ihrer relativ schlechten Anpassung wesentlich geringer. Die Konversionseffizienzdepression außerhalb des Arbeitspunktes in der Messung mit zusätzlichem Fabry-Perot-Interferometer ist aufgrund dieser extrem kleinen Bandbreite der empfangenen Schwarzkörperstrahlung wohl eher auf eine Sättigung durch die Signallinie zurückzuführen.

Es ist zu bemerken, daß die Sättigungseffekte geringer ausgefallen sind als anhand der oben durchgeführten Abschätzung zu erwarten war. Die Ursachen können einerseits in einer wesentlich geringeren Signalanpassung, als sie für die Abschätzung angenommen wurden, und andererseits in einer Bandbreitenselektion aufgrund der Resonanz- und Impedanz-Kopplung der Josephson-Kontakte liegen. Die für den HTSL-Josephson-Hohlletermischer bei 345 GHz ($\eta_R \approx 0,3 \dots 0,45$) bestimmte Sättigung von 9% bis 15% bei einer breitbandigen Schwarzkörperstrahlung, wie sie bei ausschließlicher Verwendung eines Infrarotfilters vorliegt, ist erwartungsgemäß geringer als die von TTSL-Josephson-Hohlletermischern bei 100 GHz ($\eta_R \approx 0,25$) von Schoelkopf bestimmten 30% Sättigung [Schoel1995]. Es stellte sich aber weiterhin die Frage in wie weit diese Sättigungseffekte die Ergebnisse der Rausch- und Konversionsmessungen beeinflussten. Deshalb wurde die Mischer-Rauschtemperatur und Konversionseffizienz unter zusätzlicher Verwendung des Fabry-Perot-Interferometers gemessen. Bei 17 K ergab sich eine beste Mischer-Rauschtemperatur von 1160 K und eine Konversionseffizienz von $-3,5$ dB für den oben genannten Josephson-Mischer. Bei einem ZF-Reflexionskoeffizienten von etwa 0,3 ergibt sich somit eine Mischer-Konversionseffizienz von etwa $-2,0$ dB. Berücksichtigt man, daß das Interferometer auch geringfügige HF-Verluste verursacht, decken sich diese Werte weitgehend mit den Werten, die in Kapitel 5.3. genannt sind.

Es sei erwähnt, daß bei entsprechenden Tunerstellungen das Hot/Cold-Verfahren auch „negative“ Rauschtemperaturen liefern kann. Dabei handelt es sich um den Fall, daß die ZF-Ausgangsleistung des Mixers für die Hot-Messung im Arbeitspunkt einen geringeren Wert aufweist als für die Cold-Messung (Abbildung 49). Dieser Effekt wurde jedoch nur in Fällen beobachtet, bei denen der dynamische Widerstand i.a. recht hoch ausfällt. Dieses Verhalten

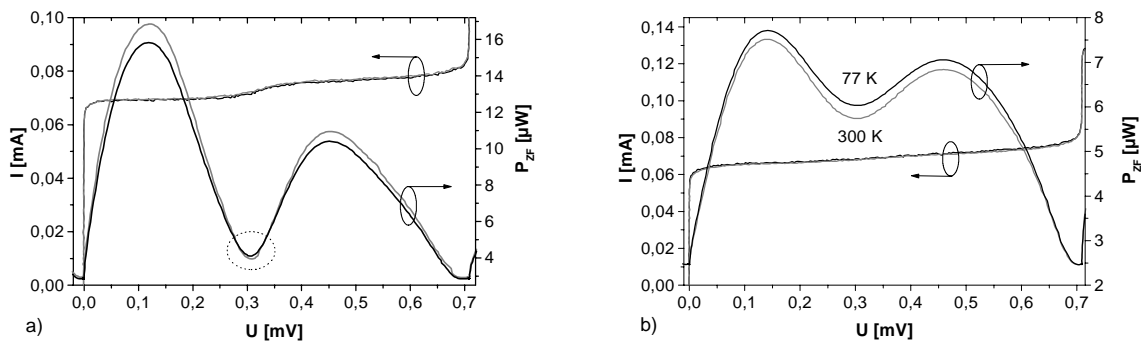


Abbildung 49: ZF-Leistungskennlinien für Hot (grau) und Cold (schwarz) bei bestimmten Tunerstellungen, aus denen sich negative Rauschtemperaturen errechnen, mit den dazugehörigen I-U-Kennlinien. In a) ergibt sich eine negative Rauschtemperatur im optimalen Arbeitspunkt (Markierung) und in b) im gesamten Speisespannungsbereich zwischen Suprastrom und erster Shapiro-Stufe.

läßt sich aufgrund der oben beschriebenen Sättigungseffekte erklären. Abbildung 49a zeigt das Verhalten, bei der eine entsprechende ZF-Anpassungsänderung vorliegt. Abbildung 49b läßt auf ein recht starkes Sättigungsverhalten nach der Art wie in Abbildung 47a schließen. Ein Verhalten wie in Abbildung 49b wurde auch bei einigen quasioptischen Messungen von HTSL-Josephson-Mischern beobachtet [Yag2000].

