

**Kollektive Fluxonmoden in intrinsischen
Josephson-Kontakten unter
Mikrowelleneinstrahlung**

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Mathematik und Physik
der Eberhard Karls Universität zu Tübingen

vorgelegt von

TOBIAS CLAUSS

aus Waiblingen

2004

Tag der Disputation: 28. Juli 2004

Dekan: Prof. Dr. H. Mütter

1. Berichterstatter: Prof. Dr. R. Kleiner

2. Berichterstatter: Prof. Dr. P. Müller

3. Berichterstatter: Prof. Dr. P. Seidel

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	1
1 Einleitung	3
2 Grundlagen	7
2.1 Josephson-Tunnelkontakte	7
2.1.1 Der Josephson-Effekt	8
2.1.2 Dynamik punktförmiger Josephson-Kontakte . . .	12
RCSJ-Modell	12
Einstrahlung von Mikrowellen	15
2.1.3 Sine-Gordon-Gleichungen für ausgedehnte Josephson-Kontakte	17
Plasmawellen	22
Solitonen	22
2.1.4 Fluxodynamik in Josephson-Tunnelkontakten . .	24
Einfluss von Biasstrom und Dämpfung	24
Fluxodynamik im Nullfeld	26
Fluxodynamik im externen Magnetfeld	27
Anwendung als Hochfrequenz-Oszillatoren	28
2.1.5 Untersuchung von Josephson-Tunnelkontakten im TTREM	30
2.2 Intrinsische Josephson-Kontakte	35
2.2.1 Intrinsischer Josephson-Effekt in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$	35

2.2.2	Theoretische Beschreibung durch die gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen (GSGG)	38
	Plasmaoszillationen	43
	Gültigkeitsbereich der GSGG	44
2.2.3	Fluxodynamik in intrinsischen Josephson-Kontakten	45
	Dynamik im Nullfeld	46
	Dynamik im externen Magnetfeld	50
	Dynamik im externen Mikrowellenfeld	52
2.2.4	Ortsaufgelöste Untersuchung von intrinsischen Josephson-Kontakten	55
3	Probenpräparation und Experimente	57
3.1	Probenpräparation	57
3.2	Experimente	60
3.2.1	Messaufbau Helium-Kryostat	60
3.2.2	Messaufbau TTREM	63
3.2.3	Einkopplung von Mikrowellen	66
3.2.4	Messungen im TTREM	67
3.2.5	Messgenauigkeit	69
4	Ergebnisse und Diskussion	73
4.1	Charakterisierung der Proben im Nullfeld	74
4.2	Strom-Spannungs-Kennlinien im Mikrowellenfeld	80
4.2.1	Messungen bei kleinen Mikrowellenleistungen	83
4.2.2	Kennlinien mit regelmäßigen Strukturen	86
4.2.3	Kennlinien mit unregelmäßigen Strukturen	90
4.2.4	Temperaturabhängigkeit der Effekte	94
4.3	Ortsaufgelöste Messungen im TTREM	98
4.3.1	Messungen bei Kennlinien mit regelmäßigen Strukturen	99
4.3.2	Messungen bei Kennlinien ohne regelmäßige Strukturen	104

4.3.3	Temperaturabhängigkeit der beobachteten Resonanzen	106
4.3.4	Eigenschaften der beobachteten Resonanzen	107
4.4	Diskussion	109
4.4.1	Simulationen auf der Basis der gekoppelten Sine-Gordon Gleichungen	109
	Simulation eines Einzelkontakts	110
	Simulation eines Stapels gekoppelter Kontakte	114
	Abhängigkeit von der eingestrahnten Frequenz	117
	Eigenschaften der auftretenden Resonanzen	121
4.4.2	Simulation von punktförmigen RCSJ-Kontakten unter Berücksichtigung der endlichen Quellimpedanz bei Mikrowelleneinstrahlung	124
	Simuliertes Modell	125
	Simulation mit $f_{ac} = 0.1 f_{pl}$	128
	Simulation bei kleinen Amplituden	134
	Simulation mit $f_{ac} = 0.002 f_c$	139
4.4.3	Zusammenfassung der Ergebnisse	146
5	Schlussdiskussion	151
	Literaturverzeichnis	155

Kurzfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, zu einem Verständnis der Dynamik in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten unter Einstrahlung von niederfrequenten Mikrowellen mit Frequenzen zwischen 2 GHz und 25 GHz zu gelangen. Dabei sollte der Idee nachgegangen werden, ob es möglich ist, mit niederfrequenten Mikrowellen Fluxon-Antifluxon-Paare in den Kontakten zu erzeugen und durch diese kollektive Fluxonresonanzen mit deutlich höheren Frequenzen im Stapel anzuregen. Insbesondere sollte in diesem Zusammenhang geklärt werden, in wie weit eine ortsauflösende Analyse der Dynamik mittels Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie (TTREM) wesentliche Erkenntnisse liefern kann.

Die untersuchten Proben wurden aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Einkristallen präpariert. Dazu wurde eine zweiseitige Präparationsmethode mittels Elektronenstrahl-Lithographie entwickelt und etabliert. Mit dieser Technologie konnten Stufenstapel mit supraleitenden Zuleitungen und definierter Geometrie reproduzierbar hergestellt werden.

Integrale Transportmessungen zeigten, dass unter Mikrowelleneinstrahlung zahlreiche Strukturen auf den Strom-Spannungs-(I-U-) Kennlinien der Proben auftreten. Einige dieser Strukturen korrelieren mit dem Auftreten eines deutlichen periodisch variierenden Kontrasts in der elektronenstrahlinduzierten Spannungsänderung bei der ortsauflösenden TTREM-Analyse. Die TTREM-Spannungsbilder lassen sich durch stehende Plasmawellen in den Kontakten erklären, mit Wellenlängen in der Größenordnung von 10–20 μm . Dabei schwingen die Plasmawellen zumindest im größten Teil des Stapels kollektiv in Phase. Für die Frequenzen dieser Oszillationen können Werte im Bereich von 100–300 GHz abgeschätzt werden.

Zur Erklärung aller Effekte in den Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten unter Mikrowelleneinstrahlung wurden zusätzlich für zwei verschiedene Modelle numerische Simulationen durchgeführt. Die Simulationen bestätigen, dass sich in den Stapeln unter den experimentell relevanten Bedingungen kollektive in-Phase Resonanzen ausbil-

den können. Als weiteres wesentliches Ergebnis lieferten diese Simulationen die Erkenntnis, dass ein großer Teil der auf den I-U-Kennlinien beobachteten Strukturen nicht durch kollektive Resonanzen, sondern durch chaotisches Schalten der einzelnen Kontakte verursacht wird.

Mit der vorliegenden Arbeit konnte also gezeigt werden, dass mittels TTREM eine orts aufgelöste Untersuchung der Dynamik in Stapeln aus intrinsischen Josephson-Kontakten möglich ist, und dass in solchen Stapeln unter Mikrowelleneinstrahlung kollektive in-Phase Resonanzen auftreten können. Für genau solche Resonanzen ist die Abstrahlung von hochfrequenten Mikrowellen mit Frequenzen von über 100 GHz aus dem Stapel mit maximaler Leistung zu erwarten.

Kapitel 1

Einleitung

Seit der Entdeckung des Josephson-Effekts durch B. D. Josephson im Jahr 1962 [Josephson, 1962] sind Josephson-Kontakte (zwei schwach gekoppelte Supraleiter, z.B. getrennt durch eine dünne isolierende Barriere) Gegenstand intensiver Forschung. Die grundlegenden Eigenschaften von Josephson-Kontakten sind zum einen die Abhängigkeit der Differenz der Phasen der makroskopischen Wellenfunktionen in den beiden Supraleitern von dem Suprastrom über den Kontakt und zum anderen das Auftreten eines hochfrequenten Wechselstroms über dem Kontakt. Beide Eigenschaften stellen Grundlagen für wichtige praktische Anwendungen dar.

Durch die Kombination der Flussquantisierung in einem supraleitenden Ring mit der sinusförmigen Strom-Phasen-Beziehung eines Josephson-Kontakts lässt sich z.B. bei Parallelschaltung zweier Josephson-Kontakte in einem supraleitenden Ring ein sogenanntes supraleitendes Quanteninterferometer (SQUID) realisieren [Jaklevic *et al.*, 1964]. Dieses kann unter anderem zur hochempfindlichen Messung von Magnetfeldern eingesetzt werden [Clarke und Braginski, 2004].

Der hochfrequente Wechselstrom macht Josephson-Kontakte prinzipiell zu interessanten Kandidaten für Hochfrequenzoszillatoren. Zur Erhöhung der abgestrahlten Leistung wurden zahlreiche Ansätze untersucht, wie z.B. die Kopplung von vielen Kontakten zu einem syn-

chronisierten Array [Jain *et al.*, 1984] oder der Einsatz von Josephson-Kontakten als sogenannte Fluxon-Oszillatoren, bei denen die erhöhte Abstrahlung bei der Wechselwirkung von magnetischen Flussquanten im Kontakt (*Josephson-Fluxonen*) mit den Kontakträndern ausgenutzt wird [Erné und Parmentier, 1980; Nagatsuma *et al.*, 1983].

Als noch wichtiger für die praktische Anwendung erweist sich der umgekehrte Effekt, bei dem die Spannung über dem Kontakt unter Einstrahlung von Hochfrequenzstrahlung auf genau definierte Werte einrastet. Dieser Effekt erlaubt inzwischen die hochpräzise Messung der Spannungseinheit Volt [Hamilton, 2000].

Mit der Entdeckung der Hochtemperatur-Kupratsupraleiter durch G. Bednorz und K. Müller im Jahr 1986 [Bednorz und Müller, 1986] ergaben sich auch neue Möglichkeiten für die Realisierung von Josephson-Kontakten. Josephson-Kontakte an Korngrenzen zwischen Hochtemperatur-Supraleitern mit unterschiedlicher Kristallorientierung ermöglichen die vergleichsweise einfache Realisierung von SQUIDs in diesen Materialien [Koelle *et al.*, 1999]; außerdem lassen sich so wichtige grundlegende Eigenschaften der Hochtemperatur-Supraleitung untersuchen, insbesondere die Symmetrie des Ordnungsparameters [Tsuei und Kirtley, 2000; Chesca *et al.*, 2003].

Die Entdeckung, dass sich in Einkristallen einiger besonders anisotroper Hochtemperatur-Kupratsupraleiter wie $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ die Supraleitung auf die dünnen CuO_2 -Ebenen beschränkt und diese mit den dazwischen liegenden isolierenden Zwischenschichten effektiv einen Stapel von gekoppelten Josephson-Kontakten im Kristall bilden [Kleiner *et al.*, 1992], eröffnete auch neue Möglichkeiten für die Realisierung von Hochfrequenzoszillatoren. Bei diesen sogenannten intrinsischen Josephson-Kontakten besitzt der Wechselstrom nicht nur eine sehr hohe Frequenz im THz-Bereich, sondern die Kontakte sind auch atomar dicht gepackt (ein Kontakt pro 15\AA) und stark induktiv gekoppelt, so dass die Kristalle auf natürliche Weise ein hochkompaktes, stark gekoppeltes Array von Josephson-Kontakten bilden.

Als Möglichkeit zur Erhöhung der abgestrahlten Leistung wurde auch hier die Fluxodynamik in den Kontakten intensiv experimentell und anhand von numerischen Simulationen untersucht. In Simulationen zeigt sich, dass in den Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten kollektive in-Phase Fluxon-Resonanzen auftreten können, bei denen eine maximale Abstrahlung zu erwarten ist [Kleiner *et al.*, 2000, 2001]. Aus den gemessenen Strom-Spannungs-(I-U-)Kennlinien ergeben sich in hohen externen Magnetfeldern ebenfalls Hinweise auf kollektive Fluxon-Resonanzen [Heim *et al.*, 2002; Fujino *et al.*, 2002]. Eine genaue Identifikation der Resonanzen in den gemessenen Kennlinien ist jedoch ohne eine ortsauflösende Untersuchung der Dynamik in den Kontakten schwierig.

Eine Methode, mit der die Dynamik in Josephson-Kontakten aus konventionellen Supraleitern ortsaufgelöst untersucht werden kann, bietet die am Physikalischen Institut - Experimentalphysik II der Universität Tübingen entwickelte Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie (TTREM) [Gross und Koelle, 1994]. Damit ist es unter anderem möglich, stehende Plasmawellen (*Cavity-Resonanzen*) in den Kontakten abzubilden [Mayer *et al.*, 1991; Lachenmann *et al.*, 1993] sowie die Dynamik von Fluxonen in den Kontakten zu untersuchen [Ustinov *et al.*, 1992; Laub *et al.*, 1995; Quenter *et al.*, 1995].

In der vorliegenden Arbeit wurde untersucht, ob mittels TTREM auch dynamische Zustände in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten ortsaufgelöst untersucht werden können. Da im Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM¹) keine ausreichend hohen Magnetfelder angelegt werden können, um direkt Fluxonen in den dünnen intrinsischen Kontakten zu erzeugen, wurde versucht, Fluxon-Resonanzen durch die Einstrahlung von Mikrowellen mit Frequenzen von einigen GHz anzuregen. Diese Methode hat auch im Hinblick auf die Realisierung von Fluxon-Oszillatoren deutliche Vorteile, da die andernfalls notwendigen hohen Magnetfelder mit hochpräziser Ausrichtung wenig praktikabel

¹Die Abkürzung TTREM wird in dieser Arbeit sowohl für die Untersuchungsmethode (Mikroskopie) als auch für das Gerät selbst (Mikroskop) verwendet.

sind. Allerdings war im Vorfeld nicht klar, wodurch die beobachteten Effekte auf den I-U-Kennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung [Kleiner, 1992; Irie und Oya, 1997; Prusseit *et al.*, 1997] zustande kommen, und ob auf diese Weise kollektive in-Phase Resonanzen angeregt werden können.

Mittels der ortsauflösenden Untersuchungen im TTREM konnte in dieser Arbeit gezeigt werden, dass unter Einstrahlung von niederfrequenten Mikrowellen tatsächlich kollektive Resonanzen in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten auftreten können. Mit Hilfe von Simulationen konnten außerdem die weiteren Effekte erklärt werden, die zur Ausbildung von Strukturen auf den I-U-Kennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung führen. Im Einzelnen gliedert sich die Arbeit wie folgt:

In Kapitel 2 werden zunächst einige Grundlagen zum Josephson-Effekt und theoretische Modelle zur Beschreibung von Josephson-Kontakten vorgestellt. Außerdem wird die Fluxodynamik in konventionellen Josephson-Kontakten und die Möglichkeit der Visualisierung mittels TTREM besprochen. Es wird dann genauer auf intrinsische Josephson-Kontakte und die Fluxodynamik in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten eingegangen.

In Kapitel 3 wird die Präparationsmethode erläutert, mit der Stapel von intrinsischen Josephson-Kontakten mit definierter Geometrie aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Einkristallen strukturiert werden können. Außerdem werden die verwendeten experimentellen Techniken beschrieben und mögliche Quellen von Messfehlern genannt.

In Kapitel 4 werden die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. Zu den experimentellen Ergebnissen zählen neben einer systematischen Untersuchung von I-U-Kennlinien mit und ohne Mikrowelleneinstrahlung vor allem die TTREM-Bilder, die an Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten unter Mikrowelleneinstrahlung aufgenommen wurden. Die Ergebnisse werden anhand von Simulationen basierend auf zwei verschiedenen Modellen diskutiert. Dabei werden die verschiedenen Effekte erklärt, die unter dem Einfluss von Mikrowellen auf den gemessenen I-U-Kennlinien beobachtet werden.

Die Arbeit schließt in Kapitel 5 mit einer Schlussdiskussion.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Josephson-Tunnelkontakte

In Supraleitern können unterhalb der Sprungtemperatur T_c je zwei Elektronen energetisch gebundene Paare bilden, die als Cooper-Paare bezeichnet werden. Diese Cooper-Paare befinden sich alle im gleichen quantenmechanischen Zustand. Die Gesamtheit der Cooper-Paare lässt sich damit durch eine einzige quantenmechanische Wellenfunktion Ψ beschreiben, die sich über einen makroskopischen Bereich im Supraleiter erstreckt:

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi_0(\vec{r})e^{i\varphi(\vec{r})} \quad (2.1)$$

$|\Psi_0(\vec{r})|^2 = n_s$ beschreibt dabei die Dichte der supraleitenden Ladungsträger und $\varphi(\vec{r})$ die Phase der Wellenfunktion. Die Phase hat im supraleitenden Zustand über makroskopische Distanzen einen festen Wert, was auch als makroskopische Phasenkohärenz bezeichnet wird.

Aus der Existenz einer makroskopischen Wellenfunktion ergeben sich die für Supraleiter typischen Effekte wie das Verschwinden des elektrischen Widerstands, die Verdrängung von Magnetfeldern aus dem Supraleiter (Meißner-Ochsenfeld-Effekt), die Flussquantisierung sowie die Josephson-Effekte (vgl. z.B. [Buckel und Kleiner, 2004; Tinkham, 1996]).

Für sogenannte konventionelle Supraleiter wie Blei, Niob oder Alumi-

nium wird der supraleitenden Zustand durch die BCS-Theorie beschrieben [Bardeen *et al.*, 1957]. Die Cooper-Paare werden dabei durch zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin und Impuls gebildet, die über den Austausch eines virtuellen Phonons miteinander wechselwirken. Um im supraleitenden Grundzustand ($T = 0$) ein solches Cooper-Paar in zwei unabhängige Elektronen (sogenannte Quasiteilchen) aufzubrechen, ist die Energie $2\Delta_0$ notwendig, die auch als Energielücke des Supraleiters bezeichnet wird. Bei konventionellen Supraleiter besitzt Δ_0 im k -Raum s-Wellen-Symmetrie, ist also nahezu unabhängig vom Wellenvektor \vec{k} der Elektronen.

In sogenannten unkonventionellen Supraleitern, zu denen auch die Hochtemperatur-Kupratsupraleiter gehören, bilden die Elektronen ebenfalls Cooper-Paare mit einer makroskopischen Wellenfunktion. Allerdings ist hier bis heute unklar, wie die attraktive Wechselwirkung zwischen den zwei Elektronen zustande kommt. Bei unkonventionellen Supraleitern ist Δ_0 abhängig vom Wellenvektor \vec{k} der Elektronen und kann für bestimmte Richtungen im k -Raum bis auf Null abfallen. Ein Beispiel für einen Supraleiter mit einer solch starken Anisotropie von Δ_0 ist $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$, in dem Δ_0 im k -Raum $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie besitzt [Tsuei und Kirtley, 2000]. Eine direkte Folge dieser Anisotropie ist, dass in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ auch bei $T = 0$ Quasiteilchen auftreten.

2.1.1 Der Josephson-Effekt

Ein Josephson-Tunnelkontakt besteht aus zwei Supraleitern, die durch eine dünne isolierende Barriere voneinander getrennt sind. Bei hinreichend dünner Barriere (1–5 nm) können Cooper-Paare durch die Barriere hindurchtunneln, und die gesamte Anordnung kann durch eine makroskopische Wellenfunktion beschrieben werden. Die Existenz eines dc- und eines ac-Suprastroms über eine solche Tunnelbarriere wurde 1962 von B. D. Josephson theoretisch vorhergesagt [Josephson, 1962]. Der dc-Suprastrom wurde 1963 von P. Anderson und J. Rowell experimentell nachgewiesen [Anderson und Rowell, 1963], der ac-Suprastrom 1965 von I. Giaever zum ersten Mal direkt experimentell beobachtet [Giaever,

1965].

Die Suprastromdichte ergibt sich aus der quantenmechanischen Teilchenstromdichte mit $q = 2e$:

$$\vec{j}_s = n_s \frac{e}{m} (\hbar \vec{\nabla} \varphi - 2e \vec{A}). \quad (2.2)$$

Der Suprastrom über die Barriere muss wegen der Kontinuitätsgleichung räumlich konstant sein. Deshalb muss, da n_s in der Barriere stark reduziert ist, dort $\vec{\nabla} \varphi$ stark erhöht sein. Die Phase ändert sich also sprunghaft von φ_1 auf der einen Seite zu φ_2 auf der anderen Seite der Barriere. Wird zusätzlich ein Vektorpotential \vec{A} berücksichtigt, so ergibt sich die eichinvariante Phasendifferenz γ über die Barriere zu

$$\gamma = \varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2e}{\hbar} \int_1^2 \vec{A} d\vec{s}. \quad (2.3)$$

Der Suprastrom über die Barriere ist eine Funktion von γ , also $I_s = I_s(\gamma)$. Wegen der makroskopischen Wellenfunktion im gesamten Kontakt muss I_s eine 2π -periodische und endliche sowie wegen der Zeitumkehrinvarianz ungerade Funktion von γ sein, die sich allgemein durch eine Fourierreihe der Form $I_s(\gamma) = \sum I_n \sin(n\gamma)$ darstellen lässt. Bei hinreichend schwacher Kopplung können die Terme höherer Ordnung vernachlässigt werden, und es ergibt sich die **1. Josephson-Gleichung**:

$$I_s(\gamma) = I_c \sin \gamma \quad (2.4)$$

I_c wird als kritischer Strom des Josephson-Kontakts bezeichnet. Fließt ein zeitlich konstanter Strom I über den Kontakt, der kleiner ist als I_c , so wird der Strom vollständig durch Tunneln von Cooper-Paaren durch die Barriere getragen, und es fällt keine Spannung über dem Kontakt ab. Der Strom wird dann als Suprastrom bezeichnet. Für Ströme größer I_c tunneln zusätzlich zu den Cooper-Paaren auch Quasiteilchen durch die Barriere, und es fällt eine Spannung über dem Kontakt ab; der Kontakt befindet sich im sogenannten resistiven Zustand.

Fällt eine Spannung über dem Kontakt ab, so ist diese durch die Potentialdifferenz $U = V_1 - V_2 - \int_1^2 \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} d\vec{s}$ gegeben, wobei V_i das elektrostatische Potential in der jeweiligen Elektrode ist. Bei den Eichtransformationen $\vec{A} \rightarrow \vec{A} + \vec{\nabla} \chi$, $V \rightarrow V - \frac{\partial \chi}{\partial t}$ ergibt sich aus der Eichinvarianz der

Suprastromdichte für die Phasen $\varphi \rightarrow \varphi - \frac{2e}{\hbar}\chi$ und damit $\frac{\partial\varphi}{\partial t} - \frac{2e}{\hbar}V = 0$. Aus der zeitlichen Ableitung der eichinvarianten Phasendifferenz γ und dem Ausdruck für die Potentialdifferenz U folgt dann die **2. Josephson-Gleichung**:

$$\frac{\partial\gamma}{\partial t} = \frac{2e}{\hbar}U \quad (2.5)$$

Abhängig davon, ob über dem Kontakt eine Potentialdifferenz U vorhanden ist oder nicht, beschreiben die beiden Josephson-Gleichungen zwei unterschiedliche Effekte. Für $U = 0$ folgt aus der 2. Josephson-Gleichung eine zeitlich konstante Phasendifferenz γ und damit aus der 1. Josephson-Gleichung ein zeitlich konstanter Suprastrom, weswegen dieser Fall als dc-Josephson-Effekt bezeichnet wird. Liegt am Kontakt eine zeitlich konstante Spannung $U \neq 0$ an, so ändert sich γ linear mit der Zeit. Durch Integration der 2. Josephson-Gleichung und Einsetzen in die 1. Josephson-Gleichung ergibt sich in diesem Fall für den Suprastrom I_s :

$$I_s(t) = I_c \sin(\gamma_0 + 2\pi \frac{2e}{\hbar} U \cdot t) \quad (2.6)$$

Über den Kontakt fließt dann ein Wechselstrom von Cooper-Paaren, dessen Frequenz $f = \frac{2e}{\hbar}U$ proportional zur Spannung U ist. Dieser Fall wird als ac-Josephson-Effekt bezeichnet. Die Spannung kann dabei bis zur sogenannten Gap-Spannung $U = 2\Delta_0/e$ erhöht werden, die der Energie entspricht, mit der ein Cooper-Paar in zwei Quasiteilchen aufgebrochen werden kann. Experimentell liegt diese Spannung im Bereich von einigen mV, so dass die Frequenz des Josephson-Wechselstrom wegen $\frac{2e}{\hbar} = 483.6 \text{ GHz/mV}$ typischerweise im Mikrowellenbereich liegt.

Eine typische Strom-Spannungs-Kennlinie eines Josephson-Tunnelkontakts ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Der Kontakt besteht aus zwei identischen Schichten des konventionellen Supraleiters Niob, die durch eine dünne isolierende Zwischenschicht aus Aluminiumoxid getrennt sind. Für Ströme kleiner I_c fließt ein Suprastrom, und es fällt keine Spannung über dem Kontakt ab. Nach dem Überschreiten von I_c springt die Kennlinie in den resistiven Bereich. Die Spannung entspricht dann etwa der Gap-Spannung $U \approx 2\Delta_0/e$. Wird der Strom

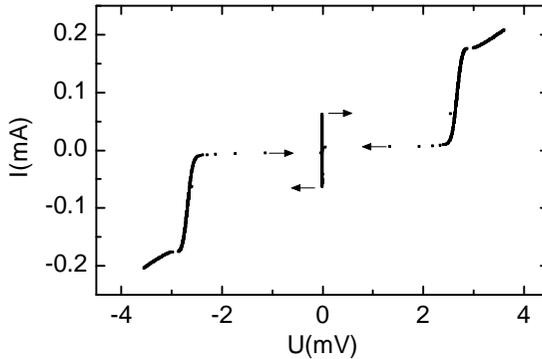


Abbildung 2.1: Strom-Spannungskennlinie eines Niob/Aluminiumoxid/Niob-Tunnelkontakts. (aus [Möbke, 2000])

ausgehend vom resistiven Zustand wieder erniedrigt, so bleibt die Kennlinie zunächst resistiv und springt erst bei dem sogenannten Rücksprungstrom $I_r < I_c$ zurück in den supraleitenden Zustand, d.h. die Kennlinie ist stark hysteretisch. Für große Biasströme verläuft die Kennlinie oberhalb der Gap-Spannung linear, die Steigung ist durch den Tunnel-Widerstand der normalleitenden Elektronen R_n gegeben.

Der Josephson-Effekt beruht nur auf den grundlegenden Eigenschaften des supraleitenden Zustands (makroskopische Wellenfunktion) und allgemeinen physikalischen Grundprinzipien (Eichinvarianz, Zeitumkehrinvarianz). Er ist insbesondere unabhängig davon, durch welchen Mechanismus die Supraleitung in den Elektroden zustande kommt. Der Wert der Josephson-Konstanten $\frac{2e}{h}$ hängt nur von Naturkonstanten und nicht von der Bauart des Josephson-Kontakts ab. Damit ist es möglich, mit dem Josephson-Effekt eine präzise Zuordnung von einer Spannung zu einer Frequenz zu erhalten. Da Frequenzen sehr genau messbar sind, wird seit 1990 die Einheit Volt über den Josephson-Effekt definiert, indem für die Josephson-Konstante ein Wert von 483.5979 GHz/mV definiert wurde [Hamilton, 2000].

2.1.2 Dynamik punktförmiger Josephson-Kontakte

RCSJ-Modell

In realen Josephson-Kontakten fließen außer dem Cooper-Paar-Strom für $I > I_c$ immer auch ein Tunnelstrom von Quasiteilchen sowie wegen der endlichen Kapazität des Tunnelkontakts ein Verschiebungsstrom. Der Tunnelstrom der Quasiteilchen wird durch ein ohmsches Gesetz $I_R = U/R$ beschrieben. Wie weiter unten anhand der simulierten Kennlinie diskutiert wird, ist das insbesondere für unkonventionelle Supraleiter, bei denen auch unterhalb der Gap-Spannung stets Quasiteilchen vorhanden sind, eine gute Näherung. Die Kapazität C des Tunnelkontakts ist zwar im Allgemeinen sehr klein, dennoch kann der Verschiebungsstrom $I_V = C \frac{dU}{dt}$ wegen der hohen Frequenz des Josephson-Wechselstroms nicht vernachlässigt werden.

Das RCSJ-Modell (Resistively and Capacitively Shunted Junction Model) [Stewart, 1968; McCumber, 1968], das auch mit dem Namen Stewart-McCumber-Modell bezeichnet wird, beschreibt einen punktförmigen Josephson-Kontakt durch die Parallelschaltung des Josephson-Stroms, eines ohmschen Quasiteilchen-Tunnelstroms und eines Verschiebungsstroms, vgl. das Ersatzschaltbild in Abbildung 2.2. In dieser Form vernachlässigt das Modell alle Effekte, die durch die endliche Ausdehnung realer Kontakte zustande kommen sowie die Nichtlinearität des Quasiteilchenstroms. Außerdem wird angenommen, dass der kritische Strom I_c unabhängig von der Frequenz des Wechselstroms ist, der über den Kontakt fließt.

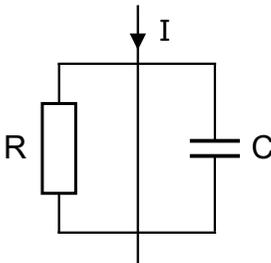


Abbildung 2.2: Ersatzschaltbild des RCSJ-Modells. Das "x" beschreibt den Josephson-Kontakt, zusätzlich wird der Quasiteilchen-Tunnelstrom durch den Widerstand R und der Verschiebungsstrom durch die Kapazität C berücksichtigt.