5.7. Schlußfolgerungen zur Anwendung von HTSL-Josephson-Mischern

Die in dieser Arbeit experimentell bestimmten Mischer-Rauschtemperaturen von 1000...1200 K bei 20 K Betriebstemperatur sind die bisher niedrigsten Rauschwerte für HTSL-Josephson-Mischer, die in diesem Betriebstemperaturbereich gemessen wurden. Abbildung 50 zeigt die bisher gemessenen Mischer-Rauschtemperaturen von HTSL-Josephson-Mischern im Vergleich zu denen der derzeit bevorzugt verwendeten Mischertypen. Die leichte Verringerung der Rauschtemperatur mit höheren Frequenzen ergibt sich aus den Verbesserungen des jeweiligen Meßaufbaus, die aufgrund der gewonnenen Erfahrungen aus vorherigen Experimenten bei niedrigeren Frequenzen vorgenommen wurden. Weiterhin wurden die Erwartungen bzgl. der Konversionseffizienz weit übertroffen. Beides, Mischer-Rauschtemperatur und Konversionseffizienz, konnten jedoch nur durch die Nutzung und Variation von resonanter Kopplung der Josephson-Kontakte deutlich optimiert werden. Das ist für quasioptische Mischer kaum möglich, weshalb für Anwendungen bei noch höheren Frequenzen (z.B. 800 GHz bis 1,5 THz) die Hohlleitervariante mit variablen Tunern zu bevorzugen wäre. Das läßt sich jedoch schwer realisieren und erhöht andererseits bedeutend die HF-Verluste im Mischerblock. Wie gezeigt wurde, steigt die Mischer-Rauschtemperatur und verringert sich die Konversionseffizienz mit diesen Verlusten beträchtlich. Weiterhin wurde ein geringfügiges Sättigungsverhalten der Josephson-Hohlleitermischer schon für

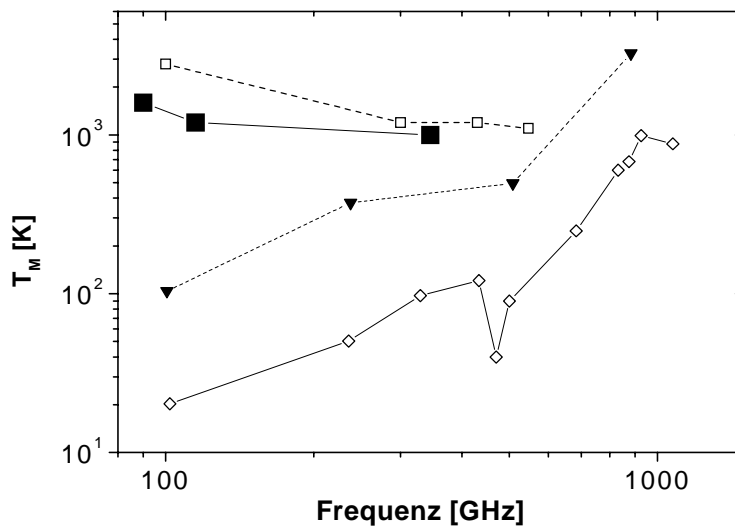


Abbildung 50: Gemessene Mischer-Rauschtemperaturen für HTSL-Josephson-Hohlleitermischer bei $T=20$ K (■) im Vergleich mit HTSL-Josephson-Quasioptikmischern bei $T=4,2$ K (□) und bisher bevorzugt verwendeter Mischertypen, wie SIS-Mischer bei $T=4,2$ K (◇) und Schottky-Mischer bei $T=20$ K (▼), für verschiedene Frequenzen.

Parameter beobachtet, wie sie in Radiometern durchaus Realität sind. Das bedeutet für die Anwendung der Josephson-Mischer als Radiometer entweder eine sehr arbeitsaufwendige und schwer durchzuführende nichtlineare Kalibration oder eine extrem schmalbandige Filterung des Signals, welches im Fall des heterodynem Mischens eine extreme Einschränkung in der zu untersuchenden Bandbreite bedeutet und somit nicht erwünscht ist. Selbst bei diesen Maßnahmen erlauben diese Sättigungseffekte ferner keine Kalibration in der Rauschtemperatur mit einer z.B. für Radiometer in der Atmosphärenforschung geforderten Genauigkeit von ein bis zwei Kelvin. Es ist also offensichtlich, daß die positive Tatsache niedriger LO-Pumpleistungen der Josephson-Mischer zu einem Nachteil für das Kalibrationsverhalten ausfällt und somit dieser Mischertyp unter dem bisherigen Kenntnis- und Anwendungsstand nicht als Radiometer zu empfehlen ist, bei dem eine hohe Genauigkeit gefordert wird. Dieses Fazit konnte Schoelkopf [Schoel1995] im Fall der TTSL-Josephson-Hohlleitermischer aufgrund seiner ungenauen Meßmethode zur Sättigungsbestimmung ebenso wie andere Gruppen wegen fehlender Untersuchungen auf Sättigungsverhalten von TTSL- als auch HTSL-Josephson-Mischern nicht ziehen. Es hat sich in den hier vorliegenden Untersuchungen weiterhin gezeigt, daß diese Sättigungseffekte im Fall der Hohlleitermischer möglicherweise durch Bandbreitenselektion aufgrund der Impedanz- und Resonanz-Kopplung geringer ausfallen als die theoretischen Abschätzungen erwarten ließen. Es ist möglich, dieses Sättigungsverhalten durch die Verwendung entsprechender Reihenschaltungen von Josephson-Kontakten zu verhindern, wie es schon in Kapitel 3.1. etwas ausführlicher beschrieben wurde.