Unter Verwendung der 2. Josephson-Gleichung erhält man aus den Kirchhoffschen Regeln für den Gesamtstrom I

$$I = C \frac{\hbar}{2e} \ddot{\gamma} + \frac{\hbar}{2eR} \dot{\gamma} + I_c \sin \gamma. \quad (2.7)$$

Mit den Definitionen

Flussquant:

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e},$$

charakteristische Frequenz:

$$f_c = \frac{I_c R}{\Phi_0},$$

McCumber-Parameter:

$$\beta_c = 2\pi R C f_c$$

und den dimensionslosen Variablen $\tau = 2\pi f_c t$ und $i = I/I_c$ ergibt sich folgende dimensionslose Differentialgleichung für das RCSJ-Modell:

$$\beta_c \frac{d^2\gamma}{d\tau^2} + \frac{d\gamma}{d\tau} + \sin \gamma = i \quad (2.8)$$

Diese Gleichung ist formal identisch mit der Bewegungsgleichung eines gedämpften physikalischen Pendels mit dem Auslenkungswinkel γ und dem normierten äußeren Drehmoment i .

Für kleine Werte der Phasendifferenz γ lässt sich die Gleichung mit der Näherung $\sin \gamma \approx \gamma$ in eine lineare Differentialgleichung überführen. Diese Gleichung entspricht der Differentialgleichung eines RLC-Parallelschwingkreises mit der Induktivität $L_J = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c}$. Für kleine γ verhält sich der Josephson-Kontakt demnach wie eine Spule mit der Induktivität L_J . In diesem Fall gilt für die Resonanzfrequenz des Schwingkreises, die auch als Plasmafrequenz f_{pl} bezeichnet wird,

$$f_{pl} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_J C}} = \frac{f_c}{\sqrt{\beta_c}},$$

die Güte des Schwingkreises ist durch

$$Q = R\sqrt{\frac{C}{L_J}} = \sqrt{\beta_c}$$

gegeben.

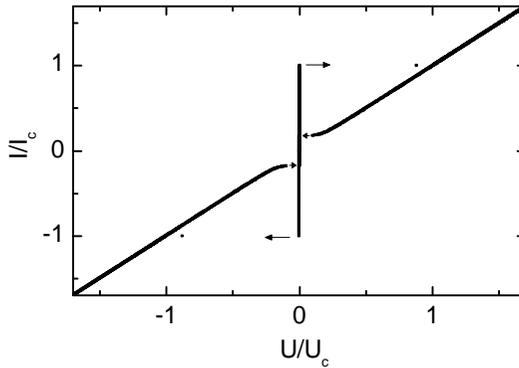


Abbildung 2.3: Nach dem RCSJ-Modell aus Gleichung (2.8) für $\beta_c = 50$ berechnete Strom-Spannungs-Kennlinie.

Eine nach dem RCSJ-Modell aus Gleichung (2.8) numerisch berechnete Strom-Spannungs-Kennlinie ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Für den McCumber-Parameter wurde ein Wert von $\beta_c = 50$ gewählt, was zu einer stark hysteretischen Kennlinie führt. Bei $U = 0$ ist der sogenannte Supraast zu erkennen, bei dem sich der Kontakt für $|I| < I_c$ im supraleitenden Zustand befinden. Für $I > I_c$ springt der Kontakt in den resistiven Zustand, der auch als McCumber-Zustand bezeichnet wird. Die Spannung des resistiven Zustands bei $I = I_c$ wird (für $\beta_c \gg 1$) charakteristische Spannung $U_c = I_c R$ genannt. Wird der Biasstrom ausgehend vom resistiven Zustand erniedrigt, so nimmt die Spannung bis zum Rücksprungstrom I_r kontinuierlich ab.

Die Höhe des Rücksprungstroms und damit die Hysterese der Kennlinie wird durch den McCumber-Parameter β_c bestimmt. Die Höhe des Rücksprungstroms nimmt mit zunehmendem β_c ab, wobei Kennlinien mit $\beta_c \lesssim 1$ nichthysteretisch sind. Kontakte mit $\beta_c < 1$ werden deshalb auch als überdämpft und Kontakte mit $\beta_c > 1$ als unterdämpft bezeichnet.

In der Kennlinie nach dem RCSJ-Modell verläuft der resistive Ast bis knapp oberhalb der Rücksprungstroms linear. Damit weicht diese Kennlinie deutlich von der Kennlinie konventioneller Josephson-Kontakte ab, wie sie in Abbildung 2.1 gezeigt wurde. Dort bleibt die Spannung im resistiven Zustand für $I < I_c$ nahezu konstant bei der Gap-Spannung. Bei unkonventionellen Supraleitern sind jedoch bedingt durch die Symmetrie der Energielücke auch Quasiteilchenzustände unterhalb der Energielücke vorhanden, so dass hier auch unterhalb der Gap-Spannung Quasiteilchen mit endlichem Widerstand durch die Barriere tunneln. Die Kennlinien von Josephson-Kontakten aus unkonventionellen Supraleitern (vgl. z.B. Abbildung 2.9) werden daher gut durch das RCSJ-Modell beschrieben.

Josephson-Kontakte unter Einstrahlung von Mikrowellen

Bei Einstrahlung von Mikrowellen auf einen Josephson-Kontakt können sich auf der Strom-Spannungs-Kennlinie Stufen konstanter Spannung bilden, die als Shapiro-Stufen bezeichnet werden [Shapiro, 1963; Shapiro *et al.*, 1964]. Die Stufen treten bei den Spannungen

$$U = \pm n \frac{\hbar}{2e} f, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

auf, wobei f die Frequenz der eingestrahlten Mikrowellen ist. Die Stufen entstehen, wenn die Oszillationsfrequenz des Josephson-Wechselstroms auf die Frequenz f der Mikrowellen bzw. die n -te Harmonische von f einrastet. Die Phasendifferenz γ nimmt dann pro Periode der Mikrowellenfrequenz um genau $2\pi n$ zu, und $(\gamma \text{ modulo } 2\pi)$ ist periodisch mit der Periode der Mikrowellen.

Wenn der Einfluss der Mikrowellen als reine Spannungsquelle betrachtet werden kann und über dem Kontakt eine Biasspannung U_{Bias} angelegt wird, so liegt am Josephson-Kontakt insgesamt die zeitlich veränderliche Spannung $U(t) = U_{Bias} + U_{ac} \cos(2\pi ft)$ an. Mit den Josephson-Gleichungen lässt sich daraus der Strom über den Kontakt berechnen und in Besselfunktionen entwickeln [Shapiro *et al.*, 1964; Barone und

Paterno, 1982]. Man erhält so die oben genannte Bedingung für die Spannungen der Stufen sowie eine Formel für die Höhe der n -ten Stufe:

$$I_n = I_c \left| J_n \left(\frac{n U_{ac}}{U_{Bias}} \right) \right| = I_c \left| J_n \left(\frac{2e U_{ac}}{hf} \right) \right|$$

Die Gleichung beschreibt, über welchen Bereich I_n des Biasstroms die n -te Stufe stabil ist, wobei J_n die n -te Besselfunktion ist. Die Höhe der n -ten Stufe oszilliert demnach mit der Amplitude U_{ac} .

Für sehr hohe Stufenhöhen können die Shapiro-Stufen die ($I=0$)-Achse schneiden. Solche Stufen werden als Nullstromstufen (zero-crossing steps) bezeichnet. Es ist damit also möglich, dass ohne externen Biasstrom eine dc-Spannung über dem Kontakt abfällt [Levinsen *et al.*, 1977].

Wegen der kleinen Impedanz der Josephson-Kontakte kann der Einfluss der Mikrowellen im Allgemeinen nicht als Wechselspannung über den Kontakt betrachtet werden, vielmehr entspricht der Einfluss der Mikrowellen für reale Kontakte einem Wechselstrom. Ebenso wirkt auch der statische Bias typischerweise als Biasstrom. Die Stufenhöhen sind dann zusätzlich abhängig von dem McCumber-Parameter β_c des Kontakts und folgen nicht mehr in allen Fällen dem Verlauf der Besselfunktionen. Insbesondere gibt es bei bestimmten Werten von β_c Frequenzen, bei denen keine stabilen Shapiro-Stufen auftreten.

Wird im RCSJ-Modell der Einfluss der Mikrowellen als Wechselstrom berücksichtigt, so dass insgesamt der Biasstrom $I = I_{dc} + I_{ac} \sin(2\pi ft)$ anliegt, dann können allgemeine Aussagen über Stabilität und Höhe der Shapiro-Stufen gemacht werden, die nur von β_c und der Frequenz f abhängen [Kautz, 1981a,b; Kautz und Monaco, 1985]. Es zeigt sich, dass stabile Shapiro-Stufen dann auftreten, wenn der Wechselstrom keine Resonanzen im RCSJ-Kontakt anregen kann. Für $\beta_c > 1$ ist die Spannung über dem Kontakt dann näherungsweise sinusförmig, und die Höhe der Stufen folgt dem oben angegebenen Verlauf der Besselfunktionen. Werden hingegen Resonanzen im RCSJ-Kontakt angeregt, so ist deren Frequenz im Allgemeinen inkommensurabel zur äußeren Frequenz. Dies

verhindert, dass die Oszillationsfrequenz des Kontakts auf die äußere Frequenz einrastet. Die Phasendifferenz zeigt dann keinen periodischen zeitlichen Verlauf, sondern verläuft chaotisch [Kautz, 1981b].

Für hysteretische Kontakte ($\beta_c > 1$) tritt chaotisches Verhalten hauptsächlich für Mikrowellenfrequenzen f im Bereich

$$\frac{1}{2\pi RC} \lesssim f \lesssim f_{pl} \iff \beta_c^{-1} \lesssim \frac{f}{f_c} \lesssim \beta_c^{-1/2}$$

auf [Kautz, 1981a], wobei f_c die oben eingeführte charakteristische Frequenz und f_{pl} Plasmafrequenz des Kontakts ist. Für $f \gg f_{pl}$ tritt grundsätzlich kein chaotisches Verhalten auf, und die Höhe der Shapiro-Stufen folgt dem oben genannten Verlauf von Bessel-Funktionen. Für $f < (2\pi RC)^{-1}$ tritt chaotisches Verhalten erst ab einer bestimmten Höhe der Wechselstrom-Amplitude I_{ac} auf. Für kleinere I_{ac} können Shapiro-Stufen mit kleinen Höhen und ohne Hysterese entlang der Kennlinie auftreten [Kautz und Monaco, 1985]. Die Höhen der Stufen folgen dabei nicht dem Verlauf von Besselfunktionen.

Für sehr hohe Amplituden $I_{ac} \gg I_c$ des Wechselstroms können bei allen Mikrowellenfrequenzen Shapiro-Stufen beobachtet werden, da dann die Amplitude des sinusförmigen Wechselstroms deutlich größer als die Amplitude der Resonanzen im Kontakt ist.

2.1.3 Sine-Gordon-Gleichungen für ausgedehnte Josephson-Kontakte

Die endliche Ausdehnung von realen Josephson-Kontakten muss berücksichtigt werden, wenn die Kontakte so groß sind, dass die Phasendifferenz γ nicht mehr konstant über die Fläche des Kontakts ist und damit der Strom über den Kontakt räumlich variiert. Eine räumliche Variation von γ tritt insbesondere in externen Magnetfeldern auf. In langen Kontakten können räumliche Variationen von γ auch ohne externe Magnetfelder durch sogenannte Eigenfeldeffekte auftreten, bei denen durch die Ströme parallel zur Barrierenschicht Magnetfelder im Kontakt erzeugt werden.

Die räumliche Ausdehnung soll im Folgenden nur in eine Richtung (x) berücksichtigt werden, in die andere Richtung (y) wird sowohl die Pha-

sendifferenz als auch der Stromfluss über den Kontakt (in z -Richtung) als konstant angenommen. Für einen solchen sogenannten langen Kontakt kann lokal die Stromdichte j_z über den Kontakt weiterhin mit dem RCSJ-Modell nach Gleichung (2.7) beschrieben werden:

$$j_z(x) = j_c \sin \gamma(x) + \frac{\Phi_0}{\rho 2\pi t_b} \dot{\gamma}(x) + \frac{\epsilon \epsilon_0 \Phi_0}{2\pi t_b} \ddot{\gamma}(x) \quad (2.9)$$

Dabei wurde der Widerstand R durch den spezifischen Widerstand ρ multipliziert mit der Barrieren-Dicke t_b ausgedrückt und die Kapazität C durch $C = \epsilon \epsilon_0 A / t_b$ ersetzt, wobei A die Fläche des Kontakts und ϵ die Dielektrizitätskonstante der Barriere ist. j_c beschreibt hier die über den Kontakt gemittelte kritische Stromdichte.

Der Phasengradient in x -Richtung ergibt sich, wenn die Dichte der supraleitenden Ladungsträger entlang der supraleitenden Elektrode konstant ist, aus der Suprastromdichte (Gleichung (2.2)) zu

$$\vec{\nabla} \varphi = \frac{2\pi}{\Phi_0} (\vec{A} + \mu_0 \lambda_L^2 \vec{j}_s). \quad (2.10)$$

Hier ist $\lambda_L = \sqrt{m / (2e^2 \mu_0 n_s)}$ die Londonsche Eindringtiefe, welche die charakteristische Länge ist, auf der externe Magnetfelder in Supraleitern abgeschirmt werden, und j_s die Suprastromdichte innerhalb der supraleitenden Elektroden.

Wird Gleichung (2.10) in den supraleitenden Elektroden jeweils entlang der Wege C_1 bzw. C_2 integriert (vgl. Abbildung 2.4) und in die Definition der Phasendifferenz (Gleichung (2.3)) eingesetzt, so ergibt sich (vgl. [Barone und Paterno, 1982, Sec. 1.5]):

$$\gamma(x + dx) - \gamma(x) = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left[\oint_C \vec{A} d\vec{l} + \mu_0 \lambda_L^2 \left(\int_{C_2} \vec{j}_s d\vec{l} - \int_{C_1} \vec{j}_s d\vec{l} \right) \right]$$

und daraus mit $\oint \vec{A} d\vec{l} = \int \vec{B} d\vec{f} = B_y dx t_{eff}$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial x} = \frac{2\pi}{\Phi_0} (B_y t_{eff} + \mu_0 \lambda_L^2 (j_{x,2} - j_{x,1})), \quad (2.11)$$

wobei $j_{x,1}$ bzw. $j_{x,2}$ die Stromdichten entlang der oberen bzw. unteren supraleitenden Elektrode in x -Richtung sind. t_{eff} ist die Ausdehnung des

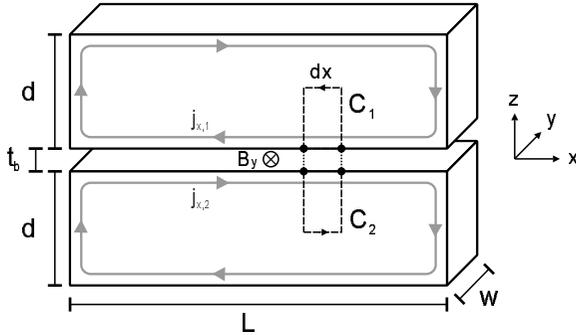


Abbildung 2.4: Langer Josephson-Kontakt mit supraleitenden Elektroden der Dicke d , die durch eine Barriere mit Dicke t_b getrennt sind. Die Integrationswege C_1 und C_2 zur Herleitung der Sine-Gordon-Gleichung sind gestrichelt eingezeichnet, beim Integrationsweg C wird entlang C_1 und C_2 inklusive der gepunkteten Stücke in der Barriere integriert. Die Abschirmströme im Randbereich der supraleitenden Elektroden sind grau angedeutet. Das Magnetfeld B_y in der Barriere verläuft in y -Richtung.

Magnetfelds in z -Richtung und ist für den Fall, dass das Magnetfeld in den supraleitenden Elektroden exponentiell mit λ_L abfällt, durch

$$t_{eff} = t_b + 2\lambda_L \tanh \frac{d}{2\lambda_L} \quad (2.12)$$

gegeben.

Für supraleitende Elektroden, deren Dicken d viel größer als λ_L sind, ist $t_{eff} \approx t_b + 2\lambda_L$. Im Innern des Supraleiters verschwinden hier die Ströme in x -Richtung, so dass sich bei entsprechender Wahl des Integrationswegs C Gleichung (2.11) vereinfacht zu

$$\frac{\partial \gamma}{\partial x} = \frac{2\pi t_{eff}}{\Phi_0} B_y. \quad (2.13)$$

Nach den Maxwell'schen Gleichungen ist $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j}_{ges}$, also im hier betrachteten Fall $\partial B_y / \partial x = \mu_0 j_z(x)$. Mit Gleichung (2.9) ergibt sich unter

Berücksichtigung der Stromdichte j eines externen homogenen Stroms in z -Richtung über den Kontakt

$$\frac{\Phi_0}{2\pi \mu_0 t_{eff}} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} = j_c \sin \gamma + \frac{\Phi_0}{\rho 2\pi t_b} \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\epsilon \epsilon_0 \Phi_0}{2\pi t_b} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} - j. \quad (2.14)$$

Diese Gleichung wird als gestörte Sine-Gordon-Gleichung bezeichnet. Mit den Definitionen

Josephson-Eindringtiefe:

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi \mu_0 j_c t_{eff}}},$$

Plasmafrequenz:

$$\omega_{pl} = \sqrt{\frac{2\pi j_c t_b}{\epsilon \epsilon_0 \Phi_0}},$$

Dämpfung:

$$\alpha = \frac{\Phi_0}{2\pi j_c \rho t_b}$$

lautet die gestörte Sine-Gordon-Gleichung

$$\lambda_J^2 \frac{\partial^2 \gamma}{\partial x^2} - \frac{1}{\omega_{pl}^2} \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} = \sin \gamma + \alpha \frac{\partial \gamma}{\partial t} - \frac{j}{j_c}. \quad (2.15)$$

Die Definition von ω_{pl} ist dabei äquivalent mit der Definition der Plasmafrequenz in Abschnitt 2.1.2 mit den in bei Gleichung (2.7) eingeführten Größen. Die Dämpfung α beschreibt die Verluste durch das Tunneln von Quasiteilchen.

Die Josephson-Eindringtiefe λ_J beschreibt anschaulich die Längenskala, auf der sich die Phasendifferenz auf Grund des Eigenfeldeffekts räumlich ändern kann. Ein wie oben definierter langer Josephson-Kontakt hat damit in y -Richtung eine Ausdehnung $w < \lambda_J$, wohingegen in x -Richtung die Länge $L \gg \lambda_J$ sein kann. Josephson-Kontakte mit $w, L \gg \lambda_J$ können durch die zweidimensionalen Sine-Gordon-Gleichungen beschrieben werden [Eilbeck *et al.*, 1985]. Im Folgenden wird jedoch immer der Grenzfall langer eindimensionaler Josephson-Kontakte betrachtet.

Das mechanische Analogon zum langen Josephson-Kontakt, das durch die gestörte Sine-Gordon beschrieben wird, ist eine Kette von

physikalischen Pendeln, die elastisch gekoppelt sind [Parmentier, 1993; Buckel und Kleiner, 2004].

In realen Kontakten können zusätzlich zu der in Gleichung (2.15) berücksichtigten Dämpfung noch weitere Dämpfungsterme auftreten [Eilbeck *et al.*, 1985]. Einer dieser zusätzlichen Dämpfungsterme proportional zu $\cos\gamma \partial\gamma/\partial t$ entsteht durch Quasiteilchen-Cooper-Paar-Interferenzströme und wird im Weiteren vernachlässigt. Eine größere Rolle spielen Verluste, die durch die Anwesenheit von Quasiteilchen in den Randbereichen der supraleitenden Schichten auftreten, wo das Magnetfeld exponentiell abfällt. Dieser Term ist proportional zu $\partial^3\gamma/(\partial x^2\partial t)$. Damit ergibt sich mit den Einheiten $x/\lambda_J \rightarrow x$, $t/\omega_{pl}^{-1} \rightarrow t$, $i = j/j_c$ sowie mit den Definitionen $\gamma_{xx} \equiv \partial^2\gamma/\partial x^2$, $\gamma_{tt} \equiv \partial^2\gamma/\partial t^2$, $\gamma_t \equiv \partial\gamma/\partial t$ und $\gamma_{xxt} \equiv \partial^3\gamma/(\partial x^2\partial t)$ die gestörte Sine-Gordon-Gleichung in ihrer gebräuchlichsten Form:

$$\gamma_{xx} - \gamma_{tt} = \sin\gamma + \alpha\gamma_t - \beta\gamma_{xxt} - i \quad (2.16)$$

Zur Lösung der gestörten Sine-Gordon-Gleichung müssen geeignete Randbedingungen gewählt werden, die insbesondere die Geometrie des Kontakts sowie das externe Magnetfeld berücksichtigen [Parmentier, 1993].

Die gestörte Sine-Gordon-Gleichung ist eine nichtlineare partielle Differentialgleichung für die Phasendifferenz γ . In der allgemeinen Form kann die Gleichung nicht analytisch gelöst werden, sondern muss numerisch integriert werden. Für den Spezialfall mit verschwindender Dämpfung und ohne externe Ströme und Magnetfelder vereinfacht sich die Gleichung zu

$$\gamma_{xx} - \gamma_{tt} = \sin\gamma. \quad (2.17)$$

Für diese sogenannte ungestörte Sine-Gordon-Gleichung existieren analytische Lösungen [Costabile *et al.*, 1978], von denen die zwei Wichtigsten im Weiteren genauer beschrieben werden.

Plasmawellen

Für kleine Werte der Phasendifferenz γ , die im Modell der Pendelkette kleinen Auslenkungen der Pendel entsprechen, kann die ungestörte Sine-Gordon-Gleichung mit der Näherung $\sin \gamma \approx \gamma$ in eine lineare Differentialgleichung überführt werden. Lösungen dieser Gleichung sind transversale elektromagnetische Wellen der Form $\gamma \propto e^{i(kx - \omega t)}$, die als Josephson-Plasmawellen bezeichnet werden. Für die Plasmawellen gilt die Dispersionsrelation

$$\omega^2 = \omega_{pl}^2 + k^2 \omega_{pl}^2 \lambda_J^2 = \omega_{pl}^2 + \bar{c}^2 k^2. \quad (2.18)$$

$\bar{c} = \omega_{pl} \lambda_J$ wird als Swihart-Geschwindigkeit bezeichnet [Swihart, 1961]. Für $k = 0$ ist die Plasmaoszillation räumlich homogen, es ergibt sich analog zum punktförmigen Kontakt $\omega = \omega_{pl}$. Für große Werte von k geht $\omega \rightarrow \bar{c}k$. Die Swihartgeschwindigkeit hat dann die Bedeutung einer Phasengeschwindigkeit der Plasmawellen. Verglichen mit der Ausbreitung von elektromagnetischen Welle im Vakuum (mit $\omega = ck$) beträgt \bar{c} typischerweise nur 10^{-2} – $10^{-4}c$.

Entspricht die halbe Wellenlänge der Plasmawellen oder ein ganzzahliges Vielfaches davon gerade der Länge des Kontakts, also $n\lambda/2 = L$, so können sich stehende Plasmawellen im Kontakt ausbilden. Der Kontakt wirkt dann als Resonator für die Plasmaoszillationen, wobei die Resonanzfrequenzen durch $f = n\bar{c}/(2L)$ gegeben sind. Der Josephson-Wechselstrom kann an diese Resonanzen ankoppeln, so dass die Resonanzen als Stufen auf der Strom-Spannungs-Kennlinie sichtbar sein können.

Solitonen

Eine weitere Lösung der ungestörten Sine-Gordon-Gleichung sind Solitonen der Form ([McLaughlin und Scott, 1978])

$$\gamma_{\pm}(x, t) = 4 \arctan e^{\pm \frac{x - ut}{\lambda_J \sqrt{1 - u^2/\bar{c}^2}}} \quad (2.19)$$

mit $|u| = |v/\bar{c}| < 1$. γ_+ wird als Soliton, γ_- als Antisoliton bezeichnet.

Allgemein sind Solitonen räumlich lokalisierte Anregungen, die sich wie Teilchen fortbewegen können. Sie ändern also insbesondere nicht ihre Form, indem sich Nichtlinearität und Dispersion gerade ausgleichen. In Josephson-Kontakten bestehen Solitonen aus einem räumlich lokalisierten Übergang der Phasendifferenz γ von 0 nach 2π (Soliton) bzw. von 2π nach 0 (Antisoliton), vgl. Abbildung 2.5 oben. Die Breite des Übergangs und damit die Ausdehnung des Solitons beträgt ungefähr $2\lambda_J$. Der Faktor $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ führt mit zunehmender Geschwindigkeit zu einer Lorentz-Kontraktion der Solitonen, wobei die Swihart-Geschwindigkeit die Grenzgeschwindigkeit der Solitonen darstellt.

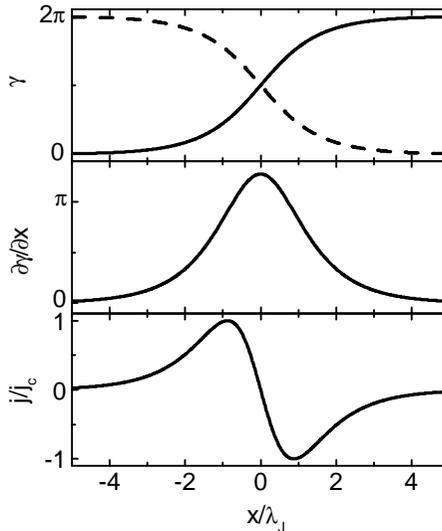


Abbildung 2.5: Verlauf der Phasendifferenz $\gamma(x)$ (oben), von $\partial\gamma/\partial x(x) \propto B_y$ (Mitte) und der Stromverteilung $j(x) = j_c \sin \gamma(x)$ entlang eines Josephson-Kontakts für das Soliton aus Gleichung (2.19). Zusätzlich ist im oberen Diagramm der Phasenverlauf für ein Antisoliton gestrichelt eingezeichnet.

Nach der 1. Josephson-Gleichung entspricht ein Übergang der Pha-

sendifferenz von 0 bis 2π einem Kreisstrom um das Zentrum des Solitons. Außerdem ist nach Gleichung (2.13) $\partial\gamma/\partial x \propto B_y$. Integration über $\partial\gamma/\partial x$ ergibt einen magnetischen Fluss $\Phi = \Phi_0$, d.h. ein Soliton stellt physikalisch ein magnetisches Flussquant dar. Die Solitonen in Josephson-Kontakten werden daher auch als Josephson-Flussquanten oder (Josephson)-Fluxonen bezeichnet.

Im Bild der Pendelkette entspricht ein Josephson-Fluxon einer Verdrillung der Pendelkette um 360° . Damit zeigt sich anschaulich, dass die Fluxonen den Kontakt nur an den Kontaktenden verlassen können. In annularen Kontakten ist die Pendelkette in sich geschlossen, und die Fluxonen können den Kontakt nicht mehr verlassen. Deshalb eignen sich annulare Kontakte besonders gut zur Untersuchung von Josephson-Fluxonen.

Ausgehend von den Solitonen als Lösungen der ungestörten Sine-Gordon-Gleichung können mit einem störungstheoretischen Ansatz Lösungen der allgemeinen Sine-Gordon-Gleichung konstruiert werden. In der sogenannten "Solitonen-Störungsrechnung" [McLaughlin und Scott, 1978; Pedersen und Welner, 1984] werden die äußeren Einflüsse wie Biasstrom, Dämpfungsterm und räumliche Variation von j_c als Störungen berücksichtigt, die auf die Solitonen wirken. Damit lassen sich einfache Zustände wie die Dynamik einzelner Fluxonen in Einzelkontakten gut beschreiben. Für Zustände mit mehreren Fluxonen und insbesondere für Stapel von gekoppelten Josephson-Kontakten (Kapitel 2.2) ist hingegen eine direkte numerische Integration der Sine-Gordon-Gleichung notwendig.

2.1.4 Fluxodynamik in Josephson-Tunnelkontakten

Einfluss von Biasstrom und Dämpfung

Ein Biasstrom über einen Josephson-Kontakt übt eine Lorentzkraft auf Fluxonen im Kontakt aus, so dass die Fluxonen entlang des Kontakts

beschleunigt werden. Antifluxonen werden dabei in die entgegengesetzte Richtung beschleunigt. Da bewegte Fluxonen zu einer zeitlichen Änderung der Phasendifferenz über den Kontakt führen, ist die Bewegung eines Fluxons nach der 2. Josephson-Gleichung (Gleichung (2.5)) mit einem Spannungspuls verbunden. Im zeitlichen Mittel fällt über den Kontakt die Spannung $U = n \Phi_0 v / L$ ab, wobei n die Zahl der Fluxonen im Kontakt und v die mittlere Geschwindigkeit ist. Die maximale Geschwindigkeit der Fluxonen ist wie oben erwähnt \bar{c} .

Die Dämpfung führt dazu, dass die Amplitude von Plasmawellen im Kontakt stetig reduziert wird und die Plasmawellen vollständig weggedämpft werden, sofern nicht von außen Energie zugeführt wird. Fluxonen, die von einem externen Biasstrom angetrieben werden, werden durch die Dämpfung abgebremst. Es kann so zu einem Gleichgewichtszustand zwischen der Beschleunigung durch den Biasstrom und der Abbremsung durch die Dämpfung kommen. Die Fluxonen bewegen sich dann gleichförmig mit der Gleichgewichtsgeschwindigkeit, die mit steigendem Biasstrom zunimmt [McLaughlin und Scott, 1978].

Da Fluxonen und Antifluxonen im Kontakt in unterschiedliche Richtungen laufen, kann es zu Kollisionen zwischen Fluxonen und Antifluxonen kommen. Dabei vernichten sich diese kurzzeitig, und es kommt durch die Dämpfung zu einem Energieverlust [Pedersen *et al.*, 1984]. Wenn die Geschwindigkeit und damit die Energie der Fluxonen vor der Kollision groß genug war, dann bildet sich das Fluxon-Antifluxon-Paar nach der Kollision wieder, so dass Fluxon und Antifluxon im Prinzip durcheinander hindurchlaufen. Reicht die Energie nach der Kollision nicht mehr zur Bildung eines Fluxon-Antifluxon-Paars, so wird die verbleibende Energie in Form von Plasmaschwingungen abgegeben, welche dann weggedämpft werden.

Bei der Kollision eines Fluxons oder Antifluxons mit einem Kontakttrand kommt es ebenfalls zu einem Energieverlust durch die Anregung von Plasmaschwingungen und Abstrahlung von Mikrowellen in den Außenraum. Wenn die Energie des Fluxons bzw. Antifluxons vor der Kollision größer als die Ruheenergie plus dem Energieverlust war, so wird es als

Antifluxon bzw. Fluxon zurückreflektiert. Ansonsten wird auch hier die verbleibende Energie in Form von Plasmaschwingungen abgegeben.

In realen Kontakten kann die Bewegung der Fluxonen zusätzlich durch Inhomogenitäten im Kontakt beeinflusst werden. Diese Inhomogenitäten können für Fluxonen ein Potentialminimum (ein sogenanntes Pinning-Zentrum) darstellen, durch das die Fluxonen festgehalten (gepinnt) werden können. Das kann insbesondere dazu führen, dass die Fluxonen sich bei kleinen Biasströmen noch nicht bewegen, sondern erst anfangen zu laufen, wenn mit zunehmendem Biasstrom die Lorentzkraft größer als die Pinning-Kraft wird.

Fluxondynamik im Nullfeld

Fluxonen bzw. Fluxon-Antifluxon-Paare können in Josephson-Kontakten auch ohne Einfluss von äußeren Feldern gebildet werden, wenn Plasmaschwingungen mit hohen Amplituden angeregt werden.

Bewegen sich die Fluxonen unter dem Einfluss des Biasstroms schnell genug, um die Kollisionen mit dem Rand zu überleben, so können die Fluxonen im Kontakt hin- und herlaufen, wobei sie bei jeder Kollision jeweils ihre Polarität ändern. Bei Erhöhung des Biasstroms geht die Geschwindigkeit der Fluxonen gegen die Grenzgeschwindigkeit \bar{c} . Auf den Strom-Spannungs-Kennlinien entstehen dann sogenannte **Nullfeldstufen** bei den Spannungen ([Pedersen und Welner, 1984])

$$U = \pm n \frac{\Phi_0 \bar{c}}{L}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.20)$$

$n = 1$ entspricht dabei einem einzelnen Fluxon im Kontakt, $n = 2$ einem Fluxon-Antifluxon-Paar usw. Da bei jeder Kollision Plasmaschwingungen angeregt werden, entsprechen die Nullfeldstufen stehenden Plasma-Wellen mit n Halbwellen entlang des Kontakts.

In annularen Kontakten können spontan nur Fluxon-Antifluxon-Paare gebildet werden. Damit entstehen nur Nullfeldstufen mit geraden n -Werten, die auch als Paarstufen bezeichnet werden.

Fluxodynamik im externen Magnetfeld

Ein externes Magnetfeld führt nach Gleichung (2.13) zu einer räumlichen Variation der Phasendifferenz. Für starke externe Magnetfelder können dabei direkt Fluxonen in den Kontakt eindringen, deren Zahl n gerade dem Fluss Φ durch den Kontakt entspricht: $\Phi = n\Phi_0 = B_{ext}L t_{eff}$.

Auch in einem schwachen externen Magnetfeld, bei dem noch keine Fluxonen in den Kontakt eindringen, führt das Magnetfeld zu einer Modulation der Phasendifferenz. Dadurch werden unter dem Einfluss eines Biasstroms bevorzugt stehende Plasmawellen entlang des Kontakts angeregt. Wenn der Josephson-Wechselstrom an die entsprechenden Resonanzen mit den Frequenzen $f = n\bar{c}/(2L)$ ankoppelt, so können Stufen auf der Strom-Spannungs-Kennlinie entstehen, die nach der 2. Josephson-Gleichung bei den äquidistanten Spannungen

$$U = \pm \Phi_0 f = \pm n \frac{\Phi_0 \bar{c}}{2L}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (2.21)$$

entstehen. Diese Resonanzen werden als **Fiske-Resonanzen** bezeichnet [Fiske, 1964; Coon und Fiske, 1965]. Die Stufen sind auf der Kennlinie sichtbar, wenn die Güte des Kontakts groß genug ist. Welche der Resonanzen angeregt werden, hängt dann von der Form der Modulation von γ ab, die durch das externe Magnetfeld bestimmt wird.

Der Mechanismus für die Fiske-Resonanzen funktioniert in kurzen und mittellangen Kontakten mit $L \lesssim 8\lambda_J$ ohne die Anwesenheit von Fluxonen im Kontakt. In langen Kontakten spielen bei der Anregung der stehenden Plasmawellen zusätzlich Fluxonen eine Rolle [Dueholm *et al.*, 1981]. Bei der Fiskeresonanz mit $n = 1$ läuft dabei unter dem Einfluss des Biasstroms ein Fluxon durch den Kontakt, das bei der Kollision mit dem Kontaktrand vernichtet wird. Die dabei entstehenden Plasmawellen laufen durch den Kontakt zum anderen Kontaktende zurück und lösen dort das Eindringen eines neuen Flussquants aus. Damit befindet sich im Mittel ein halbes Flussquant im Kontakt, so dass Fiske-Stufen im Vergleich zu Nullfeldstufen beim halben Spannungsabstand auftreten.

In starken externen Magnetfeldern können viele Fluxonen in den Kontakt eindringen. Im sogenannten Flux-Flow-Zustand dringen die Fluxonen ständig an einem Ende des Kontakts ein und werden unter dem Einfluss des Biasstroms zum anderen Ende getrieben, wo sie den Kontakt wieder verlassen. Durch die Bewegung der Fluxonen fällt die Spannung $U = v B t_{eff}$ über dem Kontakt ab, die proportional zur Zahl der Fluxonen und damit zur Stärke des externen Magnetfelds ist. Für hohe Biasströme geht die Geschwindigkeit v der Fluxonen gegen die Grenzgeschwindigkeit \bar{c} , und es bildet sich bei der Spannung

$$U = \pm \bar{c} B t_{eff} \quad (2.22)$$

eine sogenannte **Flux-Flow-Stufe** auf der Strom-Spannungs-Kennlinie aus. Wird der Biasstrom weiter erhöht, so springt der Kontakt in den McCumber-Zustand. Charakteristisch für die Flux-Flow-Stufe ist die Verschiebung der Spannung proportional zur Stärke des angelegten Magnetfelds.

In langen Kontakten kann bei schwachen externen Magnetfeldern ein weiterer Zustand auftreten. Bei diesem sind nur einzelne Fluxonen im Kontakt vorhanden, die sich chaotisch im Kontakt bewegen [Ustinov *et al.*, 1996]. Auf den Strom-Spannungs-Kennlinien ist dieser Zustand als linearer Ast bei kleinen Spannungen sichtbar, der als **Displaced Linear Slope (DLS)** bezeichnet wird. Die Position dieses Astes auf den Strom-Spannungs-Kennlinien ändert sich mit dem externen Magnetfeld, wohingegen die Steigung konstant bleibt. Wird das Magnetfeld weiter erhöht, so verschwindet der DLS ab einer bestimmten Fluxonendichte im Kontakt, und es entstehen Fiske- bzw. Flux-Flow-Stufen.

Anwendung von Josephson-Kontakten als Hochfrequenz-Oszillatoren

Durch die hohe Frequenz des Josephson-Wechselstroms sind Josephson-Kontakte prinzipiell interessant als Hochfrequenzoszillatoren. Allerdings liegt die Leistung der abgestrahlten Mikrowellen bei einem einzelnen

Kontakt im pW-Bereich und ist damit zu gering für praktische Anwendungen. Arrays von Josephson-Kontakten können höhere Mikrowellenleistungen abstrahlen, wenn die Wechselströme in allen Kontakten synchron schwingen, was sich in der Realität als schwierig erweist (vgl. [Barone und Paterno, 1982, Sec. 11.4]).

Die Bewegung von Fluxonen in Josephson-Kontakten bietet die Möglichkeit, auch von einem einzelnen Kontakt direkt Mikrowellenabstrahlung mit höherer Leistung zu erhalten. Bei den sogenannten Fluxon-Oszillatoren wird dabei die Eigenschaft ausgenutzt, dass bei Austritt oder Reflexion von Fluxonen am Rand eines Josephson-Kontakts ein Spannungspuls an den Kontakträndern entsteht. Die Frequenz der abgestrahlten Mikrowellen wird dann durch die Frequenz der Spannungspulse bestimmt.

Es bieten sich zwei Möglichkeiten an, die Fluxonbewegung als Hochfrequenzquelle einzusetzen. Zum einen kann der Kontakt auf einer Nullfeldstufe als Oszillator betrieben werden, so dass die sich hin- und herbewegenden Fluxonen bei Reflexion an den Kontakträndern jeweils einen Spannungspuls aussenden [Erné und Parmentier, 1980]. Die Frequenz der Oszillation ist dabei im Wesentlichen durch die Geometrie des Kontakts festgelegt. Allerdings kann nicht zu viel Mikrowellenleistung ausgekoppelt werden, da ein ausreichender Impedanzsprung an den Kontaktenden zur Reflektion der Fluxonen notwendig ist.

Wird der Kontakt hingegen im Flux-Flow-Zustand als Oszillator betrieben, so kann eine deutlich höhere Leistung ausgekoppelt werden, da die Fluxonen den Kontakt am Rand verlassen. Außerdem kann die Frequenz über das Magnetfeld kontinuierlich verändert werden. Experimentell realisiert wurden Flux-Flow-Oszillatoren mit Frequenzen zwischen 100 GHz und 400 GHz mit sehr schmalen Linienbreiten unter 1 MHz. Die erreichbaren Leistungen liegen dabei in der Größenordnung von Mikrowatt [Nagatsuma *et al.*, 1983].

2.1.5 Untersuchung von Josephson-Tunnelkontakten im TTREM

Das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM) bietet die Möglichkeit, supraleitende Proben orts aufgelöst zu untersuchen. Dazu wird der fokussierte Elektronenstrahl eines Rasterelektronenmikroskops über die supraleitende Probe gerastert, die durch Kontakt mit flüssigem Helium bis auf Temperaturen von wenigen Kelvin abgekühlt ist. Der Elektronenstrahl wirkt als lokale Wärmequelle und verändert so lokal die Eigenschaften der Supraleiter.

Damit eignet sich das TTREM sehr gut zur orts aufgelösten Untersuchung von Josephson-Tunnelkontakten. Die Erwärmung am Ort (x_0, y_0) um typischerweise 0.1-1 K führt zu einer lokalen Reduktion der kritischen Stromdichte $j_c(x_0, y_0)$ und zu einer lokalen Erhöhung der Londonschen Eindringtiefe $\lambda_L(x_0, y_0)$. Im resistiven Zustand ändern sich zusätzlich lokal die Dämpfungsterme α und β durch Quasiteilchenverluste zwischen und in den supraleitenden Elektroden des Josephson-Kontakts (vgl. Gl. (2.16)). Ist während der Bestrahlung ein Biasstrom an den Kontakt angelegt, dann führt die lokale Veränderung der genannten Eigenschaften zu einer Änderung der Spannung, die über dem gesamten Kontakt abfällt. Wenn der Elektronenstrahl über die Probe gerastert und diese Spannungsänderung für jeden Ort bestimmt wird, so ergibt sich ein Bild, in dem Variationen von j_c , λ_L , α und/oder β auf der Fläche des Kontakts dargestellt sind. Die räumliche Auflösung der TTREM-Messungen wird durch die Ausdehnung der lokalen Erwärmung bestimmt. Diese ergibt sich aus den thermischen Ausdehnungen der verwendeten Materialien und beträgt bei Nb-Tunnelkontakten typischerweise 1–2 μm . Eine ausführliche Diskussion der Signalentstehung und eine Übersicht über verschiedene Abbildungsmöglichkeiten findet sich bei [Gross und Koelle, 1994].

Befindet sich der Josephson-Kontakt im spannungslosen Zustand, so kann mit dem TTREM die räumliche Verteilung der Phasendifferenz im Kontakt abgebildet werden. Im spannungslosen Zustand muss dabei das

Abbildungsverfahren geändert werden, da keine Spannungsänderungen auftreten. Es wird statt dessen für jeden Ort (x_0, y_0) des Kontakts gemessen, wie sich der kritische Strom I_c des Kontakts ändert, wenn der Kontakt bei (x_0, y_0) lokal mit dem Elektronenstrahl erwärmt wird. Aus der so gemessenen räumlichen Verteilung von $\Delta I_c(x, y)$ ergibt sich dann die räumliche Verteilung der Phasendifferenz im Kontakt [Bosch *et al.*, 1985].

In annularen Josephson-Kontakten können mit dem TTREM auch einzelne gepinnte Fluxonen abgebildet werden [Laub, 1994].

Fällt über dem Josephson-Kontakt eine Spannung ab, so können in TTREM-Messungen die dynamischen Zustände des Kontakts abgebildet werden. Für tiefe Temperaturen und schwache Elektronenstrahlleistung ist die relative Änderung der Dämpfungsterme $\Delta\alpha/\alpha$ und $\Delta\beta/\beta$ aufgrund der Erwärmung durch den Elektronenstrahl groß gegenüber der relativen Änderung der kritischen Stromdichte $\Delta j_c/j_c$ und der Londonischen Eindringtiefe $\Delta\lambda_L/\lambda_L$. In diesem Fall kann ein eindimensionales Modell für den Einfluss des Elektronenstrahls am Ort x_0 auf die Spannung, die über dem gesamten Kontakt abfällt, aus der energetischen Analyse der gestörten Sine-Gordon-Gleichung (2.16) [McLaughlin und Scott, 1978] aufgestellt werden. Die Erwärmung durch den Elektronenstrahl erhöht lokal die Dämpfung und führt damit zu einem zusätzlichen Energieverlust, was bei konstantem Biasstrom zu einer Reduktion der Spannung führt, die über dem Kontakt abfällt. Da die relative Spannungsänderung $\Delta V/V$ durch die lokale Bestrahlung klein ist, kann die Energiebilanzgleichung linearisiert werden und es ergibt sich für die elektronenstrahlinduzierte Änderung der Gleichspannung ([Lachenmann, 1992; Lachenmann *et al.*, 1993]):

$$-\Delta U(x_0) \propto -\Delta\alpha\langle(\gamma_t(x_0))^2\rangle_t - \Delta\beta\langle(\gamma_{xt}(x_0))^2\rangle_t. \quad (2.23)$$

In der Gleichung treten nur zeitgemittelte Größen $\langle \rangle_t$ auf, da die zeitliche Auflösung des TTREMs bedingt durch die Relaxationszeit der thermischen Prozesse bei 10^{-7} s liegt und damit sehr viel größer als die Zeitskala der dynamischen Prozesse im Josephson-Kontakt ist (typische Zeitskala

10^{-10} s).

Da $\gamma_t = \partial\gamma/\partial t$ proportional zum elektrischen Feld und $\gamma_{xt} = \partial^2\gamma/\partial x\partial t$ proportional zum magnetischen Feld in y -Richtung ist, stellt das Spannungssignal eine Kombination aus den zeitgemittelten Quadraten der Amplituden der elektrischen und magnetischen Feldern dar. In den Experimenten an konventionellen Tunnelkontakten, die im Folgenden vorgestellt werden, zeigt sich, dass nur die magnetische Feldkomponente abgebildet wird, die elektronenstrahlinduzierte Änderung $\Delta\alpha$ also vernachlässigbar klein ist. Damit können im TTREM insbesondere elektromagnetische Stehwellen abgebildet werden, wie sie zum Beispiel bei stehenden Plasmawellen in den Josephson-Kontakten auftreten.

Eine anschauliche Erklärung der Signalentstehung findet sich bei [Mayer, 1990; Mayer *et al.*, 1991]. Dort wird der Josephson-Kontakt als Hohlraumresonator beschrieben, in dem stehende elektromagnetische Wellen angeregt werden können. Die Erwärmung durch den Elektronenstrahl führt zu einer lokalen Änderung der Güte des Resonators und damit zu einer Änderung der Resonanzfrequenz. Es zeigt sich, dass die Änderung proportional zum zeitgemittelten Quadrat der Amplitude des Magnetfelds der stehenden Welle ist, so dass sich aus diesem Modell ebenfalls die oben beschriebene Signalabhängigkeit ergibt.

Im Experiment konnten im TTREM sowohl bei Fiske-Resonanzen als auch bei Nullfeldstufen stehende Plasmawellen in mittellangen Nb/Al₂O₃/Nb-Tunnelkontakten ($L \lesssim 5\lambda_J$) abgebildet werden [Mayer *et al.*, 1991; Lachenmann *et al.*, 1993]. Ein Beispiel für verschiedenen Nullfeldstufen mit $n = 1, 2, 3$ ist in Abbildung 2.6 zu sehen. Die Line-Scans entlang des Kontakts zeigen deutlich eine periodische Modulation des Signals jeweils n Halbwellen entlang des Kontakts. Fiske-Resonanzen und Nullfeldstufen konnten auch in zweidimensionalen Kontakten abgebildet werden, in denen sich dann zweidimensionale Stehwellen ausbilden.

In langen Kontakten kann das Signal in den TTREM-Bildern zusätzlich von der Dynamik von Josephson-Fluxonen in den Kontakten beeinflusst werden. Fluxonen, die sich im Kontakt bewegen, werden durch die Erhöhung der Dämpfung im Bereich der lokalen Erwärmung mit dem

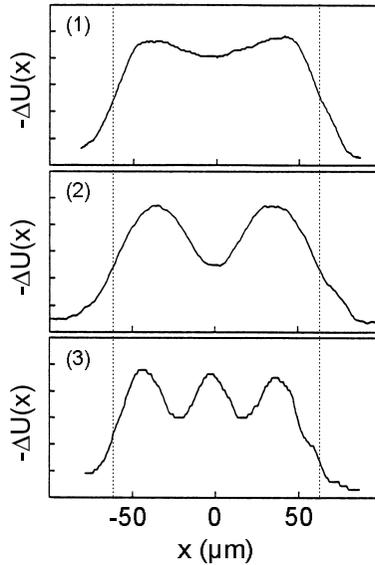


Abbildung 2.6: TTREM-Spannungsabbildungen von Nullfeldstufen in einem mittellangen Nb/Al₂O₃/Nb-Tunnelkontakt. Die Abbildungen (1), (2), (3) zeigen für Biaspunkte auf der 1., 2. und 3. Nullfeldstufe jeweils Line-Scans entlang der Kontakts. Die Kontaktabmessungen betragen $124 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ bei einer Josephson-Eindringtiefe $\lambda_J = 35 \mu\text{m}$. Die gestrichelten Linien entsprechen den Kontakträndern. (aus [Lachenmann, 1992])

Elektronenstrahl abgebremst. Bei der Kollision von Fluxon-Antifluxon-Paaren miteinander und von einzelnen Fluxonen mit dem Rand kommt es außerdem durch die Erwärmung zu einem zusätzlichen Energieverlust. An den Kollisionpunkten kommt es daher zu einem zusätzlichen negativen Spannungssignal [Lachenmann, 1992; Lachenmann *et al.*, 1993].

TTREM-Messungen an langen Nb/Al₂O₃/Nb-Tunnelkontakten zeigen, dass in den Bildern bei Nullfeldstufen vor allem die Kollisionpunkte der Fluxonen und Antifluxonen miteinander und mit dem Rand sichtbar sind, vgl. Abbildung 2.7. Allerdings ist schon ab der zweiten Nullfeldstu-

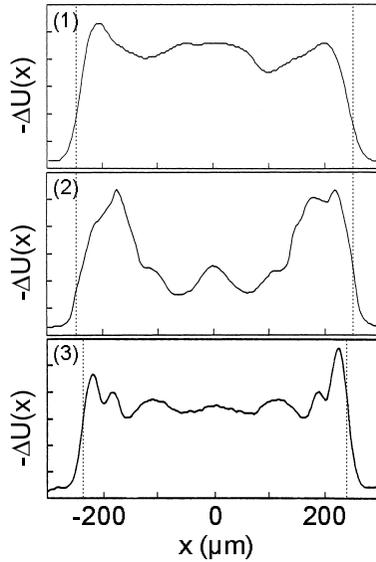


Abbildung 2.7: TTREM-Spannungsabbildungen von Nullfeldstufen in langen Nb/Al₂O₃/Nb-Tunnelkontakten. Die Abbildungen (1), (2), (3) zeigen für Biaspunkte auf der 1., 2. und 3. Nullfeldstufe jeweils Line-Scans entlang der Kontakte. In (1) und (2) beträgt die Kontaktlänge $L = 494 \mu\text{m}$ bei $\lambda_J = 45 \mu\text{m}$, bei (3) ist $L = 468 \mu\text{m}$ bei $\lambda_J = 31 \mu\text{m}$. Die gestrichelten Linien entsprechen den Kontaktträgern. (aus [Lachenmann, 1992])

fe das Signal an den Kontaktträgern deutlich höher als in der Mitte, und es tritt insbesondere keine periodische Modulation des Signals entlang des Kontakts auf.

2.2 Intrinsische Josephson-Kontakte

2.2.1 Intrinsischer Josephson-Effekt in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ (BSCCO) gehört zur Gruppe der Hochtemperatur-Kupratsupraleiter, die 1986 von G. Bednorz und K. Müller entdeckt wurden [Bednorz und Müller, 1986]. Die Kristallstruktur ist perovskit-artig, wobei bei allen dieser Supraleiter CuO_2 -Ebenen in den Kristallen auftreten. Zur Gruppe der Hochtemperatursupraleiter gehören unter anderem auch $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ und $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$.

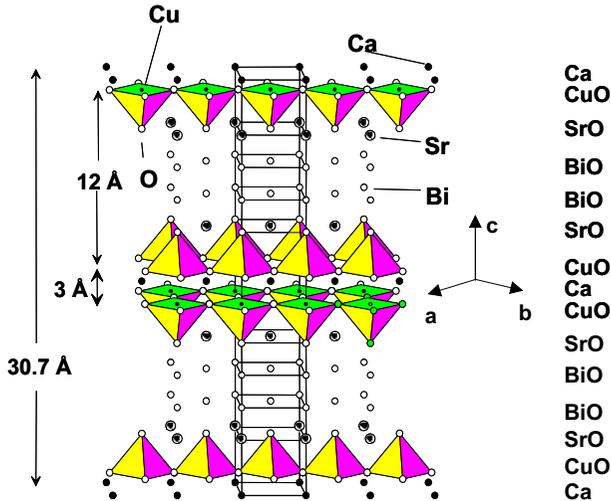


Abbildung 2.8: Kristallstruktur von $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. Die Einheitszelle der tetragonalen Struktur ist eingezeichnet, die Achsen a , b und c geben die orthorhombische Überstruktur an. (aus [Mößle, 2000])

Die Kristallstruktur von $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ ist in Abbildung 2.8 zu sehen. Der Kristall ist schichtartig aufgebaut, wobei sich CuO_2 -Doppelebenen mit Schichten aus BiO und SrO abwechseln. Im sogenannten ideal stöchiometrischen Fall für $x = 0$ ist die Einheitszelle tetragonal

mit den Gitterkonstanten $a = b = 3.81 \text{ \AA}$ und $c = 30.7 \text{ \AA}$ [Tarascon *et al.*, 88]. Für höhere Sauerstoffdotierungen ($x > 0$) werden zusätzliche Sauerstoffatome in die BiO-Schichten eingebaut. Es bildet sich dann eine inkommensurable Überstruktur, die sich näherungsweise durch eine orthorhombische Struktur mit Gitterkonstanten $a = 5.41 \text{ \AA}$, $b = 5.42 \text{ \AA}$ und $c = 30.7 \text{ \AA}$ beschreiben lässt. Die Einheitszellen der orthorhombischen Struktur sind dabei im Vergleich zur tetragonalen Struktur um 45° um die c -Achse verdreht.

Für $x = 0$ ist $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ ein Isolator. Die bei $x > 0$ zusätzlich eingebauten Sauerstoffatome binden je zwei Elektronen in den BiO-Schichten und hinterlassen dadurch zwei Löcher in den CuO_2 -Ebenen. Diese Löcher formen unterhalb der kritischen Temperatur Cooper-Paare [Gough *et al.*, 1987]. Die kritische Temperatur T_c von $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ hängt stark von der Sauerstoffdotierung x ab. $T_c(x)$ zeigt typischerweise einen parabolischen Verlauf mit einem Maximum von $T_c \approx 93 \text{ K}$ bei $x \approx 0.16$ [Tallon, 1998].

Wie bei den meisten Hochtemperatursupraleitern sind die Eigenschaften der Supraleitung in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ stark anisotrop. Die magnetischen Eindringtiefe λ_L bei 0 K in ab -Richtung ist $\lambda_{ab}(0) \approx 200 \text{ nm}$ [Waldmann *et al.*, 1996], während die magnetischen Eindringtiefe λ_c in c -Richtung Werte von über 100 \mu m annehmen kann. Die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL} , welche die Längenskala beschreibt, auf der die makroskopische Wellenfunktion auf Null abfällt [Buckel und Kleiner, 2004], beträgt in ab -Richtung $\xi_{ab} \approx 15 \text{ \AA}$ und in c -Richtung $\xi_c \approx 0.6 \text{ \AA}$ [Naughton *et al.*, 1988]. ξ_c ist also deutlich kleiner als der Abstand zwischen den CuO_2 -Doppelebenen, so dass davon ausgegangen werden kann, dass sich die Supraleitung auf die CuO_2 -Doppelebenen beschränkt.

Damit liegt bei $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ kein homogener Supraleiter vor, sondern eine Schichtstruktur aus supraleitenden CuO_2 -Doppelebenen und isolierenden BiO- und SrO-Schichten. Der direkte Nachweis dieses Modells wurde durch die Messung der dc- und ac-Josephson-Effekte an kleinen $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Einkristallen bei Stromtransport senkrecht zu den CuO_2 -Ebenen geliefert [Kleiner *et al.*, 1992; Kleiner und Müller,

1994]. Damit stellt jedes Paar von CuO_2 -Doppelebenen mit der dazwischenliegenden isolierenden Schicht einen sogenannten intrinsischen Josephson-Kontakt dar. Einkristalle bestehen dann aus Stapeln dieser Josephson-Kontakte, die wegen der geringen Dicke der supraleitenden Schichten untereinander stark gekoppelt sind.

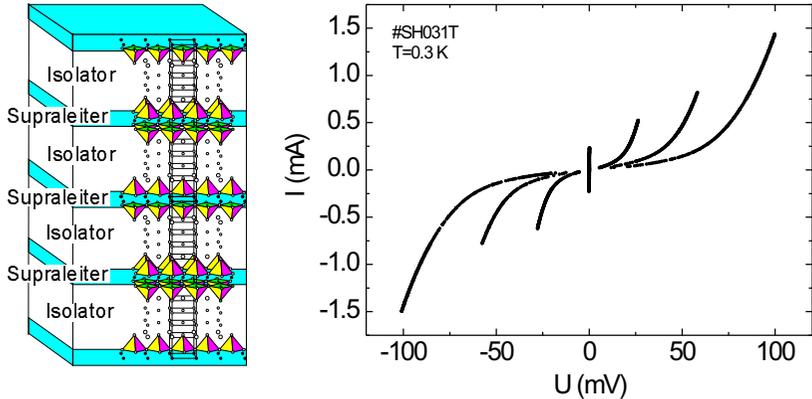


Abbildung 2.9: $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ als Stapel aus supraleitenden und isolierenden Schichten (links) und typische Strom-Spannungskennlinie eines $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Stapels mit drei Josephson-Kontakten (rechts). (aus [Heim, 2002])

Links in Abbildung 2.9 ist das Modell eines $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Einkristalls als Stapeln aus supraleitenden und isolierenden Schichten dargestellt. Die Dicke der supraleitenden Schichten beträgt jeweils ungefähr $d = 3 \text{ \AA}$, der Abstand zwischen den Schichten $t_b = 12 \text{ \AA}$. Eine typische Strom-Spannungskennlinie eines Stapels aus drei intrinsischen Josephson-Kontakten ist rechts in Abbildung 2.9 zu sehen. Die Kennlinie ist stark hysteretisch. Auf dem Supraast bei $U = 0$ befinden sich für $|I| < I_c$ alle drei Josephson-Kontakte im supraleitenden Zustand. Die drei resistiven Äste bei $U > 0$ entsprechen der Reihe nach Zuständen, in denen sich ein, zwei oder alle drei Kontakte im resistiven Zustand (McCumber-Zustand) befinden. Die unterschiedlichen kritischen Ströme

der resistiven Äste ergeben sich durch leicht unterschiedliche Parameter der einzelnen Josephson-Kontakte im Stapel.

Der Abstand der resistiven Äste bei $I = I_c$ ist ungefähr gleich der charakteristischen Spannung U_c und kann abhängig von der Sauerstoffdotierung bei $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ bis zu 27 mV betragen, was einer charakteristischen Frequenz f_c von bis zu 13 THz entspricht. Diese sehr hohen Frequenzen machen intrinsische Josephson-Kontakte zu interessanten Kandidaten für Hochfrequenzoszillatoren, was in Abschnitt 2.2.3 genauer diskutiert wird. Die kritischen Stromdichten j_c der Kontakte liegen typischerweise im Bereich von 200–5000 A/cm² und steigen mit der Sauerstoffdotierung. Der McCumber-Parameter β_c liegt für optimale Dotierung im Bereich von 10^4 und nimmt mit der Sauerstoffdotierung ab.