6. Zusammenfassung und Ausblick

*„Ich habe erkannt, daß du, Gott, alles vermagst und kein Plan für dich
unausführbar ist: ‚Wer ist es der den Ratschluß verhüllt ohne Erkenntnis?‘
So habe ich denn meine Meinung mitgeteilt und verstand doch nichts...“
-Hiob 42, 2-6*

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Verhalten von Josephson-Stapelkontakten auf der Basis von DC-gesputterten BSCCO-Dünnschichten ebenso wie auf der Basis von TBCCO-Dünnschichten untersucht. Dabei wurde festgestellt, daß die gesputterten BSCCO-Schichten aufgrund ihrer Phasenunreinheit keine verwendbare Realisierung von Stapelkontaktarrays zuläßt. Die untersuchten TBCCO-Kontaktarrays zeigten jedoch intrinsisches Josephson-Kontaktverhalten. Die Strom-Spannungskennlinien des jeweiligen Kontaktes mit dem niedrigsten kritischen Strom zweier TBCCO-Mesas wurde näher untersucht, wobei sich teilweise Subgapstrukturen in dem Kennlinienbereich zeigten, der vom Quasiteilchenverhalten bestimmt ist. Genau diese Subgapstrukturen konnten von Helm et al. als Ergebnis einer Kopplung der Josephson-Oszillationen mit optischen bzw. akustischen Phononen des TBCCO-Gitters gefunden werden. Andererseits ergaben sich Abweichungen des Kennlinienuntergrundes des Quasiteilchenverhaltens vom RCSJ-Verhalten. Es wurde herausgefunden, daß sich dieses Verhalten zutreffender durch die Beschreibung von Tunnelprozessen der Quasiteilchen bei Berücksichtigung der Zustandsdichte für einen d-Wellen-Supraleiter und einer Quasiteilchenstreuung an den Verunreinigungen der CuO_2 -Ebenen im TBCCO charakterisieren läßt.

Weiterhin wurden zwei Möglichkeiten zur Phasenkopplung der Josephson-Kontakte innerhalb serieller Arrays vorgestellt und anhand analytischer Modellberechnungen bewiesen, daß diese Kopplungstechniken noch Phasenkopplung für Streuungen im kritischen Strom von etwa 4% bzw. sogar etwa 15% erzeugen können. Erste Realisierungsversuche im Fall des ohmschen Shunts scheiterten an zu hohen Übergangswiderständen. Daher sind insbesondere Untersuchungen an Mesas mit resonantem Shunt interessant. Weiterhin sind die verwendeten Berechnungsmodelle mit entsprechenden Impedanzen für HF-Auskoppelstrukturen zu erweitern und diese durch Entwicklung geeigneter Herstellungstechnologien und anhand von Experimenten auf die tatsächliche Ausführbarkeit zu verifizieren.

Es wurde eine Herstellungstechnologie für 115-GHz- und 345-GHz-Hohlleitmischer auf der Basis von Josephson-Bikristallkontakten entwickelt und erfolgreich angewendet. Erstmals wurden HTSL-Josephson-Hohlleitmischer für Frequenzen oberhalb von 300 GHz untersucht. Die experimentell bestimmte Mischer-Rauschtemperatur eines 345-GHz-Hohlleitmischer bei 20 K Betriebstemperatur von etwa 1000 K ist bisher internationaler Bestwert für HTSL-Josephson-Mischern bei einer Betriebstemperatur, die einen Kleinkühlerbetrieb ohne weiteres ermöglicht. Die bei dieser Rauschtemperatur ermittelte Mischer-Konversionseffizienz von etwa $-0,8$ dB ist höher als die bisher gemessenen Werte der z.Z. bevorzugt verwendeten SIS- und Schottky-Mischer. Es konnte gezeigt werden, daß diese bisherigen Bestwerte nur unter Einfluß einer resonanten Kopplung erreicht wurden. Die physikalischen Einflüsse dieser Kopplung auf das Strom-Spannungsverhalten des Josephson-Kontaktes im gepumpten und ungepumpten Zustand ebenso wie auf die Rauschtemperatur und Konversionseffizienz wurden untersucht und diskutiert. Die Rauschtemperatur wurde in Abhängigkeit vom thermischen Fluktuationsparameter im Fall einer resonanten Kopplung des Josephson-Kontaktes mit seiner HF-Umgebung gemessen und konnte mit Ergebnissen aus dem 3-Port-Modell eines Josephson-Kontaktes ohne resonante Kopplung verglichen werden. Mit dem plötzlichen Verschwinden dieser Resonanzkopplung im Experiment ergaben sich unmittelbare Abweichungen vom qualitativen Verhalten aus dem 3-Port-Modell. Es konnte weiterhin gezeigt werden, daß die theoretischen Abschätzungen für die Impedanz des Josephson-Kontaktes für den Fall einer nur schwachen HF-Einstrahlung mit kleiner Frequenz von van Duzer und Auracher ebenso auch für die ZF-Impedanz des Josephson-Mischer zutrafen. Für die Konversionseffizienz ergab sich nicht die direkte Abhängigkeit vom dynamischen Widerstand im Arbeitspunkt allein, wie es im Fall von ungekoppelten Josephson-Kontakten aus den theoretischen Untersuchungen hervorgeht und für diese auch näherungsweise zutrifft, sondern eher die Abhängigkeit eines gemittelten Wertes über die gesamte Spannungsstufe, wenn man den Arbeitspunkt genau zwischen Suprastrom und erster Shapiro-Stufe wählt. Diese Tatsache ist neu und erfordert eine Korrektur der bisherigen theoretischen Berechnungen für die Konversionseffizienz von Josephson-Mischern. Ferner wurden Sättigungseffekte bei Signalleistungen beobachtet, die sich in bestimmten Fällen im Radiometerbetrieb durchaus ergeben. Auch wenn diese kleiner ausfallen als es theoretische Abschätzungen im Fall eines ungekoppelten Josephson-Mischer erwarten lassen, zeigte sich, daß dadurch keine einfache und für die Anwendung erforderliche genaue Kalibration der Josephson-Mischer möglich ist. Ein Ausweg ergibt sich nach heutigem Stand der Erkenntnis in