2.2.2 Theoretische Beschreibung durch die gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen

Eine Theorie für einen Stapel aus zweidimensionalen supraleitenden Schichten, die durch Josephson-Wechselwirkung miteinander gekoppelt sind, wurde bereits 1970 von W. Lawrence und S. Doniach entwickelt [Lawrence und Doniach, 1970]. Da für $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ die Kohärenzlänge ξ_c senkrecht zu den supraleitenden Schichten sehr viel kleiner als der Schichtabstand t_b ist, können die Schichten als quasi-zweidimensional betrachtet werden. Aus dem Lawrence-Doniach-Modell kann dann für $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ insbesondere eine Gleichung für die Josephson-Eindringtiefe λ_J in diesen Systemen abgeleitet werden und Aussagen über die statische Verteilung von Fluxonen in den Stapeln gemacht werden [Bulaevskii und Clem, 1991; Bulaevskii *et al.*, 1992].

Die Elektrodynamik in Stapeln aus Josephson-Kontakten, die nur durch Querströme in den supraleitenden Elektroden gekoppelt sind, kann durch ein System aus gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen beschrieben werden [Sakai *et al.*, 1993; Kleiner *et al.*, 1994]. Ein Vorteil dieses Modells ist, dass sich alle im Modell verwendeten Parameter direkt aus den physikalischen Größen des Stapels (kritische Stromdichte,

Dielektrizitätskonstante, Kopplungskonstante) berechnen lassen. Im Folgenden werden die gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen für einen Stapel aus n Josephson-Kontakten mit jeweils gleichen Abständen und Dicken der supraleitenden Schichten kurz hergeleitet. Anschließend werden die Effekte diskutiert, die durch die Gleichungen beschrieben werden. Dabei wird die in [Kleiner *et al.*, 1994] eingeführte Notation verwendet.

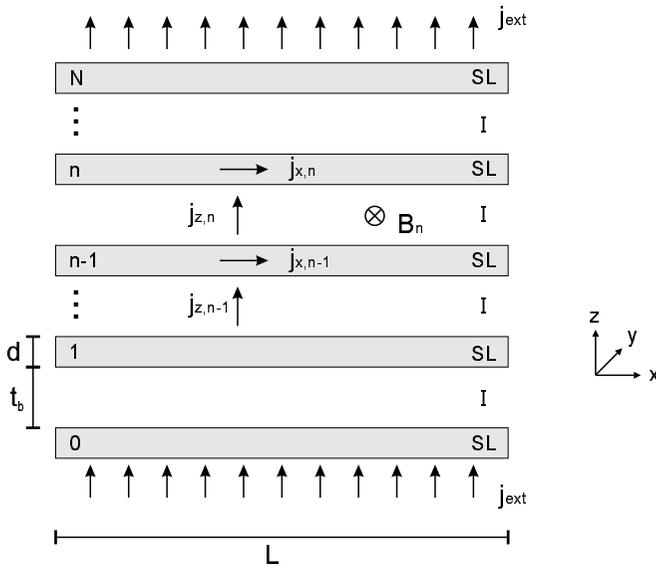


Abbildung 2.10: Geometrie eines Stapels von $N + 1$ supraleitenden (SL) Schichten der Dicke d , die zusammen mit den dazwischenliegenden isolierenden (I) Barrieren mit Dicke t_b insgesamt N Josephson-Kontakte bilden. Von außen wird ein Strom mit j_{ext} eingespeist, $j_{x,n}$ ist der Strom in der n -ten Schicht und $j_{z,n}$ der Strom über den n -ten Josephson-Kontakt. B_n ist das Magnetfeld in y -Richtung im n -ten Kontakt.

Für einen Stapel mit $N + 1$ supraleitenden Schichten bilden jeweils

zwei benachbarte Schichten n und $n-1$ ($n = 1..N$) einen Josephson-Kontakt. Der Stapel besteht dann aus N Josephson-Kontakten, vgl. Abbildung 2.10. Lokal kann die Stromdichte $j_{z,n}(x)$ über den n -ten Kontakt wieder mit dem RCSJ-Modell beschrieben werden, wobei Gleichung (2.9) dann mit γ_n für jeden Kontakt angesetzt werden muss. Die eichinvariante Phasendifferenz γ_n im n -ten Kontakt ist analog zu Gleichung (2.3)

$$\gamma_n = \varphi_n - \varphi_{n-1} - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{(n-1)(t_b+d)}^{n(t_b+d)} A_z dz, \quad (2.24)$$

und es gilt nach Gleichung (2.11)

$$\frac{\partial \gamma_n}{\partial x} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left(\oint \vec{A} d\vec{s} + \mu_0 \lambda_L^2 (j_{x,n} - j_{x,n-1}) \right). \quad (2.25)$$

Dabei ist $j_{x,n}$ die Suprastromdichte entlang der Schicht n in x -Richtung. Wenn die Magnetfelder in den supraleitenden Schichten entsprechend der London-Theorie exponentiell mit λ_L abfallen, ergibt sich für den Verlauf des Magnetfelds in y -Richtung $B_{s,n}$ entlang der z -Richtung in der n -ten Schicht

$$B_{s,n}(z) = \frac{B_n + B_{n+1}}{2} \frac{\cosh(z/\lambda_L)}{\cosh(d/2\lambda_L)} + \frac{B_{n+1} - B_n}{2} \frac{\sinh(z/\lambda_L)}{\sinh(d/2\lambda_L)},$$

wobei B_n das Magnetfeld in y -Richtung in der Barriere des n -ten Kontakts ist. Nach den Maxwellgleichungen ist der Strom in x -Richtung dann $\mu_0 j_{x,n} = -\partial B_{s,n}(z)/\partial z$. Damit ergibt sich

$$\frac{\partial^2 \gamma_n}{\partial x^2} = \left(\frac{1}{\lambda_m^2} + \frac{2}{\lambda_k^2} \right) \frac{j_{z,n}}{j_c} - \frac{1}{\lambda_k^2} \frac{(j_{z,n-1} + j_{z,n+1})}{j_c}, \quad (2.26)$$

mit

$$\begin{aligned} \lambda_m &= \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi \mu_0 j_c t_{eff}}} \\ \lambda_k &= \sqrt{\frac{\Phi_0 d_{eff}}{2\pi \mu_0 j_c \lambda_L^2}} \\ \lambda_J &= \sqrt{\frac{1}{\lambda_m^2} + \frac{2}{\lambda_k^2}} = \sqrt{\frac{\Phi_0 d_{eff}}{2\pi \mu_0 j_c (t_{eff} d_{eff} + 2\lambda_L^2)}} \end{aligned}$$

sowie

$$\begin{aligned} t_{eff} &= t_b + 2\lambda_L \tanh \frac{d}{2\lambda_L} \\ d_{eff} &= \lambda_L \sinh \frac{d}{2\lambda_L}. \end{aligned}$$

$\partial^2 \gamma_n / \partial x^2$ kann demnach durch die Querströme in den benachbarten supraleitenden Schichten beeinflusst werden, so dass die Kontakte gekoppelt sind. Der Biasstrom wird durch $j_{z,0} = j_{z,N+1} = j_{ext}$ berücksichtigt.

Werden die Phasendifferenzen und Stromdichten in den Josephson-Kontakten als Vektoren $\vec{\gamma} = (\gamma_1, \dots, \gamma_N)$ und $\vec{j}_z = (j_{z,1}, \dots, j_{z,N})$ beschrieben und eine $N \times N$ Kopplungsmatrix M definiert, bei der die Diagonalelemente $M_{i,i} = 1/\lambda_J^2$, die Nebendiagonalelemente $M_{i,i+1} = M_{i,i-1} = -1/\lambda_k^2$ und alle anderen Elemente Null sind, so kann Gleichung (2.26) als Matrixgleichung geschrieben werden:

$$\frac{\partial^2 \vec{\gamma}}{\partial x^2} = M \frac{\vec{j}_z}{j_c} - \frac{1}{\lambda_k^2} (1, 0, \dots, 0, 1) \frac{j_{ext}}{j_c},$$

oder äquivalent mit $\vec{j}_{ext} = (j_{ext}, \dots, j_{ext})$

$$\frac{\partial^2 \vec{\gamma}}{\partial x^2} - \frac{1}{\lambda_m^2} \frac{\vec{j}_{ext}}{j_c} = M \frac{\vec{j}_z - \vec{j}_{ext}}{j_c}. \quad (2.27)$$

Wird $j_{z,n}$ jetzt wie oben erwähnt für jeden Kontakt lokal durch das RCSJ-Modell beschrieben, so ergibt sich mit den Normierungen $x/\lambda_J \rightarrow x$, $t/\omega_{pl}^{-1} \rightarrow t$ ein Gleichungssystem für die sogenannten gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen:

$$\frac{\partial^2 \vec{\gamma}}{\partial x^2} - \frac{1}{\lambda_m^2} \frac{\vec{j}_{ext}}{j_c} = M \left(\beta_c \frac{\partial^2 \vec{\gamma}}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{\gamma}}{\partial t} + \sin \vec{\gamma} - \frac{\vec{j}_{ext}}{j_c} \right) \quad (2.28)$$

mit dem McCumber-Parameter

$$\beta_c = \sqrt{\frac{2\pi \rho^2 \epsilon \epsilon_0 j_c t_b}{\Phi_0}}.$$

Zusätzlich kann ein Kopplungsparameter $s = \lambda_J^2/\lambda_k^2$ definiert werden, der beschreibt, wie stark die Kopplung zwischen den Kontakten ist.

Für sehr dicke supraleitende Schichten mit $\lambda_L \ll d_{eff}$ gilt $\lambda_k \rightarrow \infty$, d.h. die Josephson-Kontakte im Stapel sind unabhängig voneinander und $s \rightarrow 0$. Für sehr dünne supraleitende Schichten mit $\lambda_L \gg t_{eff}, d_{eff}$ wird die Kopplung sehr groß, und s geht gegen den maximal möglichen Wert $s = 0.5$.

Mit dem Gleichungssystem (2.28) wird die Dynamik in einem Stapel von Josephson-Kontakten auf Basis der Sine-Gordon-Gleichungen beschrieben werden. Die Geometrie der Kontakte sowie externe Magnetfelder können über Randbedingungen berücksichtigt werden. Für ein externes Magnetfeld parallel zu den Schichten gilt dabei

$$\frac{\partial \gamma_n}{\partial x}(x=0) = \frac{\partial \gamma_n}{\partial x}(x=L) = \frac{2\pi}{\Phi_0} B_{ext} t_{eff},$$

d.h. das Magnetfeld an den Kontaktträgern wird gleich dem externen Feld gesetzt.

Um die Vorgänge in Stapeln von Josephson-Kontakten in Simulationen zu untersuchen, müssen die gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen numerisch gelöst werden. Dazu können die N gekoppelten nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen durch eine Multimodenentwicklung mit Zerlegung in Fourierkomponenten in einen Satz gekoppelter gewöhnlicher Differentialgleichungen transformiert werden [Kleiner *et al.*, 1994]. Die gekoppelten gewöhnlichen Differentialgleichungen werden dann numerisch mit dem Runge-Kutta-Fehlberg-Algorithmus gelöst. Allerdings können dabei aus numerischen Gründen keine Kontakte mit sehr großen McCumber-Parametern $\beta_c \gg 100$ untersucht werden, da dann die Relaxationszeiten zu groß werden, die abgewartet werden müssen, bis sich ein stabiler Zustand einstellt.

Für intrinsische Josephson-Kontakte in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ ist die Londonsche Eindringtiefe in ab-Richtung für $T = 0 \text{ K}$ $\lambda_L(0) \approx 2000 \text{ \AA}$ und nimmt mit steigender Temperatur zu [Waldmann *et al.*, 1996]. Damit ist die Londonsche Eindringtiefe sehr viel größer als die Dicken und die Abstände der supraleitenden CuO_2 -Doppelebenen ($d \approx 3 \text{ \AA}$, $t_b \approx 12 \text{ \AA}$),

so dass die Josephson-Kontakte in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ sehr stark gekoppelt sind. Es ergibt sich ein Kopplungsparameter s nahe dem maximalen Wert $s = 0.5$. Wegen $\lambda_L \gg t_{\text{eff}}, d_{\text{eff}}$ ist in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ $t_{\text{eff}} \approx t_b + d \approx 15 \text{ \AA}$ und $d_{\text{eff}} \approx d \approx 3 \text{ \AA}$.

Typische Werte der Josephson-Eindringtiefe λ_J liegen für optimal dotiertes $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ im Bereich von $0.5 \mu\text{m}$.

Plasmaoszillationen

Für kleine Werte von γ_n können die gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen wie im Fall des Einzelkontakts linearisiert und unter Vernachlässigung von Dämpfung und Biasstrom analytisch gelöst werden. Analog zu den Plasmawellen beim Einzelkontakt wird eine Welle $\vec{\gamma}(x, t) = \vec{\gamma}_0 e^{i(kx - \omega t)}$ mit kleinen Amplituden $\gamma_{0,n}$ angesetzt. Es ergibt sich dann aus Gleichung (2.28) die Eigenwertgleichung für die Kopplungsmatrix M :

$$M\vec{\gamma}_0 = \frac{k^2}{\beta_c \omega^2 - 1} \vec{\gamma}_0.$$

Mit den Eigenwerten aus dieser Gleichung lautet die Dispersionsrelation für die Plasmawellen im Stapel

$$\omega^2 = \omega_{pl}^2 + \left(c_q \frac{\pi k}{L}\right)^2 \quad (2.29)$$

mit den sogenannten Modengeschwindigkeiten

$$c_q = \frac{\omega_{pl} \lambda_J}{\sqrt{1 - 2s \cos \frac{\pi q}{N+1}}} \quad q = 1, \dots, N. \quad (2.30)$$

Im Gegensatz zum Einzelkontakt können hier statt einer einzigen Swihart-Geschwindigkeit $\bar{c} = \omega_{pl} \lambda_J$ für jeden k -Wert N verschiedene Geschwindigkeiten c_q im Stapel auftreten, die N Moden der Plasmawellen entsprechen. Wird zusätzlich ein Biasstrom I berücksichtigt, so ergibt sich für die Plasmafrequenz die Abhängigkeit $\omega_{pl} \rightarrow \omega_{pl}(1 - I/I_c)$.

Der Stapel wirkt also als zweidimensionaler Resonator, in dem (bei offenen Kontakten) Resonanzen bei den Frequenzen

$$f_{k,q} \approx c_q \frac{k}{2L}, \quad k = 1, 2, \dots \quad (2.31)$$

angeregt werden können, die auch als Cavity-Resonanzen bezeichnet werden. Dabei ist k die Anzahl der Halbwellen in x -Richtung und q die Anzahl der Halbwellen in z -Richtung. Für $q = 1$ schwingen die stehenden Plasmawellen in allen Kontakten mit gleicher Phasenlage, für $q = N$ schwingen die Plasmawellen in jedem Kontakt gegenphasig zu denen in den Nachbarkontakten [Kleiner *et al.*, 2000]. Für annulare Stapel können wegen der periodischen Randbedingung nur Resonanzen mit geradzahigen Werten von k angeregt werden.

Gültigkeitsbereich der gekoppelten Sine-Gordon Gleichungen

Durch das Modell der gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen wird eine Vielzahl der Effekte beschrieben, die in Stapeln von realen Josephson-Kontakten zum Beispiel in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ auftreten. Allerdings gibt es darüber hinaus weitere Effekte, die nicht in dem Modell berücksichtigt werden. Die wichtigsten dieser Effekte werden im Folgenden kurz dargestellt.

Externe Magnetfelder gehen in die Sine-Gordon-Gleichungen über die Randbedingung ein. Dabei wird das Feld an den Kontakträndern gleich dem externen Feld gesetzt. Das bedeutet insbesondere, dass alle Effekte durch Abstrahlung von Hochfrequenzstrahlung vernachlässigt werden.

Die Kopplung zwischen den Kontakten wird im Modell als rein induktiv angesetzt, Kopplung durch Ladungseffekte wird nicht berücksichtigt. Induktive Kopplung überwiegt im Fall großer Gradienten der Phasendifferenz entlang Kontakte. Bei kleinen oder verschwindenden Gradienten der Phasendifferenz, wie sie bei sehr kurzen Stapeln in schwachen Magnetfeldern auftreten, kann hingegen kapazitive Kopplung durch Ladungseffekte dominieren. Ein Modell, in dem diese Effekte berücksichtigt werden, findet sich in [Machida *et al.*, 2000; Ryndyk *et al.*, 2001].

Verluste durch endlichen Widerstand in den supraleitenden Schichten werden in den gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen ebenfalls vernachlässigt. Die Verluste entstehen durch die Anwesenheit von Quasiteilchen in den supraleitenden Schichten und wurden in der gestörten Sine-Gordon-Gleichung des Einzelkontakts (Gleichung (2.16)) durch den

Dämpfungsparameter β beschrieben. Insbesondere bei Hochtemperatur-Supraleitern sind wegen der $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie der Energielücke auch bei tiefen Temperaturen immer Quasiteilchen vorhanden, so dass die Verluste in den Schichten hier eine Rolle spielen können, vgl. [Koshelev und Aranson, 2001]. Weitere Nichtgleichgewichtseffekte werden in [Ryndyk *et al.*, 2002] diskutiert.

Kristallspezifische Effekte werden im Modell nicht berücksichtigt. So tritt zum Beispiel in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ eine Wechselwirkung von Josephson-Wechselströmen mit Phononen im Kristall auf, die zu sogenannten Sub-Gap-Strukturen auf den Strom-Spannungs-Kennlinien führt [Schlenga *et al.*, 1996, 1998].

Darüber hinaus können in realen Kontakten noch zahlreiche zusätzliche Effekte durch die endliche Breite der Kontakte in y -Richtung auftreten. Da bei Hochtemperatur-Supraleitern wie $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ die Josephson-Eindringtiefe λ_j typischerweise unter $1 \mu\text{m}$ liegt, sind dort quasi-eindimensional lange Kontakte technisch schwer zu realisieren. In ausgedehnten Kontakten kann magnetischer Fluss auch in die supraleitenden Schichten eindringen. Der Fluss dringt wie bei Typ-II-Supraleitern (vgl. [Buckel und Kleiner, 2004]) in Form einzelner Flussquanten als sogenannte Pancake-Vortices senkrecht zu den Schichten ein. Diese Pancake-Vortices verändern lokal die Phasendifferenzen γ_n und wechselwirken außerdem mit den Josephson-Fluxonen, vgl. [Yurgens *et al.*, 1999].

2.2.3 Fluxodynamik in intrinsischen Josephson-Kontakten

Intrinsische Josephson-Kontakten zeigen sehr hohe charakteristische Frequenzen im THz-Bereich und sind gleichzeitig so dünn, dass in Stapeln, die aus Hochtemperatur-Supraleitern wie zum Beispiel $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ präpariert werden, problemlos hunderte Kontakte auf kleinstem Raum realisiert werden können. Damit sind intrinsische Josephson-Kontakte vielversprechende Kandidaten für Hochfrequenz-Oszillatoren. Allerdings müssen die Kontakte im Stapel dazu mit glei-

cher Phasenlage oszillieren, was bei realen Stapeln bisher nicht erreicht werden konnte. Ein weiteres Problem ist der große Impedanzunterschied zwischen dem Stapel und der Umgebung, durch den eine Auskopplung der Hochfrequenzstrahlung sehr schwierig ist.

Deshalb bietet sich auch bei intrinsischen Josephson-Kontakten an, die Stapel als Fluxon-Oszillatoren zu betreiben, um so die Kontakte im Stapel zu synchronisieren und gleichzeitig die abgestrahlte Leistung zu erhöhen. Analog zum Einzelkontakt ist sowohl der Betrieb bei Fluxon-Resonanzen im Nullfeld als auch der Betrieb im resonanten Flux-Flow-Zustand im externen Magnetfeld möglich. Damit alle Kontakte in Phase abstrahlen, sollten dabei jeweils kollektive in-Phase Resonanzen mit $q = 1$ angeregt werden.

Die Fluxodynamik in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten ist deutlich vielfältiger als die Fluxodynamik im Einzelkontakt. Durch die starke Kopplung zwischen den Kontakten wird jeder Kontakt im Stapel entscheidend durch die Dynamik in den benachbarten Kontakten beeinflusst. Zur Untersuchung der Vorgänge im Stapel sind Simulationen auf Basis der gekoppelten Sine-Gordon-Gleichung sehr hilfreich, da dabei die Dynamik der Phasendifferenz und die Spannungen in den einzelnen Kontakten direkt orts aufgelöst abgelesen werden können. In den gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien sind dagegen nur die über alle Kontakte summierten mittleren Spannungen sichtbar, so dass Strukturen auf den Kennlinien nicht immer eindeutig spezifischen Resonanzen zugeordnet werden können.

Dynamik im Nullfeld

Ein Effekt, der sowohl in den Simulationen als auch in Messungen gefunden wurde, ist das Auftreten von sogenannter "Vortex-Cherenkov-Strahlung" in Stapeln von Josephson-Kontakten [Hechtfisher *et al.*, 1997b; Hechtfisher, 1997; Goldobin *et al.*, 1998]. Dieser Effekt tritt in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten auf, wenn sich Fluxonen mit einer Geschwindigkeit bewegen, die über der Geschwindigkeit der

Plasmawellen liegt. Dieser Mechanismus ist analog zur Entstehung von Cherenkov-Strahlung, die auftritt, wenn sich sehr hochenergetische geladene Teilchen in einem Medium mit einer Geschwindigkeit bewegen, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist. In Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten werden durch den Effekt Plasmawellen angeregt, so dass es in diesem Fall zu einer starken Kopplung zwischen Fluxonenbewegung und Plasmaschwingungen in den Kontakten kommen kann.

Wenn Plasmaschwingungen mit hohen Amplituden angeregt werden, können genau wie beim Einzelkontakt Fluxonen oder Fluxon-Antifluxon-Paare auch ohne äußere Felder entstehen. In Simulationen tritt dieser Effekt häufig auf, und es zeigen sich im Nullfeld zahlreiche resonante und nicht-resonante Zustände [Kleiner *et al.*, 2000].

Bei nicht resonanten Zuständen bewegen sich Fluxonen ungeordnet in allen oder nur einem Teil der Kontakten. Die anderen Kontakte sind dann fluxonenfrei und befinden sich entweder im spannungslosen oder im resistiven Zustand.

Resonante Zustände können in Simulationen beobachtet werden, wenn ausgehend vom komplett resistiven Zustand der Biasstrom erniedrigt wird. Beim Rücksprung aus dem resistiven Zustand bilden sich zahlreiche Fluxonen und Antifluxonen, die bei bestimmten Werten des Biasstroms resonant in den Kontakten hin- und herlaufen. In Abbildung 2.11 sind für eine Simulation eines Stapels aus $N = 20$ Kontakten für zwei Zeitpunkte Momentaufnahmen der räumlichen Stromverteilung dargestellt. Hier sind in jedem zweiten Kontakt je zwei Fluxonen und ein Antifluxonen zu sehen, die unter dem Einfluss des Biasstroms nach links beziehungsweise nach rechts laufen. Bei Kollision mit den Rändern werden die Fluxonen nicht im gleichen, sondern im jeweils benachbarten Kontakt reflektiert. Ebenso vernichten sich bei einer Kollision Fluxon und Antifluxon zunächst, bevor im benachbarten Kontakt ein neues Paar gebildet wird. Die mittleren Spannungen, die an den einzelnen Kontakten abfallen (rechts in Abbildung 2.11) zeigen, dass insgesamt 15 Kontakte

an der Resonanz beteiligt sind. Fünf Kontakte am oberen und unteren Ende des Stapels sind nicht auf die Resonanz eingerastet. Die Span-

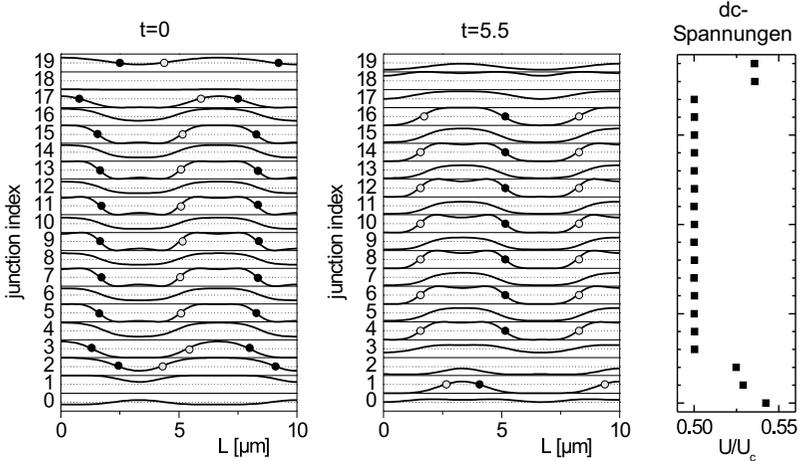


Abbildung 2.11: Momentaufnahmen der Stromverteilung in einem Stapel aus $N = 20$ gekoppelten Josephson-Kontakten mit Länge $L = 10 \mu\text{m}$ zu zwei verschiedenen Zeitpunkten t bei einem Biasstrom $I = 0.55 I_c$. Die Positionen der Fluxonen (schwarz) und Antifluxonen (grau) sind als Punkte eingezeichnet. Zusätzlich ist rechts die zeitgemittelte Spannung aufgetragen, die über den einzelnen Kontakten abfällt. (aus [Kleiner *et al.*, 2000])

nungsverteilung im Stapel zeigt, dass sich insgesamt eine zweidimensionale Stehwelle mit $k = 3$ Halbwellen entlang der Kontakte und $q = 1$ Halbwelle senkrecht dazu bildet. Die Frequenz f der Resonanz liegt bei $f/f_c = 0.5$, und damit etwas unterhalb dem Wert $f_{k=3,q=1} = 0.53 f_c$, der sich aus Gleichung (2.31) für diese Resonanz ergibt. Dieser Unterschied ist verständlich, da Gleichung (2.31) für den Grenzfall kleiner Werte der Phasendifferenzen γ_n abgeleitet wurde, während in Anwesenheit von Fluxonen die Phasendifferenz γ_n große Werte annimmt.

Eine simulierte Strom-Spannungs-Kennlinie ist in Abbildung 2.12 zu

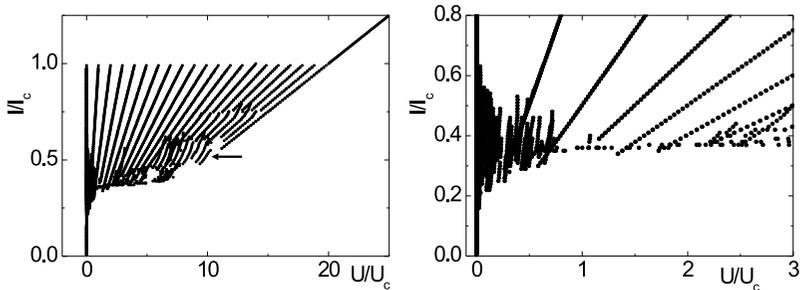


Abbildung 2.12: Simulierte Strom-Spannungs-Kennlinien eines Stapels aus $N = 20$ gekoppelten Josephson-Kontakten mit Länge $L = 10 \mu\text{m}$ im Nullfeld. Das Diagramm links zeigt den Bereich bei kleinen Spannungen vergrößert. Die Struktur, bei der die Resonanz aus Abbildung 2.11 auftritt, ist mit einem Pfeil markiert. (aus [Kleiner *et al.*, 2000])

sehen. Die oben gezeigte Resonanz ist bei $I = 0.55 I_c$, $U = 10 U_c$ als Struktur mit reduziertem differentiellen Widerstand auf der Kennlinie zu erkennen (Pfeil). Darüberhinaus treten auf der Kennlinie zahlreiche weitere Strukturen auf, die aber in den meisten Fällen zweidimensionalen Resonanzen entsprechen. Insbesondere bei den Strukturen unterhalb von $U/U_c = 1$ laufen nur in einzelnen Kontakten Fluxonen hin- und her.

In Experimenten konnten Nullfeldstufen auf Strom-Spannungs-Kennlinien von Stapeln intrinsischer Josephson-Kontakte bisher nicht eindeutig beobachtet werden. Allerdings gibt es Hinweise aus der Variation der kritischen Ströme der resistiven Äste, dass Fluxonen in den Kontakten auftreten [Mros *et al.*, 1998]. Daher ist anzunehmen, dass kollektive Fluxonmoden im Nullfeld auftreten können, aber im Vergleich zu den gezeigten Simulationen deutlicher weniger stabil sind und deshalb nicht ohne weiteres direkt beobachtet werden können.

Mögliche Gründe für die im Vergleich zur Simulation reduzierte Stabilität sind zum einen der in der Simulation unrealistisch klein gewählte Wert des McCumber-Parameters β_c und zum anderen die in Ab-

schnitt 2.2.2 (Seite 44) genannten Effekte, die nicht durch die gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen beschrieben werden. Der zu kleine Wert von β_c führt insbesondere dazu, dass die Strukturen durch Fluxonresonanzen in Realität bei deutlich niedrigeren Spannungen auftreten als in der Simulation [Kleiner *et al.*, 2000]. Es ist daher denkbar, dass reale Kontakte in den supraleitenden Zustand zurückschalten, bevor stabile Fluxonresonanzen angeregt werden können.

Dynamik im externen Magnetfeld

Auch im externen Magnetfeld zeigen sich in Simulationen vielfältige geordnete und ungeordnete Zustände [Kleiner *et al.*, 2001]. Bei niedrigen externen Feldern befinden sich nur einzelne Fluxonen und Antifluxonen im Stapel, die sich meist ohne erkennbare Ordnung unter dem Einfluss des Biasstroms bewegen. Mit Erhöhung des Magnetfelds nimmt die Zahl der Fluxonen zu, wobei sich diese nicht immer gleichmäßig im Stapel verteilen. Es kann insbesondere der Fall eintreten, dass sich vor allem bei kleinen Biasströmen in einzelnen Kontakten viele Fluxonen befinden, während andere Kontakte fluxonenfrei bleiben.

In höheren Magnetfeldern dringen zahlreiche Fluxonen in die Kontakte im Stapel ein, die unter dem Einfluss des Biasstroms von einem Ende der Kontakte zum anderen laufen und die Kontakte dort wieder verlassen. Die Simulationen zeigen, dass dabei in vielen Fällen zweidimensionale kollektive Resonanzen mit k Halbwellen entlang der Kontakte und q Halbwellen senkrecht dazu auftreten. Bei diesen Resonanzen befinden sich $k/2$ Fluxonen in jedem Kontakt, die senkrecht zu den Kontakten in q Domänen angeordnet sind. Diese Domänen bestehen aus einem oder mehreren Kontakten mit identischer Stromverteilung, in denen sich die Fluxonen in Phase bewegen. Die Domänen untereinander haben eine Phasenverschiebung von π . Im Allgemeinen werden die Resonanzen mit hohen q -Werten bei kleinen Fluxongeschwindigkeiten angeregt, während die $q = 1$ Resonanz nur für sehr hohe Fluxongeschwindigkeiten auftritt. Ein Beispiel von Konfigurationen, die für Resonanzen mit $k = 10$ und verschiedenen q -Werten analytisch berechnet wurden, ist

in Abbildung 2.13 zu sehen. Die Frequenzen der beobachteten Reso-

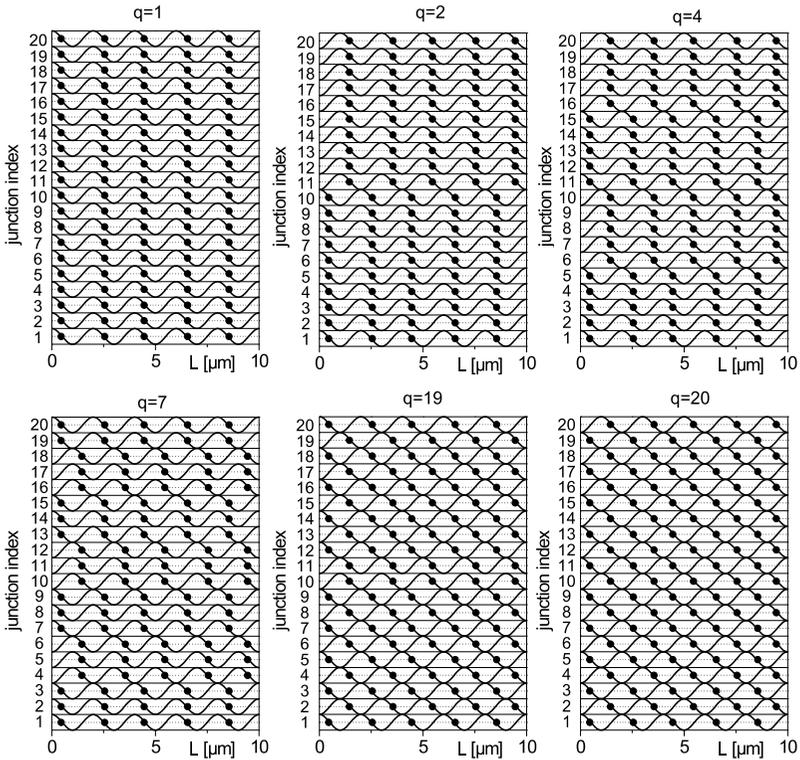


Abbildung 2.13: Analytisch berechnete Fluxon-Konfigurationen für verschiedene Resonanzen in einem Stapel aus $N = 20$ intrinsischen Josephson-Kontakten im externen Magnetfeld. In jedem Kontakt befinden sich 5 Fluxonen, die sich senkrecht zu den Kontakten in q Domänen anordnen. Die Resonanz besteht dann aus $k = 10$ Halbwellen entlang der Kontakte und q Halbwellen senkrecht dazu. (aus [Kleiner *et al.*, 2001])

nzen entsprechen ungefähr denen, die sich aus Gleichung (2.31) für stehende zweidimensionale Plasmaresonanzen im Stapel ergeben. Durch die sich bewegenden Fluxonen werden also genau diese Resonanzen an-

geregt, gleichzeitig wird die Bewegung der Fluxonen durch die stehenden Plasmawellen synchronisiert [Kleiner, 1994]. Nur in den Kontakten, die bei den Knoten der Stehwelle senkrecht zu den Kontakten liegen, die Amplitude der zweidimensionalen Stehwelle als Null ist, bewegen sich die Fluxonen weiterhin frei.

Neben den resonanten Zuständen zeigen die Simulationen auch in höheren externen Magnetfeldern zahlreiche Zustände, in denen sich die Fluxonen regellos bewegen oder nur teilweise auf die zweidimensionalen Resonanzen eingearastet sind [Kleiner *et al.*, 2001].

Im Experiment sind wegen der geringen Dicke der intrinsischen Josephson-Kontakte hohe externe Magnetfelder notwendig, um eine größere Anzahl von Fluxonen pro Kontakt zu erhalten. Typische Magnetfelder, um in den Kontakten ein Fluxon pro λ_J zu bekommen, liegen für $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ im Bereich von 2–3 Tesla. Diese Magnetfelder müssen hochgradig parallel zu den Kontakten ausgerichtet sein, da sonst Pancake-Vortices senkrecht zu den Kontakten in die supraleitenden Schichten eindringen und die Dynamik der Fluxonen beeinflussen.

In Experimenten konnten bei Messungen von Stapeln aus intrinsischen Josephson-Kontakten in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ in Magnetfeldern oberhalb von 1 Tesla kollektive Resonanzen auf den Strom-Spannungs-Kennlinien beobachtet werden [Heim *et al.*, 2002; Fujino *et al.*, 2002], allerdings mit deutlich geringerer Stabilität als in der Simulation. Es zeigt sich, dass in realen Stapeln in vielen Fällen nur ein Teil der Kontakte an den kollektiven Resonanzen teilnimmt.

Dynamik im externen Mikrowellenfeld

Durch die Einstrahlung von Mikrowellen können unter Umständen ebenfalls Fluxonen und damit eventuell kollektive Resonanzen in Stapeln von Josephson-Kontakten angeregt werden. Da Mikrowellen im Bereich von einigen GHz ohne größeren technischen Aufwand verfügbar sind, wäre dieses Verfahren vielversprechend, um praktikable Oszillatoren zu realisieren.

Im Gegensatz zu den Effekten im Nullfeld und in externen Magnetfeldern wurden die Effekte in Stapeln intrinsischer Josephson-Kontakte unter Mikrowelleneinstrahlung bislang nicht systematisch in Simulationen untersucht. Simulationen für einen einzelnen Josephson-Kontakt im Mikrowellenfeld finden sich in [Kleiner, 1992] und [Helm *et al.*, 2000]. Von Kleiner wurde ein punktförmiger RCSJ-Kontakt simuliert, an den eine Wechselspannung angelegt wurde. In der Simulation von Helm *et al.* wurde ein ausgedehnter Einzelkontakt unter dem Einfluss eines magnetischen Wechselfelds untersucht. In beiden Fällen konnten auf den simulierten Strom-Spannungs-Kennlinien Strukturen gefunden werden, die teilweise die ($I=0$)-Achse schneiden.

Experimentelle Untersuchungen über das Verhalten von Stapeln aus intrinsischen Josephson-Kontakten unter Einstrahlung von Mikrowellen existieren für verschiedenen Frequenzbereiche.

Für Mikrowellenfrequenzen f_{MW} deutlich oberhalb der Plasmafrequenz ($f_{pl} \approx 100\text{--}200$ GHz für $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$) können Shapiro-Stufen beobachtet werden [Rother *et al.*, 2001; Wang *et al.*, 2001b]. Wang konnte in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Stapeln bei $f_{MW} = 1.6$ THz die erste kollektive Shapiro-Stufe beobachten, die deutlich die ($I=0$)-Achse schneidet. In diesen Messungen konnte für $f_{MW} \leq 200$ GHz keine Shapiro-Stufen mehr beobachtet werden.

Bei Einstrahlung von Mikrowellen mit Frequenzen unterhalb von $f_{MW} = 200$ GHz können nur unter speziellen Bedingungen Shapiro-Stufen beobachtet werden. In [Doh *et al.*, 2000] wurden Mikrowellen mit einer Frequenz von 76 GHz und 94 GHz auf ein $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Mesa eingestrahlt, das einen einzelnen Oberflächenkontakt mit deutlich reduziertem kritischem Strom aufweist. Auf den Strom-Spannungs-Kennlinien konnten dann Shapiro-Stufen bis zur 3. Ordnung von diesem Kontakt beobachtet werden. In [Wang *et al.*, 2000] wurden $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Mesas untersucht, die durch eine Goldschicht an den Rändern resistiv kurzgeschlossen waren. Hier konnten Shapiro-Stufen von einem einzelnen Oberflächenkontakt bei Mikrowellenfrequenzen bis

unterhalb von $f_{MW} = 20$ GHz nachgewiesen werden. In [Latyshev *et al.*, 2001] und [Gaifullin *et al.*, 2003] wurde zusätzlich zur Einstrahlung von Mikrowellen ein externes Magnetfeld mit $B > 1$ T angelegt. Latyshev *et al.* konnten dabei bei parallel ausgerichtetem Feld Shapiro-Stufen bei $f_{MW} = 90$ GHz nachweisen. Dagegen traten bei Gaifullin *et al.* bei $f_{MW} = 136$ GHz Shapiro-Stufen nur in verkippten Magnetfeldern auf.

Für Mikrowellenfrequenzen im Bereich von 2–20 GHz, also deutlich unterhalb der Plasmafrequenz, zeigen sich auf den Strom-Spannungskennlinien von Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ deutliche Effekte, die sich nicht durch Shapiro-Stufen erklären lassen [Kleiner, 1992; Irie und Oya, 1995; Irie *et al.*, 1996; Irie und Oya, 1997; Prusseit *et al.*, 1997; Wang *et al.*, 1999]. In allen gezeigten Messungen tritt unter Mikrowelleneinstrahlung eine deutliche hysteretische Stufe auf, die sich mit steigender Mikrowellenleistung proportional zur Wurzel der Leistung zu höheren Spannungen verschiebt. Außer bei Prusseit *et al.*, wo die Spannungen ungefähr um einen Faktor 10 höher liegen, tritt die Stufe trotz deutlich unterschiedlicher Größen der untersuchten Proben immer im Bereich von 10–100 mV auf. Bei einigen Messungen schneidet die Stufe die ($I=0$)-Achse. Bei manchen Mikrowellenfrequenzen zeigen die Kennlinien bei Spannungen unterhalb der Stufe zusätzliche Strukturen. Diese sind teilweise äquidistant, verschieben sich aber ebenfalls mit steigender Mikrowellenleistung zu höheren Spannungen. Der Abstand dieser Strukturen ist typischerweise im Bereich von einigen mV und damit deutlich über der Spannung, bei der einzelne Shapiro-Stufen auftreten. Eine eindeutige Erklärung der großen Stufe und der Strukturen unterhalb dieser Stufe wurde bislang nicht gefunden. Allgemein wird angenommen, dass durch die Mikrowellen Fluxonen oder Fluxon-Antifluxon-Paare in den Kontakten erzeugt werden. Als Ursache für die große Stufe wird dann vermutet, dass sich die Fluxonen ähnlich wie bei der Flux-Flow-Stufe unter dem Einfluss des Biasstroms bewegen. Allerdings tritt die große Stufe zumindest in manchen Fällen bei so hohen Spannungen auf, dass unphysikalisch hohe Fluxonendichten zur

Erklärung angenommen werden müssten [Pruseit *et al.*, 1997]. Bei den kleinen Strukturen könnte es sich um die gesuchten Fluxon-Resonanzen handeln. Allerdings kann so insbesondere nicht erklärt werden, warum sich die Strukturen mit steigender Mikrowellenleistung kontinuierlich zu höheren Spannungen verschieben. Durch die nicht-konstante Spannung ist außerdem eine Zuordnung zu spezifischen (k, q) -Resonanzen nicht möglich.

Hinweise darauf, dass Fluxonen an der Entstehung der kleinen Strukturen beteiligt sind, geben Messungen bei Einstrahlung von Mikrowellen von einigen GHz, bei denen zusätzlich ein externes Magnetfeld von $B = 0.8$ T parallel zu den Kontakten angelegt wurde [Shibauchi *et al.*, 2003]. Offensichtlich erhöhen die bei diesem Magnetfeld in den Kontakten vorhandenen zusätzlichen Fluxonen die Stabilität der Strukturen deutlich, so dass zahlreiche der Strukturen die $(I=0)$ -Achse schneiden.

2.2.4 Ortsaufgelöste Untersuchung von intrinsischen Josephson-Kontakten

Ortsaufgelöste Untersuchungen an Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten könnten wichtige Hinweise darauf geben, ob und welche Resonanzen in den Kontakten auftreten können. Allerdings ergeben sich bei intrinsischen Josephson-Kontakten im Vergleich zu Nb-Tunnelkontakten einige grundlegende Unterschiede, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

Die Josephson-Eindringtiefe λ_J ist bei intrinsischen Kontakten um gut zwei Größenordnungen kleiner als bei Nb-Tunnelkontakten und liegt deutlich unterhalb von $1 \mu\text{m}$. Da die räumliche Auflösung des TTREMs für BSCCO bei ungefähr $2 \mu\text{m}$ liegt, können nur intrinsische Kontakte mit Längen $L \gg \lambda_J$ ortsaufgelöst untersucht werden. In Kontakten dieser Länge kann die Fluxodynamik komplex sein, außerdem wird so in den Kontakten stets eine Fläche von mehreren λ_J^2 bestrahlt. Es ist damit nicht unbedingt klar, ob durch die Erwärmung nur eine lokale Störung auftritt, oder ob der Zustand, in dem sich die Kontakte befinden, als Ganzes verändert wird. Auf jeden Fall sollten bei der Untersuchung von

intrinsischen Kontakten möglichst kleine Elektronenstrahl-Ströme und -Energien verwendet werden.

Die Magnetfelder, die zur Erzeugung von Josephson-Fluxonen in intrinsischen Kontakten notwendig sind, können im TTREM nicht angewendet werden, da der Elektronenstrahl empfindlich auf Magnetfelder reagiert. Damit können die im Magnetfeld beobachteten Resonanzen nicht im TTREM erzeugt und untersucht werden. Mögliche Untersuchungen beschränken sich auf Nullfeldstufen und Resonanzen unter Mikrowelleneinstrahlung.

Grundsätzlich ist in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten immer nur das Antwortsignal aller Kontakte zusammen messbar, da nur die Spannung zwischen der obersten und der untersten supraleitenden Schicht gemessen werden kann. Für die Signalentstehung im TTREM bedeutet das, dass in Gleichung (2.23) die Phasendifferenz zwischen der obersten und der untersten supraleitenden Schicht eingesetzt werden muss. Diese ergibt sich aus der Summe der Phasendifferenzen der einzelnen Kontakte im Stapel, so dass keine Informationen über die Vorgänge in einzelnen Kontakten erhalten werden können. Bei Resonanzen mit geraden q -Werten zeigt die Summe der Phasendifferenzen aller Kontakte keine Modulation, so dass diese Resonanzen in den TTREM-Messungen nicht sichtbar sind. Die Resonanzen mit ungeraden q -Werten sollten hingegen ein umso stärkeres Signal liefern, je kleiner q ist, das heißt je mehr Kontakte in Phase oszillieren. Zusätzlich nimmt mit steigendem q -Wert die Zahl der Knoten der Stehwelle senkrecht zu den Kontakten zu und damit auch die Zahl der Kontakte, die nicht auf die zweidimensionale Stehwelle synchronisiert sind (vgl. Abschnitt 2.2.3). Diese Kontakte können im zeitlichen Mittel zu einem homogenen Untergrundsignal führen.

Wenn also der Signalentstehungsmechanismus für konventionelle Einzelkontakte auch in ähnlicher Weise für Stapel aus intrinsischen Josephson-Kontakte funktioniert, dann sollten im TTREM genau die Resonanzen mit kleinen ungeraden q -Werten, bei denen maximale Mikrowellenemission vom Stapel auftritt, deutlich sichtbar sein.

Kapitel 3

Probenpräparation und Experimente

3.1 Probenpräparation

Zur Untersuchung der Fluxodynamik in intrinsischen Josephson-Kontakten wurden Stapel mit definierter Geometrie mit Hilfe von Elektronenstrahl-Lithographie und Argon-Ionen-Ätzen aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Einkristallen (BSCCO) strukturiert. Präpariert wurden offene Stapel mit verschiedenen Längen zwischen $12\ \mu\text{m}$ und $30\ \mu\text{m}$ sowie ringförmige Stapel mit einem Durchmesser von $11\ \mu\text{m}$. Die Breite der Stapel lag jeweils im Bereich von $1\text{--}2\ \mu\text{m}$, um eine theoretische Beschreibung mit dem Modell für schmale, lange Stapel (Länge $\gg \lambda_j$, Breite $\leq \lambda_j$) wenigstens näherungsweise zu ermöglichen. Die Zahl der Kontakte in den Stapeln variierte zwischen 2 und 23, was einer Stapelhöhe zwischen 3 nm und 34 nm entspricht.

Die zur Herstellung der Proben verwendeten BSCCO-Einkristalle waren annähernd optimal dotiert und stammen aus einer Schmelze, die an der Universität Erlangen von W. Gerhäuser mit der „self-flux“-Methode hergestellt wurde [Gerhäuser *et al.*, 1991; Gerhäuser, 1992]. Durch Rönt-

genbeugung wurde verifiziert, dass die Kristalle aus der BSCCO(2212)-Phase bestehen. Energiedispersive Messungen lieferten eine Stöchiometrie Bi:Sr:Ca:Cu von 2.3:2.2:1:2. Um eine homogene Sauerstoffverteilung zu erreichen, wurden die Kristalle nach der Herstellung in Sauerstoffatmosphäre 8–10 h bei 420 °C nachgetempert. Die resistiv und induktiv gemessene Übergangstemperatur T_c lag danach bei ca. 87 K mit einer Übergangsbreite von 2 K.

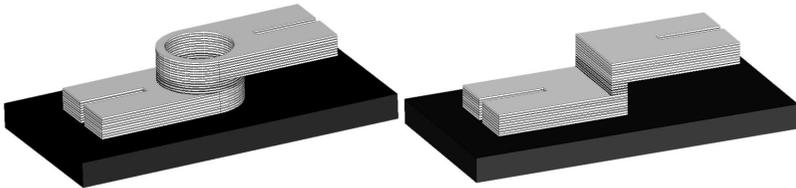


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Probengeometrie für ringförmige und offene Stapel

Die Stapel wurden zusammen mit supraleitenden Zuleitungen aus den Einkristallen herausstrukturiert, wobei die angewandte zweiseitige Präparationsmethode ähnlich zu der ist, die erstmals von H.B. Wang vorgestellt wurde [Wang *et al.*, 2001a]. Die resultierende stufenförmige Probengeometrie ("Stufenstapel") ist schematisch in Abbildung 3.1 zu sehen. Diese Geometrie ermöglicht eine 4-Punkt-Kontaktierung des Stapels und gleichzeitig eine homogene Stromeinspeisung; außerdem ist der Stapel durch die Zuleitungen geschützt, so dass während der Präparation eine Veränderung einzelner Schichten z.B. durch Sauerstoffreduktion minimiert werden kann. Damit hat diese Probengeometrie entscheidende Vorteile gegenüber der Mesa-Geometrie (vgl. z.B. [Régi *et al.*, 1994; Yurgens *et al.*, 1994; Heim, 2002]), bei der insbesondere immer eine Veränderung der obersten Schicht bei der Präparation auftritt.

Präparationsmethode

Das Prinzip der verwendeten zweiseitigen Präparationsmethode ist in

Abbildung 3.2 zu sehen. Im Wesentlichen waren folgende Prozessschritte notwendig:

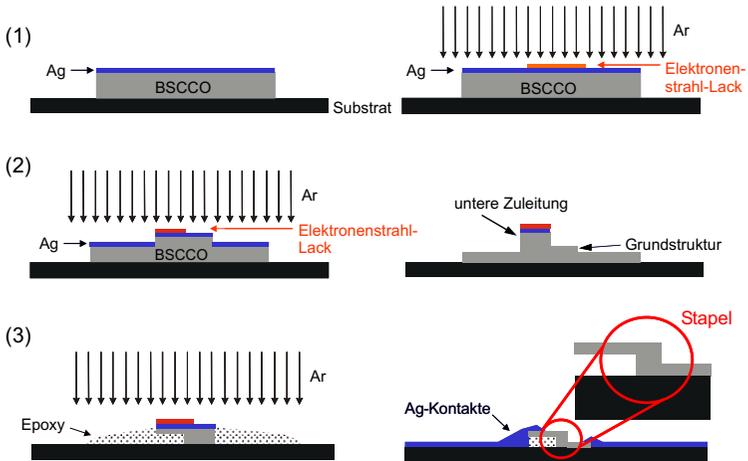


Abbildung 3.2: Präparationsschritte der verwendeten doppelseitigen Präparationsmethode

1. Einkristalline Plättchen aus BSCCO wurden mit Epoxidharzkleber auf Saphirsubstrate geklebt und mit Klebestreifen (Tesafilm) abgezogen. Dadurch war es möglich, atomar glatte Kristallflächen mit Größen von mehr als 1 mm^2 zu erhalten. Die Flächen wurden mit 20–30 nm Silber bedampft, um Aufladungen bei der anschließenden Elektronenstrahl-Lithographie zu vermeiden, und mit Elektronenstrahl-Negativlack belackt.

Mittels Elektronenstrahl-Lithographie mit einem Elektronenmikroskop JSM 6500 F der Firma Jeol in Verbindung mit einer Lithographieeinheit von Raith wurde zunächst die Grundstruktur belichtet und mittels Argon-Ionenstrahlätzen (3 cm-Kaufmann-Quelle) in den Kristall übertragen. Die Grundstruktur definierte den Kristallbereich, aus der in den nachfolgenden Schritten der

Stapel mit Zuleitungen strukturiert wurde.

2. Nach Entfernen der Lackschicht und erneutem Aufdampfen von 20–30 nm Silber wurde die spätere untere Zuleitung, die sich bei diesem Prozessschritt oben befindet, mittels Elektronenstrahl-Lithographie belichtet und durch Argon-Ionenstrahlätzen strukturiert.

Nun wurde nach Entfernen der Lackschicht mit Epoxidharzkleber ein zweites Saphirsubstrat von oben auf die Probe geklebt. Nach Aushärten des Klebers wurden die beiden Substrate auseinandergezogen, so dass der Kristall an der Grenzschicht zwischen Grundstruktur und Basiskristall parallel zu den Kupferoxidebenen brach. Die bislang gefertigte Struktur klebte nun umgekehrt im Kleber auf dem zweiten Saphirsubstrat und die Rückseite lag frei.

3. Nach Aufdampfen von 50 nm Silber wurde anschließend die obere Zuleitung mittels Elektronenstrahl-Lithographie im Bereich der nun obenliegenden Grundstruktur strukturiert. Während des anschließenden Ionenstrahlätzens konnte mittels einer Kontrollbrücke der Zeitpunkt bestimmt werden, an dem die Grundstruktur ganz entfernt worden war und das Ätzen des eigentlichen Stapels begann.

Abschließend wurden mittels optischer Lithographie und Lift-Off-Technik 200 nm dicke Silberzuleitungen vom Saphirsubstrat über den Kleber bis zu den supraleitenden Zuleitungen strukturiert.

Eine detaillierte Beschreibung der Präparationsmethode mit allen verwendeten Parametern findet sich bei [Weber, 2003].

3.2 Experimente

3.2.1 Messaufbau Helium-Kryostat

Alle Messungen außerhalb des Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskops wurden in einem Helium-Bad-Kryostat durchgeführt. Dabei

kann die Probe direkt in das flüssige Helium eingetaucht werden, so dass eine sehr gute thermische Ankopplung zwischen Probe und flüssigem Helium erreicht wird. Die Temperatur an der Probe entspricht dann der Siedetemperatur von Helium ($T = 4.2 \text{ K}$). Messungen bei höheren Temperaturen konnten durchgeführt werden, indem die Probe knapp oberhalb des Niveaus des flüssigen Heliums im Kryostaten platziert wurde. Da im Kryostaten zwischen flüssigem Helium bei 4.2 K und dem oberen Ende des Halsrohres bei 300 K ein kontinuierlicher Temperaturgradient existiert, kann durch geeignete Platzierung der Probe im Prinzip jede beliebige Proben­temperatur in diesem Bereich eingestellt werden. Allerdings dauert es in Realität meistens sehr lange, bis sich eine stabile Temperatur an der Probe einstellt. Die Messungen bei $T > 4.2 \text{ K}$ wurden deshalb meistens bei langsam driftender Temperatur durchgeführt. Dabei wurden kontinuierlich Kennlinien aufgenommen und die Temperatur mit aufgezeichnet, so dass im Nachhinein Messungen bei definierten Temperaturen ausgewählt werden konnten.

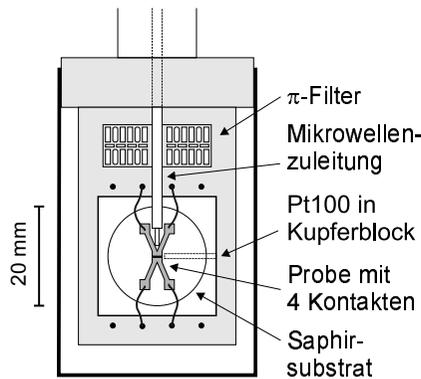


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Probenhalters

Bei den Messungen im Helium-Bad-Kryostaten befand sich die Probe auf einem Probenhalter am Ende eines Probenstabs, der in das flüssige Helium getaucht wurde. Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Darstel-

lung des verwendeten Probenhalters. Die Probe wurde mit Leitsilber auf den Kupferblock des Probenhalters geklebt, in dem in einer seitlichen Bohrung ein Pt100-Temperatursensor (Typ A100/1515B, Fa. Merz Messführlertechnik) eingesetzt war. Die Kontaktflächen auf der Probe wurden ebenfalls mit Leitsilber mit den Kupferzuleitungen des Probenstabs verbunden. Alle Zuleitungen zur Probe wurden auf dem Probenhalter mit π -Filtern (vgl. Abbildung 3.4) gefiltert. Die π -Filter wirken als Tiefpass, dessen Durchlassverhalten im Bereich der Abschneidefrequenz umso steiler abfällt, je höher der Wert der Induktivität ist. Da Kondensatoren mit Kapazitäten oberhalb von nF ebenfalls eine kleine Induktivität besitzen, wurde ein weiterer Kondensator kleiner Kapazität parallel geschaltet, über den Signale sehr hoher Frequenz abfließen können. Die Abschneidefrequenz der gesamten Filteranordnung lässt sich ungefähr aus der Formel $f_{3dB} = (2\pi RC_{ges})^{-1}$ abschätzen, wobei C_{ges} die Summe aller Kapazitäten im Filter und R der Widerstand der Probe ist. Für die verwendeten Bauteile ergibt sich bei einem typischen Probenwiderstand von $5\text{ k}\Omega$ eine Abschneidefrequenz im Bereich von 500 Hz.

Der gesamte Probenhalter befand sich in einem Zylinder aus μ -Metall, um äußere magnetische Felder abzuschirmen.

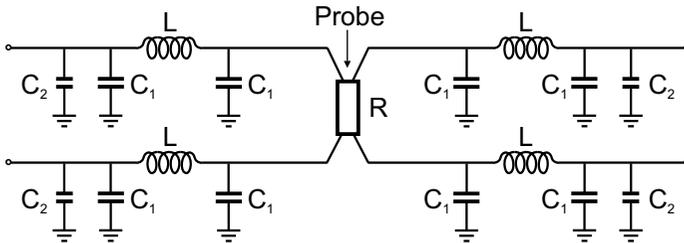


Abbildung 3.4: π -Filter in den Zuleitungen zur Probe. Für die Messungen im Bad-Kryostaten wurden Filter mit den folgenden Bauteilen verwendet: $C_1 = 0.1\ \mu\text{F}$ (Kunststoff-Kondensator), $C_2 \approx 10\ \text{pF}$ (Keramik-Kondensator), $L = 4.7\ \text{mH}$.

Zur Messung von Strom-Spannungs-Kennlinien wurde über die Probe

ein regelbarer Strom aus einer batteriebetriebenen, rauscharmen Stromquelle angelegt. Die Stromquelle kann extern gesteuert werden und verfügt über einen Monitorausgang, der eine Spannung proportional zum fließenden Strom ausgibt. Das Spannungssignal von der Probe wurde von einem ebenfalls batteriebetriebenen Verstärker um den Faktor 10 bis 10000 verstärkt.

Zusätzlich konnten Mikrowellen im Frequenzbereich von 1–25 GHz auf die Probe eingestrahlt werden. Dazu lief ein Semi-Rigid-Kabel durch den Probenstab, dessen Innenleiter am Ende über der Probe als Antenne freigelegt war. Die Antenne war parallel zu den Zuleitungen der Probe ausgerichtet und befand sich ca. 5 mm über der Probe.

Der gesamte Messaufbau mit Kryostat, Stromquelle und Verstärker befand sich in einer Abschirmkammer, die elektromagnetische Felder mit Frequenzen bis ca. 1 GHz abschirmt.

Zur Messdatenerfassung wurde ein Computer außerhalb der Abschirmkammer verwendet, mit dem die Spannungssignale von Stromquelle und Verstärker mittels einer A/D-Messkarte (National Instruments PCI 6014) und einem LabView-Programm aufgenommen werden konnten.

3.2.2 Messaufbau Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM)

Das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM) besteht aus einem konventionellen Rasterelektronenmikroskop (CamScan Serie 4) in Verbindung mit einem speziellen Helium-Kryostaten, mit dem die zu untersuchende Probe bis auf wenige Kelvin abgekühlt werden kann, und einer elektronischen Bildverarbeitungseinheit.