der Verwendung von seriellen phasengekoppelten Josephson-Kontaktarrays. Das erfordert jedoch dringend weitere Untersuchungen an Mischern auf Basis serieller Josephson-Kontaktarrays. Als Realisierungsmöglichkeit serieller Arrays bieten sich hier z.B. intrinsische Stapelkontaktarrays mit entsprechenden Shuntgeometrien an, wie sie in dieser Arbeit theoretisch untersucht wurden.

Literaturverzeichnis

- [Ant1978] E. V. Antyukh, Yu. Ya. Divin, V. F. Zabolotnyi, F. Ya. Nad', *Astronomitsjetski Z.* **55** (1978) 888
- [Aur1973] F. Auracher, T. van Duzer, *J. Appl. Phys.* **44** (1973) 848
- [Aur1974] F. Auracher, T. van Duzer, *Rev. de Phys. Appl.* **9** (1974) 16
- [Bar1982] A. Barone, G. Paterno: „Physics and Applications of the Josephson Effect“, John Wiley and Sons, New York (1982)
- [Bard1957] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, *Phys. Rev. B* **108** (1957) 1175
- [Benz1995] S. P. Benz, C. D. Reintsema, R. H. Ono, J. N. Eckstein, I. Bozovic, G. F. Virshup, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5** (1995) 2915
- [Blan1978] T. G. Blaney: „Josephson Mixers at Submillimeter Wavelength: Present Experimental Status and Future Developments“ in *Future Trends in Superconductive Electronics*, Hrsg. B. S. Deaver, Jr., *AIP Conf. Proc.* **44** (1978)
- [Claa1978] J. H. Claassen, P. L. Richards, *J. Appl. Phys.* **49** (1978) 4117
- [Claas1978] J. H. Claassen, P. L. Richards, *J. Appl. Phys.* **49** (1978) 4130
- [Chri1994] D. B. Chrisey, G. K. Hübner: „Pulsed Laser Deposition of thin Films“, John Wiley & Sons, New York (1994)
- [Dar1997] M. Darula, H. Kohlstedt, L. Amatuni, A. M. Klushin, *Inst. Phys. Conf. Ser.* **158** (1997) 599
- [Dar1999] Simulationsprogramm geschrieben von M. Darula, Forschungszentrum Jülich
- [Del1996] K. A. Delin, A. W. Kleinsasser, *Supercond. Sci. Technol.* **9** (1996) 227
- [Diehl1999] ausgeführt von D. Diehl, Radiometer Physics GmbH Meckenheim (1999)
- [Diehl2000] Layout bereitgestellt von D. Diehl, Radiometer Physics GmbH Meckenheim (2000)
- [Dim1988] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, F. K. LeGoues, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 219
- [Div1983] Yu. Ya. Divin, O. Yu. Polyanski, A. Ya. Shul'man, *IEEE Trans Magn. Mag-19* (1983) 613

- [Div1992] Yu. Ya. Divin, J. Mygind, N. F. Pedersen, *Appl. Phys. Lett.* **61** (1992) 3053
- [Dub1994] N. B. Dubash, G. Pance, M. J. Wengler, *IEEE Trans. Microw. Theor. MTT-42* (1994) 715
- [Ecke1996] T. Ecke: „Intrinsischer Josephson-Effekt an $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{-Cu}_2\text{O}_{8+x}$ -Dünnschichten“, Diplomarbeit, Forschungszentrum Jülich (1996)
- [Edr1976] J. Edrich, *IEEE Trans. MTT-24* (1976) 706
- [Edr1977] J. Edrich, D. B. Sullivan, D. G. McDonald, *IEEE Trans. MTT-25* (1977) 476
- [Eng1998] A. Engelhardt: „Ladungstransport an Grenzflächen von HTSL-Rampenkontakten mit $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Barriere“, Dissertation, Forschungszentrum Jülich (1998)
- [Faz1997] V. S. U. Fazio, *Supercond. Sci. Technol.* **10** (1997) 161
- [Fisch1997] G. M. Fischer, J. Mygind, N. F. Pedersen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7** (1997) 3654
- [Froe1995a] O. M. Froelich, H. Schulze, A. Beck, R. Gerdemann, B. Mayer, R. Gross, R. P. Huebener, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5** (1995) 2188
- [Froe1995b] O. M. Froelich, H. Schulze, A. Beck, B. Mayer, L. Alff, R. Gross, R. P. Huebener, *Appl. Phys. Lett.* **66** (1995) 2289
- [Gao1992] J. Gao, Yu. M. Boguslavskij, B. B. G. Klopman, D. Terpstra, R. Wijbrans, G. J. Gerritsma, H. Rogalla, *J. Appl. Phys.* **72** (1992) 575
- [Gough2000] C. E. Gough, P. J. Thomas, J. C. Fenton, G. Yang, preprint cond-mat/00002246, erscheint in *Physica C*
- [GribPLA2000] A. N. Grib, J. Scherbel, P. Seidel, *Phys. Lett. A* **266** (2000) 76
- [Grib2001] A. N. Grib, P. Seidel, J. Scherbel: „Phaselocking in a System of Two Josephson Junctions Shunting by a Superconductor and a Capacitor“, wird veröffentlicht
- [Grndl.Rad.] O. Hachenberg, B. Vowinkel: „Technische Grundlagen der Radioastronomie“, B. I.-Wissenschaftsverlag Mannheim/Wien/Zürich (1982)
- [Hao1996] L. Hao, J. C. Macfarlane, C. M. Pegrum, *Supercond. Sci. Technol.* **9** (1996) 678

- [Har1996] O. Harnack: „Untersuchung der Hochfrequenzeigenschaften von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Josephson-Kontakten und Frequenzmischer-Experimente bei 100 GHz“, Diplomarbeit, Forschungszentrum Jülich (1996)
- [Har2000] O. Harnack: „Conversion Efficiency and noise Properties of High-Temperature Superconductive Mixers“, Dissertation, Forschungszentrum Jülich (2000)
- [Har2001] O. Harnack, Forschungszentrum Jülich, mündliche Mitteilung
- [Heinz1994] E. Heinz, P. Seidel, F. Busse, H. Schneidewind: „Shapiro Steps in High- T_C Josephson Junctions and DC-SQUIDS“ in *Weak Superconductivity*, Eds. S. Benacka, P. Seidel, V. Strbik, Slovak Academy of Sciences Publ., Bratislava (1994) 78
- [Helm2000] Ch. Helm, Ch. Preis, Ch. Walter, J. Keller, *Phys. Rev. B.* **62** (2000) 6002
- [Hüb2000] U. Hübner: „Hochauflösende Elektronenstrahlolithographie für Submikrometerstrukturierung von HTS-Josephsonkontakten“, Dissertation, Isle Verlag Ilmenau (2000)
- [Jia1991] C. L. Jia, B. Kabius, K. Urban, K. Herrmann, G. J. Cui, J. Schubert, W. Zander, A. I. Braginskii, Ch. Heiden, *Physica C* **175** (1991) 545
- [Joa1995] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn: „Photonic Crystals“, Princeton University Press, Princeton / New Jersey (1995)
- [Jos1962] B. D. Josephson, *Phys. Lett.* **1** (1962) 251
- [Kar1998] BSCCO-Mesas hergetellt und Messungen durchgeführt von K. Karlovsky, Forschungszentrum Jülich (1998)
- [Kautz1990] R. L. Kautz, J. M. Martinis, *Phys. Rev. B* **42** (1990) 9903
- [Klein1997] R. Kleiner, P. Müller, *Physica C* **293** (1997) 156
- [Klu1996] A. M. Klushin, W. Prusseit, E. Sodtke, S. I. Braginskii, L. E. Amatuni, H. Kohlstedt, *Appl. Phys. Lett.* **69** (1996) 1634
- [Kon2000] J. Konopka, S. J. Lewandowski, A. Konopka, I. Wolff
- [Kuz1981] L. S. Kuz'min, K. K. Likharev, G. A. Ovsyannikov, *Radio Eng. Electron. (USSR)* **26** (1981) 102
- [Lat1999] Yu. I. Latyshev, T. Yamashita, L. N. Bulaevskii, M. J. Graf, A. V. Balatsky, M. P. Maley, *Cond-Mat* / 9903256 (17. März 1999) 1
- [Lee1995] K. Lee, I. Iguchi, *Appl. Phys. Lett.* **66** (1995) 769