Eine detaillierte Beschreibung des Helium-Kryostaten findet sich bei [Doderer *et al.*, 1990; Doderer, 1991]. Die Probe befindet sich über einen Kaltfinger von unten in thermischem Kontakt mit flüssigem Helium. Nach oben hin ist die Probe thermisch durch eine Kupferabdeckung und magnetisch durch eine μ -Metallabdeckung abgeschirmt, in denen sich jeweils ein Loch befindet, durch das der Elektronenstrahl auf die

Probe gelangen kann. Die Temperatur am Probenhalter kann mit einem Cernox-Temperaturmesswiderstand (Lakeshore CX-1050-AA) bestimmt werden. In den Messungen konnte eine minimale Temperatur von 4.8 K erreicht werden.

Um Mikrowellen mit Frequenzen von bis zu 25 GHz auf die Probe einstrahlen zu können, wurde in den Helium-Kryostaten zusätzlich ein Semi-Rigid-Kabel eingebaut. Die Einstrahlung von Mikrowellen erfolgt dann analog zu den Messungen mit Mikrowellen im Helium-Bad-Kryostaten, vgl. Abschnitt 3.2.3.

Am Ort der Probe kann durch zwei supraleitende Helmholtz-Spulenpaare ein paralleles Magnetfeld von ca. 10 mT erzeugt werden [Mayer, 1990]. Zusätzlich wurde um den Bereich der Probe eine weitere supraleitende Spule mit 270 Windungen mit Durchmesser 29 mm und einer Länge von 20 mm angebracht, mit der ein senkrecht Magnetfeld ungefähr der gleichen Größe ($B \lesssim 15$ mT bei $I = 1.0$ A) erzeugt werden kann. Die Magnetfelder wurden allerdings bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet, da sie insbesondere zu schwach sind, um direkt Fluxonen in intrinsischen Josephson-Kontakten zu erzeugen.

Der gesamte Messaufbau im TTREM ist in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt. Der Elektronenstrahl wird durch die Ablenkeinheit über die Probe gerastert und erwärmt die Probe lokal. Die dadurch induzierte Spannungsänderung über der gesamten Probe wird gemessen und farb-kodiert in einem zweidimensionalen Bild gegenüber dem Ort des Elektronenstrahls aufgetragen. Gleichzeitig wird mittels der Sekundärelektronen ein Oberflächenbild der Probe aufgenommen. Auf diese Weise ist es möglich, ein dem Oberflächenbild zugeordnetes sogenanntes Spannungsbild zu erzeugen.

Da in den durchgeführten Messungen die durch den Elektronenstrahl verursachten Spannungsänderungen über die gesamte Probe sehr klein waren (typischerweise einige μV), wurde das Spannungssignal mit einem Lock-In-Verstärker (PAR 124) differentiell und phasensensitiv gemessen.

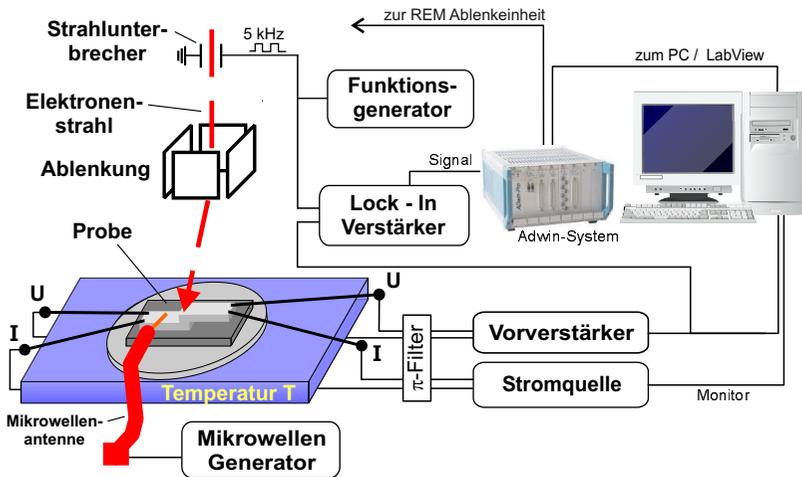


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Messaufbaus bei den Messungen im TTREM.

Dazu wurde der Strahl mit 5 kHz periodisch unterbrochen und der Lock-In-Verstärker auf diese Frequenz abgeglichen.

Wie bei den Messungen im Helium-Bad-Kryostat wurden auch im TTREM alle Zuleitungen zur Probe mit π -Filtern gefiltert. Die π -Filter befanden sich im kalten Bereich direkt neben der Probe. Im Vergleich zu den π -Filtern in Abbildung 3.4 mussten hier für die Spannungszuleitungen kleinere Kapazitäten mit $C = 0.01 \mu\text{F}$ verwendet werden, um das mit 5 kHz modulierte Signal von der Probe nicht deutlich abzuschwächen.

Stromquelle, Vorverstärker und Mikrowellenquelle im Messaufbau waren äquivalent zu den bei den Messungen im Helium-Bad-Kryostat verwendeten Geräten. Genau wie in den Messungen im Helium-Bad-Kryostat konnten damit auch im TTREM Strom-Spannungs-Kennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung gemessen werden.

Das Bildverarbeitungssystem besteht aus einem ADwin-Pro System (Jäger Messtechnik GmbH) und einem LabView-Steuerprogramm. Mit

dem ADwin-Pro System können die Messsignale mit einer Samplingrate von bis zu 4 MHz mit 14-bit-AD-Wandlern digitalisiert und anschließend gemittelt werden. In den durchgeführten Messungen wurde an jeder Position des Elektronenstrahls auf der Probe über typischerweise 15000 Messwerte gemittelt, was einer Messzeit von 3.75 ms pro Punkt entspricht. Eine ausführliche Beschreibung des Bildverarbeitungssystems findet sich bei [Dönitz, 2002; Weber, 2003].

3.2.3 Einkopplung von Mikrowellen

Sowohl bei den Messungen im Helium-Bad-Kryostaten als auch bei den Messungen im TTREM konnten Mikrowellen im Frequenzbereich von 1–25 GHz über ein Semi-Rigid-Kabel auf die Probe eingestrahlt werden. Als Antenne wurde der Innenleiter des Semi-Rigid-Kabels auf einer Länge von ca. 10 mm freigelegt. Diese Antenne wurde in einem Abstand von 5–10 mm über der Probe angebracht.

Die maximale Ausgangsleistung der verwendeten Mikrowellenquelle (Typ Rhode+Schwarz SMR40) beträgt 100 mW. Damit ist die Amplitude des magnetischen Wechselfelds am Ort der Probe kleiner als 1 mT. Diese Feldstärke reicht nicht aus, um direkt Josephson-Fluxonen in intrinsischen Josephson-Kontakten zu erzeugen (vgl. Kapitel 2.2.3).

Die Mikrowellen können daher nur über die elektrische Feldkomponente auf die Probe wirken. Bei den verwendeten Frequenzen von 1–25 GHz liegen die Vakuumwellenlängen der Mikrowellen zwischen 30 cm und 1 cm. Diese Wellenlängen sind viel größer als die supraleitenden Strukturen auf der Probe, so dass die Einkopplung hauptsächlich über die Zuleitungen erfolgen sollte.

In den durchgeführten Messungen zeigte sich, dass die tatsächlich auf die Probe eingekoppelte Leistung stark von der Frequenz der Mikrowellen abhängt. Für Frequenzen oberhalb von 10 GHz konnte auch bei der maximalen Ausgangsleistung der Mikrowellenquelle nur noch bei einzelnen Frequenzen messbare Leistungen eingekoppelt werden. Auch bei kleineren Frequenzen konnte eine starke Abhängigkeit der eingekoppelten Leistung von der Mikrowellenfrequenz festgestellt werden.

3.2.4 Messungen im TTREM

Bei den Messungen im TTREM soll der Elektronenstrahl im Prinzip nur als passive Sonde wirken, welche die Probe lokal erwärmt, aber nicht den gesamten Zustand der Probe verändert. Gleichzeitig muss aber die Energie des Strahls so groß sein, dass der Einfluss des Elektronenstrahls durch die obere Zuleitung in den Stapel dringt und ein messbares Spannungssignal generiert. Außerdem sollte die Intensität des Strahls so hoch sein, dass die Probe noch auf dem Oberflächenbild sichtbar ist.

In den in Kapitel 3.2.4 gezeigten Messungen an BSCCO-Stapeln wurde eine Beschleunigungsspannung von 10 kV und Strahlströme zwischen 100 pA und 400 pA gewählt. Bei kleineren Strahlströmen war es insbesondere nicht mehr möglich, Strukturen auf dem Oberflächenbild zu erkennen und so den Strahl zu fokussieren. Die Eindringtiefe der Elektronen mit dieser Energie beträgt für BSCCO ungefähr $1.5\text{--}2\ \mu\text{m}$, so dass das Auflösungsvermögen bedingt durch die Größe des erwärmten Bereichs bei $2\text{--}3\ \mu\text{m}$ liegen sollte [Gross und Koelle, 1994].

Allerdings war bei den gewählten Strahlparametern die Bedingung, dass der Zustand der Probe als Ganzes durch den Einfluss des Elektronenstrahls nicht geändert werden soll, für die untersuchten Proben nicht immer erfüllt. Der Einfluss des Strahls äußerte sich dabei auf mehrere Arten, die im Folgenden kurz dargestellt werden.

In einigen Fällen veränderte sich die Strom-Spannungs-Kennlinie, sobald der Elektronenstrahl eingeschaltet wurde. In Abbildung 3.6 sind zwei Strom-Spannungs-Kennlinien unter Einstrahlung von Mikrowellen mit der Frequenz $f_{MW} = 5.39\ \text{GHz}$ vor und nach dem Einschalten des Elektronenstrahls zu sehen. Es zeigt sich, dass unter dem Einfluss des Elektronenstrahls die Strukturen bei $U \approx 26\ \text{mV}$ und $U \approx 52\ \text{mV}$ komplett verschwinden. Die Strukturen auf der Strom-Spannungs-Kennlinie traten aber in diesem Fall wieder auf, wenn die Frequenz der externen Mikrowellen bei eingeschaltetem Elektronenstrahl geringfügig auf $f_{MW} = 5.41\ \text{GHz}$ erhöht wurde.

Die Veränderungen der Strom-Spannungs-Kennlinien durch die Bestrahlung zeigten sich auch in den aufgenommenen Spannungsbildern.

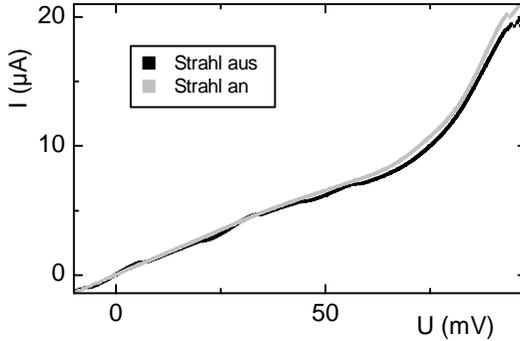


Abbildung 3.6: Strom-Spannungs-Kennlinien der Probe #TC63 im TTREM bei $T \approx 5$ K unter Einstrahlung von Mikrowellen mit der Frequenz $f_{MW} = 5.39$ GHz vor und nach Einschalten des Elektronenstrahls. Vor dem Einschalten des Strahls sind bei $U \approx 26$ mV und $U \approx 52$ mV Strukturen auf der Kennlinie zu erkennen, die nach dem Einschalten des Strahls verschwunden sind.

Häufig konnten durch die Veränderungen die Intensitäten und Strukturen in den Bildern bei zwei verschiedenen Messungen bei gleichem Biasstrom nicht immer genau reproduziert werden. Allerdings blieben die prinzipiellen Strukturen in den Bildern im Allgemeinen erhalten, so dass in den meisten Fällen eine Zuordnung von Strukturen in den Bildern zu Biaspunkten auf den Kennlinien möglich war.

Zusätzlich zu den unmittelbaren Veränderungen durch den Elektronenstrahl konnte bei vielen Proben eine langsame und kontinuierliche Veränderung der Strom-Spannungs-Kennlinien beobachtet werden, wenn die Proben über längere Zeit dem Elektronenstrahl ausgesetzt waren. Bei vielen Proben kam es im Laufe der Messungen im TTREM zu einer Abnahme des kritischen Stroms I_c , in einigen Fällen auch zu einer Abnahme des Abstands U_c zwischen den Ästen. Diese Änderungen verschwanden teilweise, wenn die Proben wieder bis auf 300 K aufgewärmt wurden. Bei allen Proben konnte über mehrere Messreihen im TTREM hinweg, zwischen denen die Proben jeweils aufgewärmt wurden, eine

Abnahme der Übergangstemperatur T_c um einige Kelvin festgestellt werden. Diese Effekte lassen sich nur damit erklären, dass durch die Bestrahlung mit Elektronen über längere Zeit die Eigenschaften der intrinsischen Josephson-Kontakte verändert werden. Ein möglicher Mechanismus für die Änderungen, die nach dem Aufwärmen bis auf 300 K wieder verschwinden, ist die Ansammlung von Ladungen in den Barrierenschichten der intrinsischen Josephson-Kontakte. Die dauerhaften Änderungen wie die Abnahme von T_c könnten dagegen auf eine Abnahme der Sauerstoffkonzentration in den Kristallen zurückzuführen sein, vgl. Kapitel 2.2.1.

Stets deutlich sichtbar waren in den TTREM-Messungen Schwachstellen und Defekte, die bei einigen Proben in den Zuleitungen in der Nähe des Stapels auftraten. Diese zeigen in den Spannungsbildern ein deutliches positives Signal, das sowohl mit steigendem Biasstrom als auch mit steigendem Strahlstrom ansteigt. Eine mögliche Erklärung für dieses Signalverhalten ist, dass an der Schwachstellen die Erwärmung ausreicht, um unter dem Einfluss des Biasstroms einen normalleitenden Bereich zu erzeugen. Wenn dieser Bereich zwischen zwei Zuleitungen in der Nähe des Stapels liegt, so wird dieser Bereich trotz Vierpunkt-Kontaktierung mitgemessen und kann zu dem beobachteten Signal führen.

3.2.5 Messgenauigkeit

Bei den Messungen im Helium-Bad-Kryostat konnten mit der batteriebetriebenen Stromquelle und dem Verstärker sowie den π -Filtern und der Abschirmkammer relativ rauscharme Messungen durchgeführt werden, bei denen das Spannungsrauschen typischerweise im Bereich von 1–2 μV lag. Im TTREM war das Rauschen deutlich höher, da hier der Einfluss von Vakuumpumpe, Strahlableitkathoden und Elektronenstrahlkathode nicht vollständig abgeschirmt werden konnte. Besonders groß wurde das Rauschen, wenn der Temperatur-Kontroller in Betrieb war, so dass dieser während den Messungen abgeschaltet werden musste.

Dennoch war es mit der Filterung durch π -Filter im TTREM möglich,

die in den Messungen im Helium-Bad-Kryostaten gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien zu reproduzieren. Allerdings waren kleine Strukturen auf den Kennlinien von Messungen unter Mikrowelleneinstrahlung im TTREM oft deutlich niedriger und weniger hysteretisch.

Ohne π -Filter änderten sich sowohl bei den Messungen im TTREM als auch bei den Messungen im Bad-Kryostaten die Strom-Spannungs-Kennlinien erheblich, insbesondere war ein deutlich geringerer kritischer Strom I_c zu beobachten (vgl. [Weber, 2003]).

Die Temperaturbestimmung bei den Messungen im Bad-Kryostaten erfolgten mittels eines Pt100-Platinmesswiderstands. Diese Messwiderstände sind bis zu einer Temperatur von ungefähr 40 K kalibriert, danach flacht die Widerstands-Temperatur-Kurve ab, und der genaue Widerstand hängt von der speziellen Bauart des Messwiderstands ab.

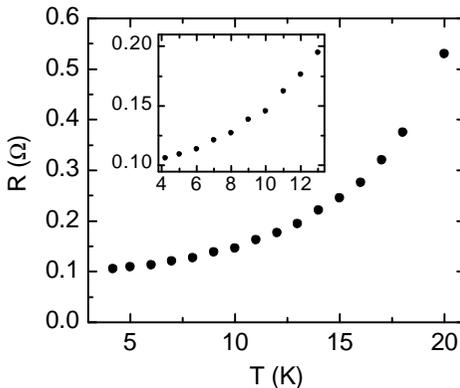


Abbildung 3.7:
Widerstand-Temperatur-Kurve bei kleinen Temperaturen für die verwendeten Pt100-Messwiderstände.
(aus [Nachtrab, 2004])

Für den verwendeten Pt100 Messwiderstand ist eine Widerstand-Temperatur-Kurve für kleine Temperaturen in Abbildung 3.7 zu sehen. Die Kurve wurde an einem baugleichen Messwiderstand aus der gleichen Serie mittels eines Cernox-Temperaturmesswiderstands gemessen.

Die größte Ungenauigkeit bei der Temperaturmessung im Bad-Kryostaten kommt durch die thermische Ankopplung zwischen Probe und Messwiderstand, die insbesondere bei schnellen Temperaturände-

rungen zu Temperaturunterschieden zwischen Probe und Messwiderstand führen kann. Diese Unterschiede wurden durch Vergleich von mehreren Abkühl- und Aufwärmkurven, bei denen jeweils der Probenwiderstand in Abhängigkeit von der gemessenen Temperatur aufgetragen wurde, aus der Position des supraleitenden Übergangs abgeschätzt werden. Es ergab sich eine Genauigkeit der Temperaturmessung von besser als 1 K.

Allerdings zeigte sich, dass die Temperatur des supraleitenden Übergangs in vielen Fällen leicht abnahm, wenn die Probe über längere Zeit gemessen oder gelagert wurde. Bei längeren Messungen im TTREM konnte sogar eine deutliche Abnahme der Übergangstemperatur festgestellt werden, vgl. Abschnitt 3.2.4. In Tabelle 4.1 ist deshalb einheitlich immer die Übergangstemperatur angegeben, die beim ersten Abkühlvorgang im TTREM gemessen wurde.

Die Genauigkeit der Temperaturmessung im TTREM sollte im Bereich der Übergangstemperatur mindestens so genau wie die bei den Messungen im Helium-Bad-Kryostaten sein, da der Abkühlvorgang im TTREM sehr langsam durchgeführt wurde und im TTREM ein Cernox-Temperaturmesswiderstand mit hoher Genauigkeit verwendet wurde. Für kleine Temperaturen im Bereich unterhalb von 10 K kann hingegen im TTREM eine relativ große Differenz zwischen den Temperaturen von Probe und Messwiderstand auftreten, da hier Wärmestrahlung durch die nach oben gerichteten Löcher in den Abschirmungen des Probenhalters dringen kann. Dieser Temperaturunterschied kann bis zu 2 K betragen, vgl. [Straub, 2003].

Eine Aufheizung der Proben durch die im Stapel dissipierte Leistung, wie sie in [Fenton *et al.*, 2002; Yurgens *et al.*, 2003] diskutiert wird, kann in den hier durchgeführten Messungen vernachlässigt werden. Yurgens *et al.* schätzt die Erwärmung auf 40 K/mW ab. In den unten gezeigten Messungen liegt die dissipierte Leistung im Bereich einzelner μW und ergibt damit eine Temperaturerhöhung von weniger als 0.5 K.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

Ziel der Experimente war es, den Einfluss von Mikrowellen mit Frequenzen zwischen 2 GHz und 25 GHz auf Stapel intrinsischer Josephson-Kontakte in BSCCO-Einkristallen zu untersuchen. Insbesondere wurde der Fragestellung nachgegangen, ob es möglich ist, mit Mikrowellen in diesem Frequenzbereich hochfrequente Cavity-Resonanzen in den Stapeln anzuregen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl Stapel mit annularer Geometrie als auch Stapel mit offener Geometrie untersucht. Die Ergebnisse der Messungen an annularen Stapeln sind in der Diplomarbeit von Andreas Weber ([Weber, 2003]) zusammengestellt. Im Folgenden werden hauptsächlich die Messungen an offenen Kontakten gezeigt und Ergebnisse von Messungen an annularen Stapeln nur kurz erwähnt.

Eine Zusammenstellung und Diskussion der gesammelten Ergebnisse aus Messungen und Simulationen findet sich am Ende dieses Kapitels in Abschnitt 4.4.3.

Im Folgenden werden zunächst die experimentellen Ergebnisse im Einzelnen wie folgt dargestellt:

1. Charakterisierung der Proben im Nullfeld (Abschnitt 4.1).
2. Strom-Spannungs-Kennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung im Helium-Bad-Kryostat (Abschnitt 4.2).
3. Ortsaufgelöste Untersuchungen im TTREM (Abschnitt 4.3).

Die experimentellen Ergebnissen werden anschließend anhand von Simulationen auf der Basis theoretischer Modelle diskutiert:

1. Simulationen auf Basis der gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen (Abschnitt 4.4.1).
2. Simulationen von punktförmigen Kontakten unter Berücksichtigung der endlichen Quellimpedanz der Mikrowellenquelle (Abschnitt 4.4.2).

Die Ergebnisse aus Messungen und Simulationen werden dann in Abschnitt 4.4.3 zusammengeführt.

4.1 Charakterisierung der Proben im Nullfeld

Alle untersuchten Proben wurden zunächst im Helium-Bad-Kryostat ohne Einwirkung äußerer Felder charakterisiert, indem Widerstand-Temperatur-Kurven und Strom-Spannungs-Kennlinien bei $T = 4.2$ K gemessen wurden. Eine Übersicht über die wichtigsten Eigenschaften der gemessenen Proben findet sich in den Tabellen 4.1 und 4.2.

In Abbildung 4.1 ist der Widerstand der Probe #TC68 in Abhängigkeit von der Temperatur zu sehen. Der Widerstand steigt mit abnehmender Temperatur bis oberhalb des supraleitenden Übergangs stark an. Am supraleitenden Übergang zwischen $T \approx 86$ K und $T \approx 80$ K fällt der Widerstand auf Null ab, die mittlere Übergangstemperatur T_c liegt bei 84 K. Damit hat die Übergangstemperatur im Vergleich zur Charakterisierung der Proben direkt nach der Herstellung (vgl. Kapitel 3.1)

Tabelle 4.1: Übersicht über die gemessenen Proben mit Probengröße (Länge \times Breite bzw. Durchmesser \times Breite bei annularer Geometrie), Anzahl der Kontakte N , mittlerer Übergangstemperatur T_c , Widerstand $R_{300\text{K}}$ bei $T = 300\text{ K}$ und Widerstand R_{T_c} bei $T = T_c$.

Probe	Geo- metrie	Größe (μm^2)	N	T_c (K)	$R_{300\text{K}}$ (Ω)	R_{T_c} (Ω)
#AW30	annular	12×1.5	26	79	700	1800
#03D0523	offen	20×1.8	11	82	255	660
#TC60	offen	20×1.5	2	85	180	160
#TC62	offen	20×1.7	3	79	225	240
#TC63	offen	30×1.2	23	80	265	780
#TC68	offen	12×0.9	10	84	380	830
#TC75	offen	7×0.8	13	75	530	1630
#TC77	offen	20×10	13	84	55	150

leicht abgenommen, gleichzeitig ist der Übergang breiter geworden. Diese Eigenschaften deuten auf eine leichte Unterdotierung der Proben hin und passen zur Form der $R(T)$ -Kurve, die typisch für leicht unterdotierte Kristalle ist [Kleiner, 1992]. Für die anderen Proben aus Tabelle 4.1 wurden ähnliche $R(T)$ -Kurven gemessen.

Eine leichte Unterdotierung der Proben kann durch Sauerstoffverlust während der Präparation erklärt werden, der insbesondere bei Erwärmung während des Ionenstrahlätzens im Vakuum auftreten kann. Durch die Unterdotierung sind die kritischen Stromdichten der Proben auf Werte überwiegend unterhalb von 1000 A/cm^2 reduziert, gleichzeitig sind dadurch die Josephson-Eindringtiefen $\lambda_J \propto 1/\sqrt{j_c}$ (vgl. Gleichung (2.26)) mit $\lambda_J \gtrsim 0.3\ \mu\text{m}$ vergleichsweise groß. Dies ist für die zu untersuchende Physik vorteilhaft, da durch größere Werte von λ_J der Grenzfall eindimensional langer Kontakte besser erfüllt wird und gleichzeitig orts aufgelöste Untersuchungen erleichtert werden (vgl. Kapitel 2.2.4).

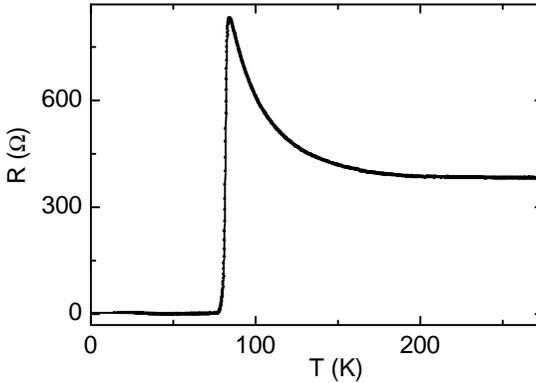


Abbildung 4.1: $R(T)$ -Kurve von Probe #TC68 bei einem Biasstrom von $1 \mu\text{A}$. Der supraleitende Übergang liegt bei $T_c = 84 \text{ K}$, die Breite des Übergangs beträgt ungefähr 6 K . Die Kurve zeigt oberhalb von T_c einen deutlichen Abfall des Widerstands, was typisch für leicht unterdotierte Kristalle ist.

Eine typische Strom-Spannungs-Kennlinie (I-U-Kennlinie) ist in Abbildung 4.2 am Beispiel der Probe #TC68 zu sehen. Auf jeder Seite des Supraaasts sind 10 resistive Äste zu erkennen, die $N = 10$ Kontakten im Stapel entsprechen (vgl. Abbildung 2.9). Auffallend ist, dass der Supraast einen höheren kritischen Strom I_c als alle weiteren Äste aufweist. Die kritischen Ströme der resistiven Äste sind ebenfalls unterschiedlich und variieren bei verschiedenen Durchläufen. Damit unterscheiden sich die Kennlinien der hier gemessenen Stufenstapel deutlich von den Kennlinien der Stapel, die in Mesa-Geometrie hergestellt wurden und bei denen die ersten Äste stets die niedrigsten kritischen Ströme aufweisen [Irie *et al.*, 2001; Heim, 2002].

In Tabelle 4.2 sind die aus den I-U-Kennlinien bestimmten kritischen Ströme I_c angegeben. Die kritischen Ströme wurden jeweils aus der Höhe des Supraaasts bestimmt, wobei immer der höchste gemessene Wert angegeben ist. Aus den kritischen Strömen wurden dann die kritischen Stromdichten und daraus mit Gleichung (2.26) die Josephson-

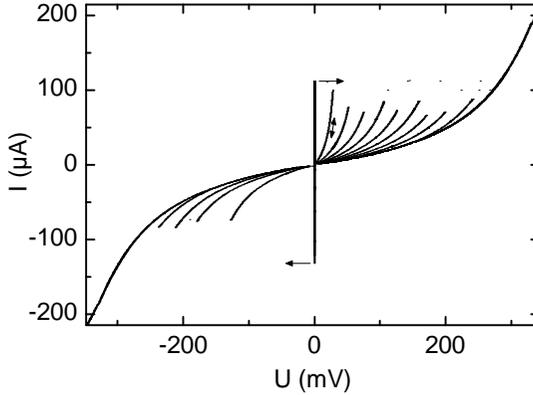


Abbildung 4.2: I-U-Kennlinie der Probe #TC68 bei $T = 4.2 \text{ K}$. Links und rechts des Supraasts bei $U = 0$ sind jeweils 10 resistive Äste zu sehen, die $N = 10$ Kontakten im Stapel entsprechen. Die kritischen Ströme der resistiven Äste variieren untereinander und sind alle kleiner als der kritische Strom des Supraasts. Für negative Spannungen sind auf der Kennlinie nicht alle resistiven Äste ausgefahren.

Eindringtiefen λ_J und mit Gleichung (2.15) die Plasmafrequenzen f_{pl} berechnet. Dabei wurde für Londonsche Eindringtiefe $\lambda_L = 200 \text{ nm}$ verwendet [Waldmann *et al.*, 1996], für die Dielektrizitätskonstante wurde $\epsilon = 5$ angesetzt. Die berechneten Werte in Tabelle 4.2 stimmen damit gut mit den in [Hechtischer *et al.*, 1997a; Heim *et al.*, 2002] gefundenen Werten überein. Für die Swihart-Geschwindigkeit $\bar{c} = \omega_{pl}\lambda_J$ ergibt sich so ein Wert von $\bar{c} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ m/s}$.

Der Unterschied zwischen dem kritischen Strom des Supraasts und den kritischen Strömen der resistiven Äste ist bei gemessenen I-U-Kennlinien von Proben mit annularer Geometrie allgemein noch stärker ausgeprägt als bei Proben mit offener Geometrie. In Abbildung 4.3 ist die Strom-Spannungs-Kennlinie von Probe #AW30 zu sehen. Hier ist der kritische Strom I_c des Supraasts fast doppelt so hoch wie die kritischen Ströme

Tabelle 4.2: Übersicht über die charakteristischen Größen der gemessenen Proben mit maximal gemessenem kritischem Strom I_c , kritischer Stromdichte j_c , Josephson-Eindringtiefe λ_J und Plasmafrequenz f_{pl} . Zur Berechnung wurden die gemessenen Größen in Tabelle 4.1 verwendet, für die Berechnung von λ_J wurde $\lambda_L = 200$ nm und für die Berechnung von f_{pl} wurde $\epsilon = 5$ angesetzt.