- [Likh1972] K. K. Likharev, V. K. Semenov, *JETP Lett.* **15** (1972) 442
- [Likh1991] K. K. Likharev: „Dynamics of Josephson Junctions and Circuits“, Gordon and Breach, Philadelphia (1991)
- [Lin1998] S. Linzen, Y. J. Tian, U. Hübner, F. Schmidl, J. Scherbel, P. Seidel, *J. Phys. IV France* **8** (1998) 297
- [Lin2000] S. Linzen: „Epitaxie von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ - und Pufferschichten auf siliziumsubstraten zur Herstellung supraleitender kryoelektronischer Bauelemente“, Shaker-Verlag Aachen (2000)
- [Man1991] M. Manzel, H. Bruchlos, G. Bruchlos, Th. Eick, E. Steinbeiß, M. Klinger, G. Eimbeck, *phys. stat. sol. (a)* **131** (1991) K43
- [Marx1995] A. Marx, U. Fath, L. Alff, R. Gross, *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 1929
- [Mat2000] T. Matsui, H. Ohta, preprint, eingereicht für *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (2001)
- [McCu1968] D. E. McCumber, *J. Appl. Phys.* **39** (1968) 3113
- [McGra1997] W. R. McGrath, A. Skalare, B. Karasik, M. Gaidis, B. Bumble, H. G. LeDuc, P. J. Burke, R. J. Schoelkopf, D. E. Prober, S. Verghese, K. A. McIntosh, E. R. Brown, *Proc. ESA Symposium: „The Far Infrared and Submillimetre Universe“*, 15-17 April, Grenoble, Frankreich, **ESA SP-40** (1997) 401
- [Nie2000] J. Niemeyer, *Supercond. Sci. Technol.* **13** (2000) 546
- [Ovsyan1982] G. A. Ovsyannikov, A. S. Kuz'min, K. K. Likharev, *Radio Eng. & Electron. Phys. (USA)* **27** (1982) 142
- [Pet1999] K. Peters, CrysTec GmbH Berlin, mündliche Mitteilung
- [Pfuch1996] A. Pfuch: „Untersuchungen an dünnen Schichten und verschiedenen Josephsonkontakttypen auf der Basis von 2212-Hochtemperatursupraleitern“, Dissertation, Universität Jena (1996)
- [Phys2000] D. Arnone, C. Ciesla, M. Pepper: „Terahertz imaging comes into view“ in *Physics World* 13⁴, Institute of Physics Publishing Ltd. Bristol (2000)
- [Pol1991] V. Polonsky, V. K. Semenov, P. N. Shevchenko, *Supercond. Sci. Technol.* **4** (1991) 667
- [Rich1978] J. Richter, P. Seidel, *Exper. Technik Physik*, Berlin **26** (1978) 217

- [Rut1983] D.B. Rutledge, D. P. Neikirk, D. P. Kasilingam: „Integrated Circuit Antennas“ in *Infrared and Millimeterwaves* **10**, ed. K. J. Button, Academic Press INC., Orlando / Florida (1983)
- [Scher2001] J. Scherbel, M. Darula, O. Harnack, M. Siegel, akzeptiert für *IEEE Trans Appl. Supercond.* (2001)
- [Schlen1995] K. Schlenga, G. Hechtfisher, W. Walkenhorst, P. Müller, F. X. Régi, H. Savary, J. Schneck, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5** (1995) 3272
- [Schlen1998] K. Schlenga, R. Kleiner, G. Hechtfisher, M. Mößle, S. Schmitt, P. Müller, Ch. Helm, Ch. Preis, F. Forsthofer, J. Keller, H. J. Johnson, M. Veith, E. Steinbeiß, *Phys. Rev. B* **57** (1998) 14518
- [Schm1996] T. Schmauder: „Mehrlagenepitaxie für kryoelektronische Bauelemente auf der Basis von Hochtemperatursupraleitern“, Dissertation, Universität Jena (1996)
- [Schoel1995] R. J. Schoelkopf: „Studies of Noise in Josephson-Effekt Mixers and their Potential for sub-mm Heterodyne Detection“, Ph.D.-Dissertation, California Institute of Technology (1995)
- [SchoelMTT1995] R. J. Schoelkopf, J. Zmuidzinas, T. G. Phillips, H. G. LeDuc, J. A. Stern, *IEEE Trans Microw. Theor. Technol.* **MTT-43** (1995)
- [Schu1999] J. Schubert, A. Semenov, G. Gol'tsman, H.-W. Hübers, G. Schwaab, B. Voronov, E. Gershenzon, *Supercond. Sci. Technol.* **12** (1999) 748
- [Sei1991] P. Seidel, M. Siegel, E. Heinz, *Physica C* **180** (1991) 284
- [Sei1995] P. Seidel, E. Heinz, T. Flegel, F. Busse, Int. Workshop, 2.-5. März, Frascati, Italien (1995)
- [Sei1996] P. Seidel, A. Pfuch, F. Schmidl, J. Scherbel, U. Hübner, *Czech. Journ. Phys.* **46** (1996) 1263
- [Sei1997] P. Seidel, A. Pfuch, U. Hübner, F. Schmidl, H. Schneidewind, T. Ecke, J. Scherbel, *Physica C* **293** (1997) 49
- [Sei2000] P. Seidel, A. N. Grib, Yu. Shukrinov, J. Scherbel, U. Hübner, F. Schmidl, erscheint in *Physica C* (2001)
- [Sha1963] S. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **11** (1963) 11
- [Shim1997] H. Shimakage, Y. Uzawa, M. Tonouchi, Z. Wang, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7** (1997) 2595