Probe	I_c (μA)	j_c (A/cm^2)	λ_J (μm)	f_{pl} (GHz)
#AW30	125	360	0.52	90
#03D0523	205	590	0.41	110
#TC60	350	1200	0.29	160
#TC62	235	690	0.38	120
#TC63	155	430	0.48	95
#TC68	140	1300	0.27	165
#TC75	55	960	0.32	140
#TC77	1800	900	0.33	140

der resistiven Äste, in einzelnen Messungen wurden noch höhere Werte bis $I_c \approx 125 \mu\text{A}$ gemessen. Allerdings veränderte sich dieses I_c im Laufe von mehreren aufeinanderfolgenden Messungen, wobei direkt nach dem Abkühlen der jeweils höchste Wert für I_c gemessen wurde. Insbesondere war I_c deutlich reduziert, nachdem kurzzeitig ein Strom $I \gg I_c$ an die Probe angelegt wurde. Wenn die Probe über T_c aufgewärmt und wieder abgekühlt wurde, konnte wieder ein hoher Wert von I_c gemessen werden. Die wahrscheinlichste Erklärung für dieses Verhalten ist das Eindringen von Pancake-Vortices in den Stapel, die als Nukleationszentren für Josephson-Fluxonen wirken können (vgl. [Weber, 2003]).

In Stapeln mit offener Geometrie wurde im Allgemeinen keine deutliche Reduktion des kritischen Stroms in aufeinanderfolgenden Messungen beobachtet, so dass sich hier keine Anzeichen für die Anwesenheit von Pancake-Vortices ergeben. Es besteht aber die Möglichkeit, dass sich auch ohne Pancake-Vortices Fluxon-Antifluxon-Paare aus Plasma-

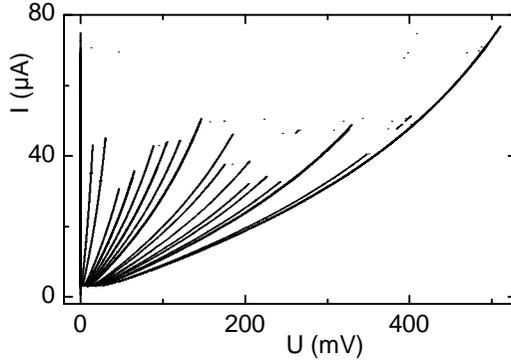


Abbildung 4.3: I-U-Kennlinie der annularen Probe #AW30 mit $N = 26$ Kontakten bei $T = 4.2$ K. Der kritische Strom I_c des Supraasts ist deutlich höher als die kritischen Ströme der resistiven Äste.

schwingungen mit hohen Amplituden bilden. Plasmaschwingungen werden insbesondere angeregt, wenn ein Kontakt vom resistiven Zustand zurück in den spannungslosen Zustand springt. Wenn die Fluxonen durch den Einfluss des Biasstroms genug Energie erhalten, um die Kollisionen mit den Rändern zu überleben, können im Stapel Konfigurationen entstehen, bei denen sich in einigen Kontakten Fluxonen befinden und andere Kontakte im resistiven Zustand sind. Wird ausgehend von einer solchen Konfiguration der Biasstrom erhöht, führt die Bewegung der Fluxon-Antifluxon-Paare in einem Kontakt dazu, dass der Kontakt schon bei einem Strom unterhalb des eigentlichen kritischen Stroms in den resistiven Zustand schaltet. Der entsprechende Ast in der I-U-Kennlinie zeigt dann einen reduzierten kritischen Strom, so dass sich auf diese Weise die in den gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien beobachtete Reduktion der kritischen Ströme der Äste erklären lassen würde.

4.2 Strom-Spannungs-Kennlinien im Mikrowellenfeld

Der Einfluss von Mikrowellen auf die Stapel von intrinsischen Josephson-Kontakten wurde im Anschluss an die Charakterisierung im Nullfeld zunächst im Helium-Bad-Kryostat untersucht. Dazu wurden die Proben mit Mikrowellen bestrahlt und bei verschiedenen Mikrowellenfrequenzen und -leistungen Strom-Spannungs-Kennlinien gemessen. Dabei wurde insbesondere nach Mikrowellenparametern gesucht, bei denen sich unter Mikrowelleneinstrahlung regelmäßige Strukturen auf den Kennlinien entwickelten, um so mögliche Cavity-Resonanzen zu finden.

Die Frequenz der Mikrowellen konnte zwischen 1 GHz und 25 GHz variiert werden. Unterhalb von ca. 10 GHz konnte mit der verwendeten einfachen Antennenanordnung (vgl. Kapitel 3.2.3) bei zahlreichen Frequenzen eine genügend hohe Mikrowellenleistung in die Probe eingekoppelt werden. Oberhalb von 10 GHz waren Messungen im Allgemeinen nur noch bei einzelnen Frequenzen möglich, so dass der größte Teil der Messungen unter Mikrowelleneinstrahlung mit Mikrowellenfrequenzen im Bereich zwischen 2 GHz und 10 GHz durchgeführt wurde.

Die Leistung, die in die Probe eingekoppelt wurde, variierte in allen Frequenzbereichen sehr stark mit der Frequenz der Mikrowellen. Eine systematische Untersuchung der weiter unten beschriebenen Effekte kontinuierlich als Funktion der Frequenz war deshalb schwierig, da schon kleine Frequenzänderungen eine deutliche Änderung der eingekoppelten Mikrowellenleistung zur Folge hatten. Aus dem gleichen Grund können die Leistungen bei Messungen mit verschiedenen Frequenzen nicht direkt miteinander verglichen werden, da jeweils nur die Ausgangsleistung P des Mikrowellengenerators und nicht die Leistung, die tatsächlich in die Probe eingekoppelt wird, angegeben werden kann.

In Abbildung 4.4 sind eine typische I-U-Kennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung für verschiedene Mikrowellenleistungen P bei der Frequenz $f_{MW} = 4.4$ GHz zu sehen. Der Supraast und fast alle resistiven Äste

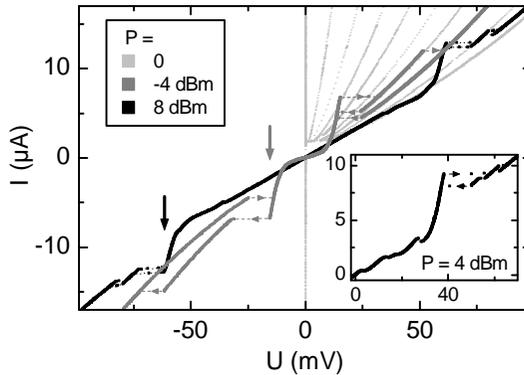


Abbildung 4.4: I-U-Kennlinien der Probe #TC68 bei Einstrahlung von Mikrowellen mit der Frequenz $f_{MW} = 4.4$ GHz und verschiedenen Leistungen P bei $T = 4.2$ K. Von der Kennlinie ohne Mikrowellen ist nur ein Ausschnitt für $U \geq 0$ gezeigt. Mit Mikrowellen zeigen die Kennlinien symmetrisch zum Ursprung eine große hysteresetische Stufe, die sich mit steigender Mikrowellenleistung zu betragsmäßig höheren Spannungen verschiebt (Pfeile). Im Inset ist die Kennlinie für $P = 4$ dBm vergrößert dargestellt; hier sind bei Spannungen unterhalb der großen Stufe ($|U| < 40$ mV) zusätzlich kleine stufenartige Strukturen zu erkennen.

sind verschwunden, und es tritt symmetrisch zum Ursprung eine ausgeprägte hysteresetische Stufe auf. Diese Stufe, die im Weiteren als "große Stufe" bezeichnet wird, verschiebt sich mit zunehmender Mikrowellenleistung entlang des äußersten resistiven Asts zu betragsmäßig größeren Spannungswerten. Bei $P = -4$ dBm sind bei Spannungen oberhalb der Stufe noch einzelne resistive Äste zu erkennen. Für höhere Leistungen treten im hysteresetischen Bereich zwischen der Stufe und dem äußersten resistiven Ästen nur noch Strukturen auf, die nicht mehr eindeutig resistiven Ästen zugeordnet werden können. Der Strombereich, über den diese hysteresetischen Strukturen auftreten, nimmt mit zunehmender Mikrowellenleistung ab, für sehr große Leistungen tritt keine Hysterese mehr auf.

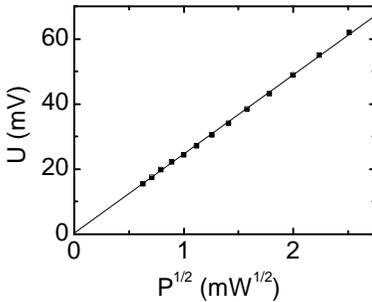


Abbildung 4.5: Position der großen Stufe bei Probe #TC68 bei einer Mikrowellenfrequenz $f_{MW} = 4.4$ GHz in Abhängigkeit der eingestrahlten Mikrowellenleistung.

Abbildung 4.5 zeigt die Position der großen Stufe in Abhängigkeit der Leistung P der eingestrahlten Mikrowellen. Für die Position ist jeweils die Spannung am höchsten Punkt der Stufe aufgetragen. Die Position steigt proportional zu \sqrt{P} an.

Die große Stufe konnte bei allen Proben bei allen gemessenen Frequenzen beobachtet werden; sie trat insbesondere auch bei annularen Kontakten auf. Auch der lineare Anstieg der Position mit \sqrt{P} konnte bei allen Messungen über weite Bereiche von P gefunden werden. Nur in einigen Fällen steigt die Position der Stufe bei kleinen Spannungen etwas schneller an, vgl. Abbildung 4.12.

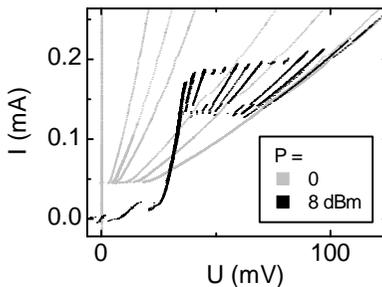


Abbildung 4.6: I-U-Kennlinien der Probe #TC77 bei $f_{MW} = 8.1$ GHz und $P = 8$ dBm (schwarze Kurve) sowie ohne Mikrowelleneinstrahlung (graue Kurve) bei $T = 4.2$ K.

Die Strukturen, die im hysteretischen Bereich zwischen der großen Stufe und dem äußersten resistiven Ast bei mittleren Leistungen auftreten, sind bei verschiedenen Proben und Frequenzen unterschiedlich deutlich ausgeprägt. In Abbildung 4.6 sind für die Probe #TC77 bei

$f_{MW} = 8.1$ GHz und $P = 8$ dBm zwischen der großen Stufe und dem äußersten resistiven Ast deutlich 11 kleine Äste zu erkennen, die sich aber sowohl in der Steigung als auch im Abstand von den resistiven Ästen ohne Mikrowelleneinstrahlung unterscheiden. Mit steigender Mikrowellenleistung werden diese kleinen Äste schnell weniger deutlich sichtbar, und die Spannung springt schließlich ähnlich wie im Inset in Abbildung 4.4 direkt von der großen Stufe auf den äußersten resistiven Ast. Eine mögliche Erklärung für diese Strukturen im hysteretischen Bereich ergibt sich in Kapitel 4.4.2 aus Simulationen bei kleinen Amplituden der Wechselfspannung (siehe Seite 138).

4.2.1 Messungen bei kleinen Mikrowellenleistungen

Bei sehr kleinen Mikrowellenleistungen tritt die große Stufe nicht auf. Hier ist zunächst noch der Supraast vorhanden, dessen kritischer Strom I_c mit steigender Leistung abnimmt. Für geringfügig höhere Mikrowellenleistungen ist in der Kennlinie in Abbildung 4.7 der Supraast mit stark reduziertem I_c noch zu erkennen. Der Supraast tritt hier allerdings nur direkt nach Einschalten der Mikrowellen auf und verschwindet, sobald die Spannung zum ersten Mal in den resistiven Bereich gesprungen ist. Die Spannung verläuft dann auf der Struktur, die mit endlicher Steigung durch den Ursprung geht. Werden die Mikrowellen abgeschaltet, so verschwindet diese Struktur durch den Ursprung und der Supraast tritt wieder auf. Neben der Struktur durch den Ursprung sind auf der Kennlinie noch zahlreiche resistive Äste zu erkennen, die bei den gleichen Spannungen wie in der Kennlinie ohne Mikrowelleneinstrahlung verlaufen. Allerdings haben vor allem die resistiven Äste bei niedrigen Spannungen unter Mikrowelleneinstrahlung reduzierte kritische Ströme. Wird die Mikrowellenleistung weiter erhöht, so entwickelt sich aus der Struktur durch den Ursprung die oben beschriebene große Stufe, und die resistiven Äste verschwinden nach und nach.

Die Art, wie die große Stufe entsteht, deutet darauf hin, dass sich für Biaspunkte auf der großen Stufe Fluxon-Antifluxon-Paare in den Kon-

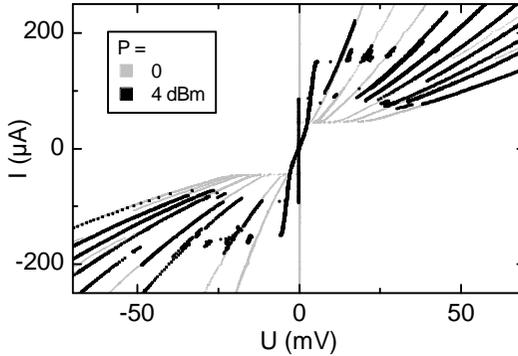


Abbildung 4.7: I-U-Kennlinie bei kleiner Mikrowellenleistung am Beispiel der Probe #TC77 bei $f_{MW} = 8.1$ GHz und $P = 4$ dBm (schwarze Kurve) bei $T = 4.2$ K. Zum Vergleich ist zusätzlich ein Ausschnitt der Kennlinie ohne Mikrowellen gezeigt (graue Kurve), deren maximales I_c 1.8 mA beträgt. Die Kennlinie bei Mikrowelleneinstrahlung zeigt einen Supraast mit deutlich reduziertem I_c , der allerdings nach dem ersten Durchfahren der Kennlinie verschwindet. Die Spannung verläuft dann entlang der Struktur, die symmetrisch zum Ursprung verläuft. Für höhere Mikrowellenleistungen entwickelt sich aus dieser Struktur die große Stufe.

takten befinden. Fluxon-Antifluxon-Paare können gebildet werden, wenn Kontakte vom McCumber-Zustand in einen Zustand mit kleinerer Spannung wechseln und dabei Plasmaschwingungen angeregt werden, vgl. Kapitel 2.1.4. Für genügend große Mikrowellenleistungen bewegen sich die Fluxon-Antifluxon-Paare auch ohne dc-Biasstrom schnell genug, um bei Kollisionen nicht vernichtet zu werden. Sobald sich also bei der Messung in Abbildung 4.7 einmal Fluxon-Antifluxon-Paare gebildet haben, wird kein Suprastrom mehr beobachtet, da sich die Fluxonen und Antifluxonen unter Einfluss des dc-Biasstroms gerichtet bewegen und eine Spannung über den Kontakten abfällt.

Allerdings ist es fraglich, ob die große Stufe *ausschließlich* durch die Bewegung von Fluxon-Antifluxon-Paaren gebildet wird, da sich

die Stufe mit steigenden Mikrowellenleistungen kontinuierlich bis zu hohen Spannungen verschiebt. Dieses Verhalten spricht insbesondere dagegen, dass die große Stufe durch Cavity-Resonanzen gebildet wird.

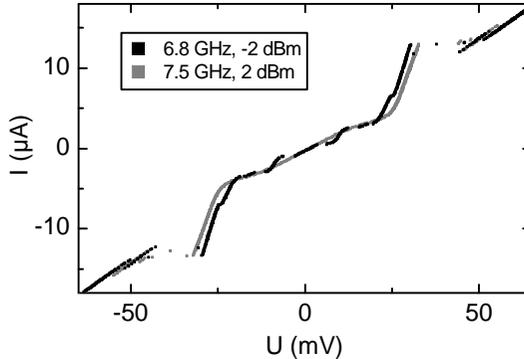


Abbildung 4.8: I-U-Kennlinien der Probe #03D0523 bei $f_{MW} = 6.8$ GHz, $P = -2$ dBm (schwarze Kurve) und $f_{MW} = 7.5$ GHz, $P = 2$ dBm (graue Kurve) bei $T = 4.2$ K. Die schwarze Kurve zeigt bei Spannungen unterhalb der großen Stufe noch kleine Strukturen symmetrisch zum Ursprung.

Bei Spannungen unterhalb¹ der großen Stufe verläuft die Kennlinie bei hohen Mikrowellenleistungen bei allen Messungen unabhängig von der Mikrowellenfrequenz linear (vgl. Abbildung 4.4 für $P = 8$ dBm). Dagegen können bei kleineren Mikrowellenleistungen auch unterhalb der großen Stufe Strukturen auftreten. Ob und in welcher Form diese Strukturen auftreten, variiert stark mit der Mikrowellenfrequenz und ist bei verschiedenen Proben unterschiedlich.

In Abbildung 4.8 sind die I-U-Kennlinien der Probe #03D0523 für zwei verschiedene Mikrowellenfrequenzen dargestellt. Für $f_{MW} =$

¹Spannungen unterhalb der großen Stufe bedeutet hier und im Weiteren Spannungswerte, die betragsmäßig kleiner sind als die Spannung, bei der die große Stufe auftritt.

7.5 GHz tritt nur die große Stufe auf der Kennlinie auf. Hingegen sind für $f_{MW} = 6.8$ GHz bei Spannungen unterhalb der großen Stufe symmetrisch zum Ursprung noch mehrere kleine Strukturen zu erkennen, die bei ungefähr äquidistanten Spannungswerten auftreten. Die Spannungen, bei denen diese Strukturen auftreten, zeigen eine definierte Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung, wie im folgenden Abschnitt erläutert wird. Diese Strukturen werden im Weiteren als "regelmäßige" Strukturen bezeichnet. Ähnliche regelmäßige Strukturen konnten auch bei anderen Frequenzen und Proben gefunden werden, allerdings immer nur in eng begrenzten Frequenzintervallen. Häufiger traten unregelmäßige und teilweise stark hysteretische Strukturen bei Spannungen unterhalb der großen Stufe auf, bei denen keine definierte Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung beobachtet werden konnte. Dieser Fall wird in Abschnitt 4.2.3 genauer erläutert.

Da alle Strukturen immer symmetrisch zum Ursprung auftraten, wird im Weiteren nur das Verhalten für $U \geq 0$ besprochen. Für $U \leq 0$ gilt das Entsprechende mit negativen Spannungen.

4.2.2 Kennlinien mit regelmäßigen Strukturen

Regelmäßige Strukturen bei ungefähr äquidistanten Spannungswerten unterhalb der großen Stufe traten bei allen Proben mit offenen Kontakten außer #TC60 und #TC62 auf. Diese Strukturen wurden jeweils nur bei wenigen Frequenzen zwischen 3 GHz und 10 GHz gefunden und traten nur in schmalen Frequenzintervallen von ungefähr 100 MHz auf.

In Abbildung 4.9 sind die I-U-Kennlinien von Probe #TC63 unter Mikrowelleneinstrahlung mit $f_{MW} = 5.38$ GHz bei drei verschiedenen Mikrowellenleistungen zu sehen. Die große Stufe befindet sich am rechten Rand des Diagramms. Bei Spannungen unterhalb der großen Stufe sind zwei bis drei stufenartige Strukturen zu erkennen, die im Folgenden als "kleine Stufen" bezeichnet werden. Die kleinen Stufen um $U \approx 10$ mV und $U \approx 35$ mV sind bei allen drei Leistungen zu erkennen und zeigen eine leichte Hysterese. Die dritte kleine Stufe bei $U \approx 60$ mV liegt im

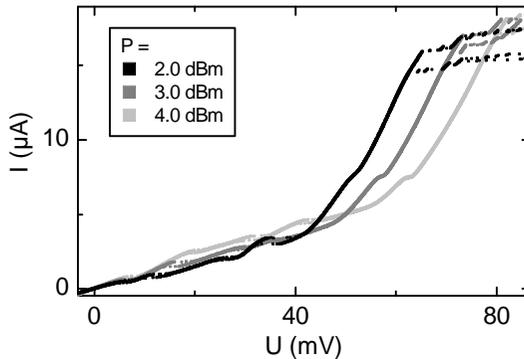


Abbildung 4.9: I-U-Kennlinien der Probe #TC63 unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f_{MW} = 5.38$ GHz für drei verschiedenen Mikrowellenleistungen bei $T = 4.2$ K. Bei Spannungen unterhalb der großen Stufe sind mehrere kleine Stufen zu erkennen.

unteren Bereich der großen Stufe und ist nur für $P = 4$ dBm deutlich zu erkennen. Für $I < 0$ treten entsprechende Strukturen symmetrisch zum Ursprung bei negativen Spannungen auf.

Die Spannungen, bei der die große und die kleinen Stufen mit $U > 0$ auftreten, sind in Abhängigkeit von der Leistung der eingestrahlten Mikrowellen in Abbildung 4.10 dargestellt. Für die große Stufe ist die Spannung am höchsten Punkt der Stufe aufgetragen, bei den kleinen Stufen wurden jeweils die Spannungen in der Mitte der Stufen aufgetragen. Die Spannung aller Stufen wächst ungefähr proportional zur Amplitude der Mikrowellen, wobei das Verhältnis der Spannungen der kleinen Stufen gleich bleibt. Dieses Verhältnis beträgt hier ungefähr 1:3:5, die kleinen Stufen sind also nahezu äquidistant.

Ein weiteres Beispiel von I-U-Kennlinien mit regelmäßigen Strukturen bei Spannungen unterhalb der großen Stufe ist in Abbildung 4.11 für die Probe #03D0523 bei einer Mikrowellenfrequenz $f_{MW} = 3.4$ GHz zu sehen. Hier ist die Hysterese bei den kleinen Stufen sehr deutlich ausgeprägt; bei der Mikrowellenleistung $P = 5$ dBm schneidet die

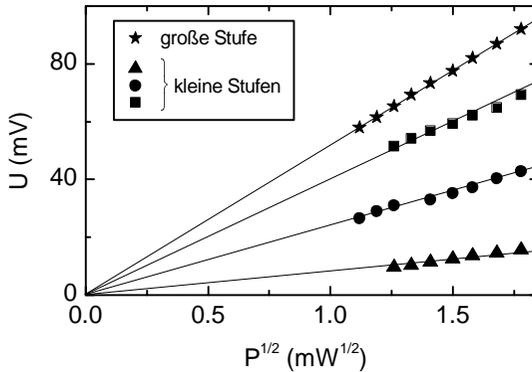


Abbildung 4.10: Position der großen und kleinen Stufen bei Probe #TC63 unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f_{MW} = 5.38$ GHz bei $T = 4.2$ K. Aufgetragen sind die Positionen der Stufen mit $U > 0$ gegen die Wurzel aus der eingestrahlenen Mikrowellenleistung.

kleine Stufe bei $U \approx 5$ mV sogar die ($I=0$)-Achse. Die analog zu oben bestimmten Spannungen der großen Stufe und der kleinen Stufen sind in Abbildung 4.12 als Funktion von $P^{1/2}$ dargestellt. Wie weiter oben schon erwähnt, verläuft die Position der großen Stufe hier für kleine Spannungen nicht ganz linear. Die Positionen der kleinen Stufen verlaufen ungefähr proportional zur Wurzel der eingestrahlenen Leistung, die Spannungen verhalten sich wie 1:2:2.6.

Der lineare Anstieg der Position der kleinen Stufen mit der Wurzel der eingestrahlenen Mikrowellenleistung konnte bei allen Messungen gefunden werden, bei denen regelmäßige Strukturen unterhalb der großen Stufe auftraten. Teilweise war der Anstieg im Gegensatz zu den hier gezeigten Beispielen etwas geringer als $P^{1/2}$. Bei allen Messungen traten die kleinen Stufen immer nur bei Spannungen kleiner 100 mV auf. Die Spannung der kleinen Stufen steigt zwar mit der Mikrowellenleistung, für größere Leistungen verläuft die Kennlinie bei Spannungen unterhalb der großen Stufe jedoch zunehmend linear und die kleinen Stufen verschwinden.

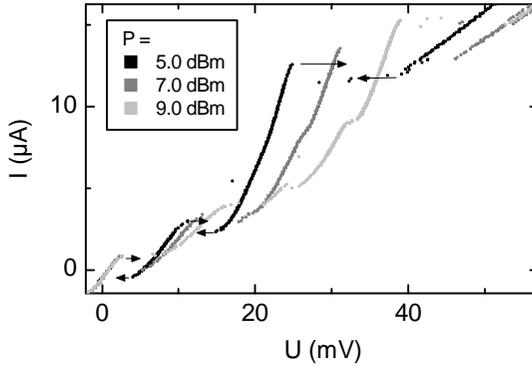


Abbildung 4.11: I-U-Kennlinien der Probe #03D0523 unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f_{MW} = 3.4$ GHz für drei verschiedenen Mikrowellenleistungen bei $T = 4.2$ K. Bei Spannungen unterhalb der großen Stufe sind mehrere kleine Stufen zu erkennen.

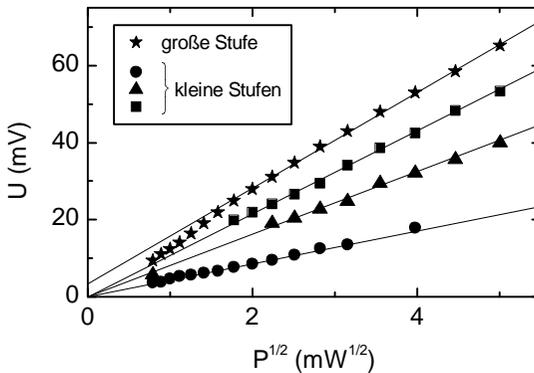


Abbildung 4.12: Position der großen und kleinen Stufen bei Probe #03D0523 unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f_{MW} = 3.4$ GHz in Abhängigkeit von der Wurzel aus der eingestrahlenen Leistung.

Damit ergeben sich auch bei den regelmäßigen kleinen Stufen aus den I-U-Kennlinien keine eindeutigen Hinweise darauf, dass es sich um Strukturen durch Cavity-Resonanzen handelt. Insbesondere treten Cavity-Resonanzen normalerweise bei festen Spannungswerten auf, wohingegen sich die Position der experimentell beobachteten kleinen Stufen kontinuierlich mit der Mikrowellenleistung verschiebt. Andererseits zeigen die kleinen Stufen Eigenschaften, die durchaus für Resonanzen als Ursache sprechen, wie zum Beispiel das Auftreten nur bei bestimmten Frequenzen und Leistungsbereichen der eingestrahnten Mikrowellen sowie die oft regelmäßigen Spannungsabstände der kleinen Stufen.

Deutliche Hinweise auf Cavity-Resonanzen als Ursache der kleinen Stufen ergeben sich im Weiteren aus den orts aufgelösten Untersuchungen im TTREM, die in Abschnitt 3.2.4 gezeigt werden. Mit Hilfe der Simulationen in Abschnitt 4.4.1 kann dann auch erklärt werden, warum sich die kleinen Stufen mit steigender Mikrowellenleistung kontinuierlich verschieben.

4.2.3 Kennlinien mit unregelmäßigen Strukturen

Während regelmäßige Strukturen bei Spannungen unterhalb der großen Stufe auf den I-U-Kennlinien im untersuchten Frequenzbereich nur bei wenigen Frequenzen auftraten, konnten bei vielen Frequenzen in diesem Bereich unregelmäßige Strukturen beobachtet werden. Diese Strukturen traten nicht in regelmäßigen Abständen auf und zeigten auch nicht die Abhängigkeit von der Mikrowellenleistung, die bei den kleinen Stufen gefunden wurde. Die unregelmäßigen Strukturen traten in einer Vielzahl unterschiedlicher Formen auf, von denen im Folgenden drei Beispiele gezeigt werden.

In Abbildung 4.13 sind die I-U-Kennlinien der Probe #TC77 unter Mikrowelleneinstrahlung mit $f_{MW} = 10.10$ GHz für zwei verschiedene Leistungen P zu sehen. Bei $P = 10$ dBm verläuft die Kennlinie linear mit endlicher Steigung durch den Ursprung und knickt dann bei $I \approx \pm 35 \mu\text{A}$ ab. Aus diesem Verlauf entwickelt sich für höhere

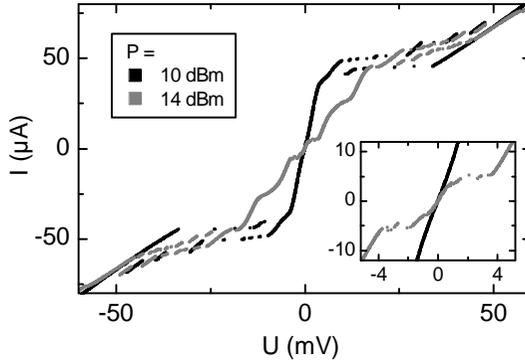


Abbildung 4.13: I-U-Kennlinien der Probe #TC77 unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f_{MW} = 10.10 \text{ GHz}$ bei zwei verschiedenen Mikrowellenleistungen $P = 10 \text{ dBm}$ (schwarze Kurve) und $P = 14 \text{ dBm}$ (graue Kurve) bei $T = 4.2 \text{ K}$. Im Inset ist der Bereich um den Ursprung vergrößert dargestellt.

Mikrowellenleistungen die große Stufe. Für $P = 14 \text{ dBm}$ sind mehrere Strukturen unterhalb der großen Stufe zu erkennen, zwischen denen bei vergrößerter Darstellung (Inset) um $U = \pm 3 \text{ mV}$ kleine hysteretische Strukturen zu erkennen sind. Diese kleinen hysteretischen Strukturen treten nur in einem kleinen Leistungsintervall $\Delta P < 1 \text{ dBm}$ auf, während die größeren Strukturen unterhalb der großen Stufe über größere Leistungsbereiche sichtbar sind. Allerdings verschiebt sich die Position dieser Strukturen nicht linear mit der Wurzel der eingestrahlichten Mikrowellenleistung.