- [Shu1999] Yu. Shukrinov, P. Seidel, J. Scherbel: „Quasiparticle Current in the Intrinsic Josephson Junctions in TBCCO“, unveröffentlicht
- [SkoJAP1974] W. J. Skocpol, M. R. Beasley, M. Tinkham, *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 4054
- [SkoJLTP1974] W. J. Skocpol, M. R. Beasley, M. Tinkham, *J. Low Temp. Phys.* **16** (1974) 145
- [Stew1968] W. C. Stewart, *Appl. Phys. Lett.* **12** (1968) 277
- [Taur1980] Y. Taur, *IEEE Trans. Electr. Dev.* **ED-27** (1980) 1921
- [Tar1999] M. Tarasov, E. Stepantsov, Z. Ivanov, O. Harnack, M. Darula, S. Beuven, H. Kohlstedt, *IEEE Trans. Appl. Supercond* **9** (1999) 3761
- [Thom1973] E. D. Thomson, *J. Appl. Phys.* **44** (1973) 5587
- [Tinc1996] S. S. Tinchev, *Physica C* **256** (1996) 191
- [Ton1996] M. Tonouchi, H. Shimakage, Z. Wang, T. Yasuda, A. Itoh, S. Takano, *Proc. 16th Intern. Cryog. Eng. Conf.*, 20.-24. Mai, Kitakyushu, Japan, **3** (1997) 1643
- [Trees1998] B. R. Trees, E. B. Harris, *Phys. Rev. B* **57** (1998) 5425
- [Tuc1979] J. R. Tucker, *IEEE J. Quan. Elec.* **QE-15** (1979) 1234
- [Wagn1993] P. Wagner, F. Hillmer, U. Frey, H. Adrian, T. Steinborn, L. Ranno, A. Elschner, I. Heyvaert, Y. Bryunseraede, *Physica C* **215** (1993) 123
- [Wald1997] H. Wald, J. Scherbel, S. Wunderlich, F. Schmidl, H. Schneidewind, J. Heinrich, P. Seidel: „Herstellung und Charakterisierung von Step-edge-Josephsonkontakten“, Abstr. KRYO'97, Bad Herrenalb, 21.-23. September (1997)
- [Won1994] H. Won, K. Maki, *Phys. Rev. B* **49** (1994) 1397
- [Wyss1999] R. A. Wyss, B. S. Karasik, W. R. McGrath, B. Bumble, H. LeDuc, *Proc. 10th Int. Symp. Space THz Technol.*, Charlottesville, 16-18 März (1999)
- [Yag2000] P. Yagoubov, SRON Groningen (NL), mündliche Mitteilung
- [Zak1995] D. Zakharov, D. Hesse, F. Nouvertne, J. Auge, H. Hoffschulz, J. Dreßen, H. G. Roskos, H. Kurz, G. Güntherodt, *Physica C* **245** (1995) 84
- [Zav1981] V. P. Zavaleev, K. K. Likharev, *IEEE Trans. Magn.* **Mag-17** (1981) 830

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen ganz herzlich bedanken, die zu der Entstehung der vorliegenden Arbeit mit beigetragen haben.

In besonderer Weise möchte ich mich bedanken bei:

Meiner lieben Frau, die mich besonders in allen schwierigen und entmutigenden Phasen immer wieder ermuntert hat und mir so manche Alltagsorgen während besonders anstrengenden Zeiten abgenommen hat.

Prof. Dr. Paul Seidel, meinem Doktorvater, der durch viele wissenschaftliche Diskussionen und Hinweise meinen Horizont auf dem Gebiet der Supraleitung umfangreich erweiterte und bei manchen anfänglichen Problemen doch immer wieder Wege fand, daß diese Dissertationsarbeit kontinuierlich fortgeführt werden konnte. Danken möchte ich ihm vor allem, daß er immer und zu jeder Zeit ansprechbar war, wenn es um wichtige Fragen und bürokratische Hilfen zur Arbeit ging, auch wenn er eigentlich mal keine Zeit hatte.

Dr. Michael Siegel, meinem hiesigen Betreuer am Forschungszentrum, der mir immer mit wissenschaftlichem Rat bei der Bearbeitung des Mischer-Projektes zur Seite stand und mir so manche Hinweise für eine effektive Gestaltung wissenschaftlicher Veröffentlichungen und Berichte gab. Auch schaffte er mir immer wieder Freiräume sowohl in dienstlichen als auch persönlichen Belangen, in denen ich gelernt habe weitgehend selbstständig Verantwortung zu übernehmen. Auch danke für die Ermahnungen manchmal etwas mehr Rücksicht auf meine Frau zu nehmen (VA Beach).

Dr. Marian Darula für die gute Betreuung bei der Bearbeitung des Mischer-Projektes und insbesondere für die Ermutigungen während der Optimierungsarbeiten zur Substratbearbeitung der 345-GHz-Mischer, wenn die Mischer nach tagelanger Arbeit zum x-ten Male wieder zerbrochen waren.

Dr. Oliver Harnack für viele Hinweise in der doch recht schwierig zu verstehenden Mischer-Theorie und -Praxis. Auch herzlichen Dank für die dritte und vierte Hand zur Tunereinstellung bei der entscheidenden Rauschmessung der 345-GHz-Mischer sowie für die Durchsicht des Entwurfes dieser Arbeit auf Fehler und Ungenauigkeiten.

Dr. Dirk Diehl, Peter und Rüdiger Zimmermann für so manche Hinweise und Kniffe in der HF-Technik, **Dr. Dirk Diehl** danke ich besonders für die gute Zusammenarbeit bei den Messungen und für viele anregende Diskussionen und Hinweise bzgl. der Meßergebnisse.

Dr. Alexander N. Grib für die Geduld in der Zusammenarbeit bei den Berechnungen zu den Stapelkontakten, insbesondere wenn meine Gedankenwindungen sich in Berücksichtigungen so mancher Einflüsse verfangen hatten.

Dr. W. Krech für anregende Diskussionen über die Dynamik von Josephson-Kontakt-Arrays und einigen Hinweisen bei den Berechnungen zur Phasenkopplung der geschunteten Zweierarrays.

Patrick Pütz für einige Diskussionen über SIS-Mischer und besonders danke für den Hinweis mit dem Pinsel zur Manipulation der Mischer-„Schnipsel“.

Knut Peters für manche Hinweise in der MgO-Behandlung und für die gemeinsamen MgO-Abdünnversuche um die Substratbearbeitung für die Mischer etwas mehr industriereif zu gestalten, auch wenn es nicht geklappt hat, so habe ich doch manche Erkenntnisse über das MgO-Verhalten gewonnen, die die hohe Mischer-Ausbeute von 95...100% nach der Substratbearbeitung gewährleisten.

Mona Nonn für die reibungslose und schnelle Herstellung der Photolithographie-Masken.

Dem Reinraumteam Herr **Schröteler**, Herr **Müller**, Herr **Steffen**, für alle Hilfe in Fragen der Photolithographie-Prozesse und für die schnelle Hilfe, wenn mal der Belichter nicht so arbeitete, wie er sollte.

Danken möchte ich allen derzeitigen und ehemaligen Kollegen, sowohl in der Arbeitsgruppe in Jena als auch in Jülich für das gute Arbeitsklima und den Kollegen in Jülich insbesondere auch für manches gesellige Beisammensein nach getaner Arbeit.

Vergessen möchte ich nicht meine beiden Kinder **Jonathan** und **Naemi**, die mir immer wieder Freude bereiteten und mich in verbissenen Phasen die Welt mit anderen Augen sehen ließen. Und schließlich möchte ich mich noch bei den Geschwistern im HERRN der Missionsgemeinde Jena und der FEG Jülich bedanken, die uns als Familie in Jena bzw. Jülich im gewissen Sinne eine Heimat gegeben und uns auch tatkräftig bei allen Umzugs- und Renovierungsarbeiten geholfen haben.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, daß ich die Arbeit selbständig, ohne zulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Es waren keine weiteren Personen an der inhaltlichen-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, daß ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jülich, den 19.03.2001

Jens Scherbel

Lebenslauf

Persönliche Angaben:

Name: Scherbel
Vorname: Jens
geboren am: 29.08.1970
in: Lauchhammer
Eltern: Scherbel, Peter Sepp
Scherbel, Karin Hedwig Hildegard geb. Sulzmann
Staatsbürgerschaft: BRD
wohnhaf in: 52428 Jülich, Gartenweg 35
Familienstand: verheiratet seit 04.10.1996 mit Anke Scherbel, geb. Müller
ein Sohn Jonathan Jens, geboren am 28.01.1998 in Weimar
eine Tochter Naemi Anke, geboren am 03.08.2000 in Aachen

Schulbildung:

POS „Wladimir Komarow“ Schwarzheide
September 1977-Juli 1987

Volkshochschule Bautzen
September 1989- Juni 1991

Abschluß: Hochschulreife

Lehre:

Konsumgenossenschaft Senftenberg / Gaststätte „Seeblick“
September 1987-Juli 1989
Abschluß: Facharbeiter „Koch für Hotel- und Gaststättenwesen“

Arbeitsverhältnisse:

Konsumgenossenschaft Senftenberg / Gaststätte „Seeblick“
Juli 1987-August 1989

Tätigkeit: Koch

Konsumgenossenschaft Bautzen
Gaststätte „Goldene Höhe“ Rabitz
September 1989-Dezember 1990

Tätigkeit: Koch

Ostsächsische Gaststätten GmbH Dresden
Gaststätte Hochkirch (bei Bautzen)
Januar 1991-Juli 1991

Tätigkeit: Koch

Studium:

Studium der Physik an der Friedrich-Schiller-Universität Jena
Oktober 1991- April 1997

Abschluß: Diplom

Promotionsstudium an der Friedrich-Schiller-Universität Jena
Mai 1997- heute

seit 01.02.1999 externe Bearbeitung des Dissertationsthemas am
Forschungszentrum Jülich GmbH

Jülich, den 19.03.2001

Jens Scherbel