Abbildung 4.14 zeigt die I-U-Kennlinien der Probe #TC63 unter Mikrowelleneinstrahlung mit $f_{MW} = 3.38 \text{ GHz}$ bei zwei verschiedenen Mikrowellenleistungen P . Die große Stufe ist am rechten Rand des Diagramms zu sehen, bei Spannungen unterhalb der großen Stufe sind zahlreiche Strukturen zu erkennen. Bei $P = 14 \text{ dBm}$ besteht die Kennlinie im Bereich um den Ursprung aus zwei parallelen Ästen, die

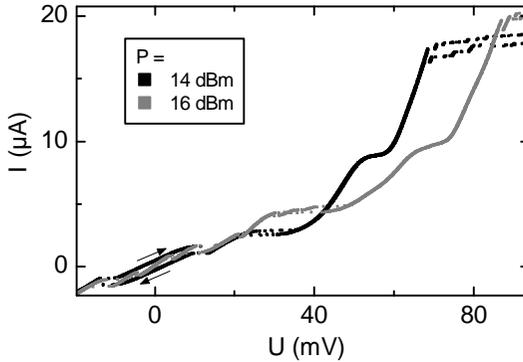


Abbildung 4.14: I-U-Kennlinien der Probe #TC63 unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f_{MW} = 3.38$ GHz bei zwei verschiedenen Mikrowellenleistungen $P = 14$ dBm (schwarze Kurve) und $P = 16$ dBm (graue Kurve) bei $T = 4.2$ K.

jeweils die ($I=0$)-Achse schneiden. Beim Durchlaufen der Kennlinie von negativen zu positiven Biasströmen verläuft die Spannung auf dem oberen Ast, beim Durchlaufen von positiven zu negativen Biasströmen auf dem unteren Ast. Bei $P = 16$ dBm sind die parallelen Äste verschwunden, im Bereich um den Ursprung sind nun kleine hysteretische Stufen zu sehen. Weitere kleine hysteretischen Stufen befinden sich im Bereich um $U = 40$ mV.

In Abbildung 4.15 sind die I-U-Kennlinien der Probe #TC75 unter Mikrowelleneinstrahlung mit $f_{MW} = 2.00$ GHz bei drei verschiedenen Mikrowellenleistungen P zu sehen. Für $P = 3$ dBm zeigt die Kennlinie eine deutliche Hysterese um den Ursprung und schneidet die ($I=0$)-Achse bei endlicher Spannung. Bei $I \approx 4$ μ A knickt die Kennlinie ab und springt dann bei $I \approx 5$ μ A auf einen resistiven Ast. Für $P = 4$ dBm ist sowohl die Hysterese im Ursprung als auch der Knick verschwunden, dafür stellt die Kennlinie für $P = 4$ dBm bei $U = 0$ auf. Bei $P = 5$ dBm verläuft die Kennlinie flach durch den Ursprung. Bei

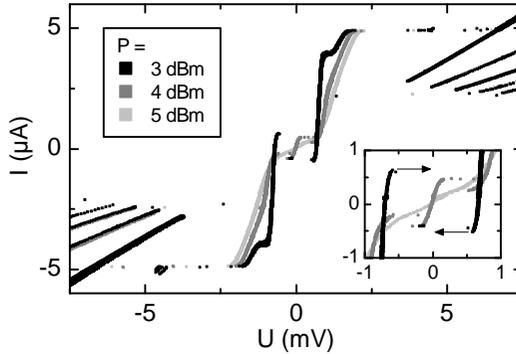


Abbildung 4.15: I-U-Kennlinien der Probe #TC75 unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f_{MW} = 2.00$ GHz bei drei verschiedenen Mikrowellenleistungen bei $T = 4.2$ K. Das Inset zeigt vergrößert den Bereich um den Ursprung.

allen drei Leistungen sind bei größeren Spannungen noch zahlreiche resistive Äste zu sehen.

Einige der oben gezeigten unregelmäßigen Strukturen konnten auch in weiteren Messungen beobachtet werden. Insbesondere die Hysterese um den Ursprung, wie sie bei den Messungen in den Abbildungen 4.14 und 4.15 gezeigt wurde, konnte in mehreren Fällen beobachtet werden, allerdings immer nur in engen Intervallen der Mikrowellenleistung. Kleine hysteretische Strukturen, wie sie in den Messungen in den Abbildungen 4.13 und 4.14 auftreten, konnten ebenfalls bei mehreren Proben und Frequenzen in engen Intervallen der Mikrowellenleistung beobachtet werden.

Allgemein zeigte sich, dass sich die unregelmäßigen Strukturen oft schon bei kleinen Änderungen der Mikrowellenleistung stark veränderten. Eine systematische Abhängigkeit von Frequenz oder Leistung der eingestrahlt Mikrowellen konnte bei den unregelmäßigen Strukturen nicht gefunden werden. Eine Zuordnung zu möglichen Entstehungs-

mechanismen ist, wie sich später zeigen wird, erst zusammen mit den Ergebnissen aus den orts aufgelösten Messungen im TTREM und den Simulationen möglich, vgl. Abschnitt 4.4.3.

4.2.4 Temperaturabhängigkeit der Effekte unter Mikrowelleneinstrahlung

Um die verschiedenen Strukturen, die auf den I-U-Kennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung auftreten, genauer zu klassifizieren, wurden einige der Messungen, bei denen bei $T = 4.2$ K die oben beschriebenen regelmäßigen oder unregelmäßigen Strukturen auftraten, auch bei höheren Temperaturen $4.2 \text{ K} < T < T_c$ durchgeführt.

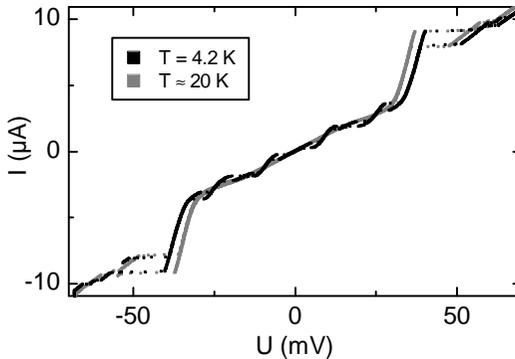


Abbildung 4.16: I-U-Kennlinien der Probe #TC68 unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f_{MW} = 8.50$ GHz und $P = -2.0$ dBm bei $T = 4.2$ K (schwarze Kurve) und $T \approx 20$ K (graue Kurve).

In Abbildung 4.16 sind zwei I-U-Kennlinien der Probe #TC68 unter Mikrowelleneinstrahlung mit $f_{MW} = 8.50$ GHz und $P = -2.0$ dBm zu sehen. Die Kennlinie bei $T = 4.2$ K zeigt bei Spannungen unterhalb der großen Stufe bei $U = \pm 40$ mV deutlich die oben beschriebenen regelmäßigen Strukturen mit vier kleinen Stufen. Auf der Kennlinie bei

$T \approx 20$ K hat sich die große Stufe nur geringfügig zu kleineren Spannungen verschoben, hingegen sind sämtliche Strukturen bei Spannungen unterhalb der großen Stufe verschwunden. Messungen bei Temperaturen $4.2 \text{ K} < T < 20$ K zeigen, dass die kleinen Stufen im Bereich um $T = 10$ K verschwinden. Die große Stufe ist auch noch bei $T \approx 40$ K deutlich zu erkennen und verschwindet erst kurz unterhalb von T_c .

Die leichte Verschiebung der großen Stufe könnte unter anderem auch darauf zurückzuführen sein, dass sich durch die veränderte Proben­temperatur die Einkopplung der Mikrowellen ändert und damit eine effektiv etwas geringere Mikrowellenleistung auf die Probe wirkt. Das vollständige Verschwinden der kleinen regelmäßigen Stufen deutet aber darauf hin, dass wie oben vermutet die große Stufe und die kleinen Stufen auf unterschiedliche Entstehungsmechanismen zurückzuführen sind.

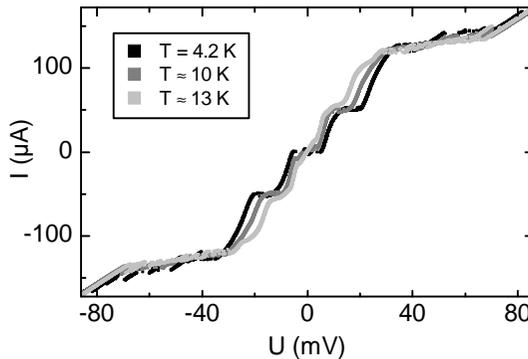


Abbildung 4.17: I-U-Kennlinien der Probe #TC77 unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f_{MW} = 10.10$ GHz, $P = 12.0$ dBm bei drei verschiedenen Temperaturen.

Abbildungen 4.17 und 4.19 zeigen Kennlinien der Probe #TC77 unter Mikrowelleneinstrahlung mit $f_{MW} = 10.10$ GHz und $P = 12.0$ dBm bei verschiedenen Temperaturen. In Abbildung 4.18 ist ein Ausschnitt

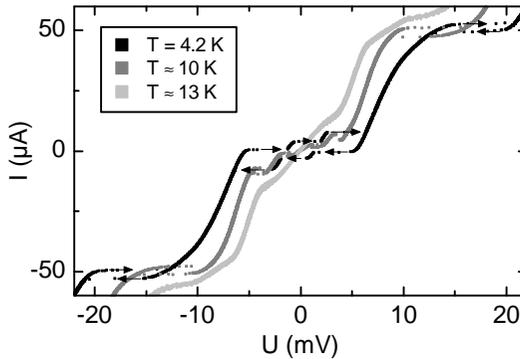


Abbildung 4.18: Vergrößerte Darstellung der I-U-Kennlinien der Probe #TC77 aus Abbildung 4.17 ($f_{MW} = 10.10$ GHz, $P = 12.0$ dBm).

aus Abbildung 4.17 vergrößert dargestellt. Bei $T = 4.2$ K treten ähnlich wie bei der Messung aus Abbildung 4.13 zahlreiche unregelmäßige Strukturen unterschiedlicher Größe auf der Kennlinie auf, insbesondere sind um den Ursprung kleine hysteretische Strukturen zu erkennen (vgl. Abbildung 4.18). Bei $T \approx 10$ K sind diese kleinen Strukturen ebenfalls noch zu erkennen, haben sich aber zu etwas größeren Spannungen verschoben. Hingegen haben sich die anderen Strukturen unterhalb der großen Stufe zusammen mit der großen Stufe zu kleineren Spannungen verschoben. Bei $T \approx 13$ K sind sowohl die kleinen hysteretischen Strukturen um den Ursprung als auch die hysteretischen Bereiche bei $I \approx \pm 50 \mu\text{A}$ verschwunden. Die große Stufe ist weiter zu kleineren Spannungen verschoben, bleibt aber zusammen mit den Strukturen unterhalb der großen Stufe auch bei noch deutlich höheren Temperaturen (vgl. Abbildung 4.19) bestehen und verschwindet erst knapp unterhalb von T_c .

Damit zeigen die verschiedenen unregelmäßigen Strukturen untereinander ein deutlich unterschiedliches Temperaturverhalten. Die kleinen hysteretischen Strukturen, die wie oben beschrieben nur in sehr kleinen Intervallen der eingestrahlten Mikrowellenleistung auftreten, verschwin-

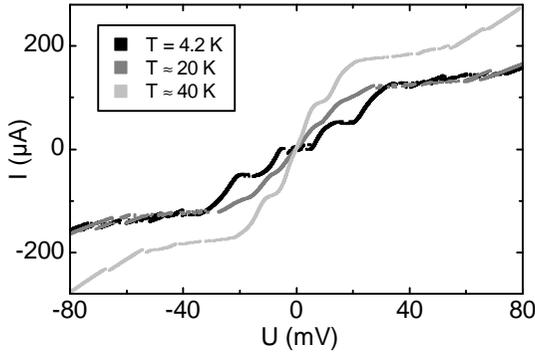


Abbildung 4.19: I-U-Kennlinien der Probe #TC77 unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f_{MW} = 10.10$ GHz, $P = 12.0$ dBm bei drei verschiedenen Temperaturen.

den schon bei niedrigen Temperaturen und zeigen damit ein ähnliches Temperaturverhalten wie die kleinen Stufen in den Messungen mit regelmäßigen Strukturen. Dagegen bleiben die anderen unregelmäßigen Strukturen unterhalb der großen Stufe sowie die große Stufe selbst über einen weiten Temperaturbereich erhalten. Auch unter Berücksichtigung einer Änderung der eingekoppelten Mikrowellenleistung durch die Temperaturänderung ist deshalb zu vermuten, dass bei den Kennlinien mit unregelmäßigen Strukturen mehrere verschiedene Mechanismen an der Entstehung der Strukturen beteiligt sind. Diese Vermutung wird in Abschnitt 4.4.3 bestätigt.

Insgesamt zeigen die I-U-Kennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung eine Vielzahl unterschiedlicher Strukturen und Effekte. Aus den gemessenen I-U-Kennlinien ist es aber nicht möglich, klare Hinweise auf Cavity-Resonanzen im Stapel oder andere Entstehungsmechanismen zu erhalten. Wie sich zeigen wird, kann eine vollständige Erklärung aller Effekte erst durch die Zusammenfassung aller Ergebnisse in Abschnitt 4.4.3 gegeben werden.

4.3 Ortsaufgelöste Messungen im TTREM

Bei der Messung von Strom-Spannungs-Kennlinien kann prinzipiell nur die Spannung gemessen werden, die entlang des gesamten Josephson-Kontakts abfällt. Eine direkte Messung von räumlichen Variationen der Spannung ist dabei nicht möglich, so dass die genauen Vorgänge in den Kontakten nur indirekt durch Vergleich mit theoretisch berechneten Kennlinien erschlossen werden können.

Hingegen bietet das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM) die Möglichkeit, Josephson-Kontakte ortsaufgelöst zu untersuchen. Ergebnisse von konventionellen Pb-Nb-Tunnelkontakten zeigen, dass es insbesondere möglich ist, stehende elektromagnetische Wellen im Kontakt abzubilden und so direkte Aussagen über die Vorgänge im Kontakt zu machen (vgl. Abschnitt 2.1.5).

Ein direkter Nachweis von stehenden elektromagnetischen Wellen in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten in BSCCO könnte eindeutige Hinweise auf die Vorgänge geben, die unter der Einstrahlung von Mikrowellen in den Stapeln auftreten. Allerdings war es im Vorfeld dieser Arbeit nicht klar, ob eine ortsaufgelöste Untersuchung von Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten mit dem TTREM überhaupt möglich ist, da zwischen diesen und konventionellen Josephson-Kontakten grundlegende Unterschiede bestehen (vgl. Kapitel 2.2.4).

Bei den Messungen im TTREM an BSCCO-Stapeln wurden zunächst I-U-Kennlinien mit und ohne Mikrowelleneinstrahlung gemessen und die Mikrowellenfrequenzen und Leistungen bestimmt, bei der möglichst deutliche Strukturen auf der Kennlinie sichtbar waren. Bei diesen Mikrowelleneinstellungen wurde dann für verschiedene Biaspunkte entlang der Kennlinien untersucht, ob die TTREM-Bilder ein strukturiertes Signal zeigen. Wenn nicht anders angegeben wurden alle Messungen im TTREM bei einer Temperatur von $T = 4.8$ K durchgeführt.

4.3.1 Messungen bei Kennlinien mit regelmäßigen Strukturen

In Abbildung 4.20 ist die TTREM-Messung für die Probe #TC63 ($30 \times 1.2 \mu\text{m}^2$, $N = 23$) unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f = 5.41 \text{ GHz}$ dargestellt. Auf der Kennlinie sind unterhalb der großen Stufe (bei $U \approx 85 \text{ mV}$) kleine Stufen bei 26 mV und 51 mV zu erkennen, wobei die Stufe bei 26 mV stärker ausgeprägt ist.

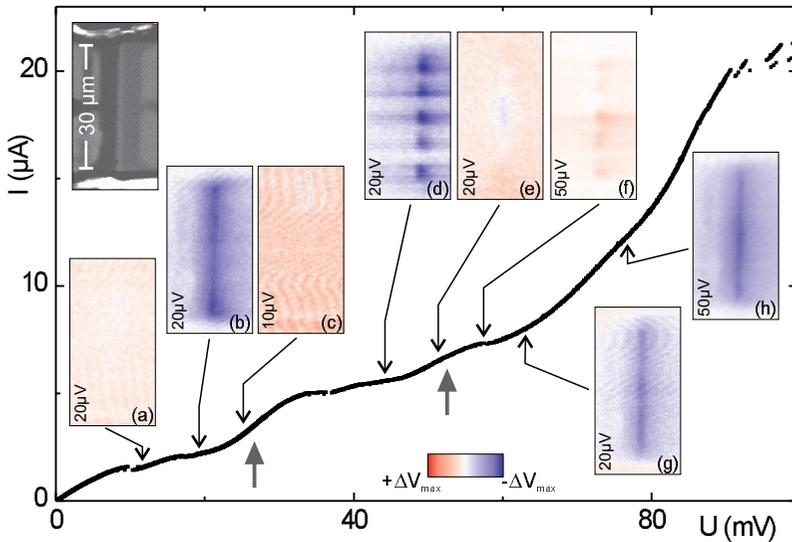


Abbildung 4.20: TTREM-Messung an Probe #TC63 ($30 \times 1.2 \mu\text{m}^2$, $N = 23$) unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f = 5.41 \text{ GHz}$ ($P = 8.3 \text{ dBm}$) bei $T = 4.8 \text{ K}$. Die Kennlinie zeigt unterhalb der großen Stufe (im Bereich von $U \approx 85 \text{ mV}$) zwei kleine Stufen (graue Pfeile). Auf den Bildern ist die ortsaufgelöste elektronenstrahlinduzierte Spannungsänderung ΔV an den mit Pfeilen markierten Biaspunkten auf der Kennlinie zu sehen, die Zahl in den Bildern gibt die jeweilige maximale Spannungsänderung ΔV_{max} an. Links oben ist eine zugehörige REM-Oberflächenaufnahme zu sehen.

Für alle Messungen bei Biaspunkten auf der großen Stufe ($60 \text{ mV} < U < 90 \text{ mV}$) sowie oberhalb der großen Stufe ($U > 90 \text{ mV}$) ist das Signal vom Stapel, also die strahlinduzierte Spannungsänderung ΔV , homogen negativ (Bilder (g) und (h)). Ein solches Signal ist im resistiven Zustand auch ohne Mikrowelleneinstrahlung zu beobachten.

Bei der oberen der kleinen Stufen auf der Kennlinie (bei $U \approx 51 \text{ mV}$) zeigen die TTREM-Bilder hingegen eine deutliche periodische räumliche Variation des Signals entlang des Kontakts. Das Bild am unteren Ende dieser Stufe (Bild (d)) zeigt eine negative Spannungsänderung ΔV mit 5 Maxima und 6 Minima, wobei an den Kontaktändern jeweils Minima mit $|\Delta V| \approx 0$ sitzen. Die Spannungsänderung insgesamt ist am unteren Ende der Stufe stark negativ (Bild (d)), verschwindet im mittleren Bereich nahezu (zwischen Bild (d) und (e)) und wird im oberen Bereich der Stufe positiv (Bild (f)), wobei die Form der Modulation erhalten bleibt.

Das gemessene räumlich periodisch variierende Signal passt sehr gut zu einer stehenden Plasmawelle im Stapel und ist ähnlich zu den Bildern, die für stehende Plasmawellen in konventionellen Einzelkontakten gemessen wurden, vgl. Kapitel 2.1.5. Insbesondere ist auch bei den Messungen an intrinsischen Josephson-Kontakten ein Minimum von $|\Delta V|$ an den Rändern zu sehen, so dass offensichtlich auch hier nur die magnetische Komponente der stehenden Plasmawelle sichtbar ist. Ein erhöhtes Randsignal, wie es bei langen konventionellen Kontakten durch den Einfluss der Fluxonen auftrat, ist hier nicht zu beobachten. Offensichtlich hat die Fluxonenbewegung auf die Signalentstehung in intrinsischen Kontakten keinen starken Einfluss.

Die Änderung der Polarität des Spannungssignals entlang der Stufe lässt sich ebenfalls durch eine Resonanz im Stapel erklären. Da mit der Erwärmung durch den Elektronenstrahl der Gütefaktor im Stapel reduziert wird (vgl. Kapitel 2.1.5), wird die Stufe, die durch die Resonanz auf der I-U-Kennlinie auftritt, flacher. Im unteren Bereich der Stufe tritt daher eine negative Spannungsänderung auf, im oberen Bereich der Stufe eine positive Änderung. Da zusätzlich durch die Erwärmung eine Verschiebung der I-U-Kennlinie als Ganzes zu kleineren Spannungen auf-

treten kann, ist der Bereich der Stufe mit einer positiven Spannungsänderung im Allgemeinen kleiner als der Bereich mit negativer Änderung.

Die Stufe auf der I-U-Kennlinie lässt sich damit einer Resonanz mit 5 Maxima und 6 Minima, also $k = 5$ Halbwellen entlang des Stapels zuordnen. Die Spannungsmodulation ist sehr stark; das maximale Spannungssignal in den negativen Maxima beträgt ungefähr $|\Delta V| \approx 16 \mu\text{V}$, während das Spannungssignal in den Minima fast bis auf $0 \mu\text{V}$ abfällt. Da das gemessene Signal wie in Kapitel 2.2.4 beschrieben das Gesamtsignal aller Kontakte im Stapel ist, muss zumindest der überwiegende Teil der Kontakte zum Signal beitragen. Die Resonanz sollte demnach einen niedrigen ungeraden q -Wert haben.

Für Biasströme unterhalb der oberen kleinen Stufe ($U < 42 \text{ mV}$) zeigen die TTREM-Bilder keine räumliche Variation (Bilder (a)–(c)). Insbesondere ist bei der kleinen Stufe bei $U \approx 26 \text{ mV}$ kein resonantes Signal zu sehen. Allerdings ist wie bei der Resonanz auf der oberen kleinen Stufe auch hier das Signal im unteren Bereich der Stufe homogen negativ (Bild (b)) und verschwindet im mittleren Bereich der Stufe (Bild (c)). Es könnte sich daher hier um eine Resonanz handeln, bei der aber die Stehwellen in den Kontakten gegenphasig schwingen und so in der Summe keine räumlich variable Phasendifferenz über dem gesamten Stapel auftritt. Unter der Annahme, dass die kleine Stufe bei $U \approx 52 \text{ mV}$ eine Resonanz mit $q = 1$ ist, könnte es sich damit bei der unteren kleinen Stufe um eine Resonanz mit $q = 2$ handeln, die bei ungefähr der halben Spannung auftreten sollte.

Allerdings liegen beide kleinen Stufen bei deutlich höheren Spannungen auf der Kennlinie, als nach Gleichung (2.31) in Verbindung mit der 2. Josephson-Gleichung für entsprechende Resonanzen zu erwarten wäre. Für $k = 5$, $q = 1$ ergibt sich mit $\bar{c} = 2\text{--}4 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ eine Spannung im Bereich von 9..17 mV, also von weniger als der Hälfte des beobachteten Wertes. Die Ursache dieses Unterschieds wird in den Simulationen in Abschnitt 4.4.1 diskutiert.

Ein qualitativ ähnliches Verhalten konnte auch bei anderen Proben

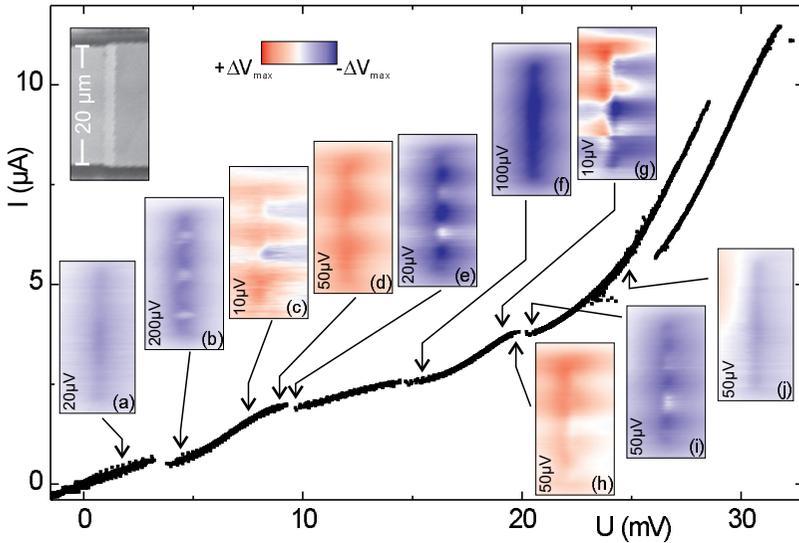


Abbildung 4.21: TTREM-Messung an Probe #03D0523, ($20 \times 2 \mu\text{m}^2$, $N = 11$) unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f = 6.76 \text{ GHz}$ ($P = 2.8 \text{ dBm}$) bei $T = 4.8 \text{ K}$. Die Kennlinie zeigt eine zweigeteilte große Stufe (im Bereich um $U \approx 27 \text{ mV}$) sowie im Bereich darunter zwei kleine Stufen. Die TTREM-Bilder wurden an den markierten Biaspunkten aufgenommen, die Zahl in den Bildern gibt die jeweilige maximale elektronenstrahlinduzierte Spannungsänderung ΔV_{max} an. Links oben ist eine zugehörige REM-Oberflächenaufnahme zu sehen.

verschiedener Länge bei Mikrowellenfrequenzen gemessen werden, bei denen die Kennlinie regelmäßige kleine Stufen unterhalb der großen Stufe aufwies. Abbildung 4.21 zeigt eine TTREM-Messung für die Probe #03D0523 ($20 \times 2 \mu\text{m}^2$, $N = 11$) unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f = 6.76 \text{ GHz}$. Die große Stufe liegt hier im Bereich von 30 mV , darunter sind kleine Stufen bei ungefähr 7 mV und 18 mV sichtbar.

Die TTREM-Bilder für Biaspunkte im Bereich der großen Stufe und darüber ($U \gtrsim 22 \text{ mV}$) zeigen wieder ein homogenes negatives Signal (vgl.

Bild (j)). Das mit dem angelegten Biasstrom zunehmende positive Signal links oben stammt von einem Defekt in der linken oberen Zuleitung und kommt nicht vom Stapel (vgl. Abschnitt 3.2.4).

Ein periodisch räumlich variierendes Signal ist hier auch auf der unteren kleinen Stufe (bei $U \approx 6$ mV) zu erkennen (Bild (b)). Mit 4 Maxima der Spannungsänderung $|\Delta V|$ passt das Bild zu einer $k = 4$ Resonanz. Zwischen dem rein negativen Signal am unteren Bereich der Stufe (Bild (b)) und dem positiven Signal am oberen Ende (Bild (d)) ist hier im Übergangsbereich ein schwaches bipolares Signal zu sehen (Bild (c)). Knapp oberhalb der Stufe tritt im Gegensatz zu der oben gezeigten Messung an #TC63 bei dieser Messung ein strukturiertes negatives Signal auf (Bild (e)), wobei die Struktur schon bei wenig höheren Biasströmen verschwindet. Das strukturierte Signal hat eindeutig ein Maximum in der Mitte und würde damit im Gegensatz zu der auf der Stufe beobachteten Resonanz einem ungeraden k -Wert entsprechen. Allerdings könnte es sich auch um eine einfache Überlagerung des positiven Signals am oberen Ende der Stufe mit dem homogenen negativen Signal oberhalb der Stufe handeln, die zu einer solchen Struktur führen würde.

Auf der oberen kleinen Stufe (bei $U \approx 19$ mV) zeigt das positive Signal am oberen Ende der Stufe ebenfalls eine räumliche Variation der Spannungsänderung mit 4 Maxima (Bild (h)), hingegen ist am unteren Ende der Stufe nur ein homogenes negatives Signal zu erkennen (Bild (f)). Wie bei der unteren Stufe ist dazwischen wieder ein schwaches bipolares Signal zu sehen (Bild (g)), und direkt oberhalb der Stufe weist das negative Signal wiederum Strukturen auf (Bild (i)).

Die kleinen Stufen zeigen also auch bei dieser Probe eindeutige Kennzeichen von Resonanzen. Da in den Bildern ein Resonanzsignal sichtbar ist, muss auch hier zumindest die Mehrheit der Stehwellen in den Kontakten gleichphasig schwingen; bei beiden kleinen Stufen muss also eine Resonanz mit einem ungeraden q -Wert angeregt sein. Das Verhältnis der zwei Spannungen, bei denen die Resonanzen auftreten, würde dabei zum Beispiel zu einer $q = 3$ und $q = 1$ Resonanz passen.

Kennlinien, bei denen kleine Stufen in regelmäßigen Abständen auftraten, konnten bei den oben gezeigten Proben (#TC63, #03D0523) sowie bei #TC68 auch bei weiteren Mikrowellenfrequenzen gemessen werden. TTREM-Bilder für verschiedene Biaspunkte entlang der Kennlinien zeigen ein ähnliches Verhalten wie bei den zwei vorgestellten Messungen. Für Biaspunkte auf den kleinen Stufen wurde in fast allen Fällen der für Resonanzen erwartete Verlauf des Spannungssignals von einem negativen Signal im unteren Bereich der Stufe zu einem positiven Signal im oberen Bereich der Stufe beobachtet. Klare resonante Strukturen konnten hingegen nur bei einem Teil der kleinen Stufen beobachtet werden. Auf der großen Stufe wurde bei keiner der Messungen Signale gefunden, die auf Resonanzen hindeuten.

4.3.2 Messungen bei Kennlinien ohne regelmäßige Strukturen

Bei Kennlinien, die keine regelmäßigen Strukturen unterhalb der großen Stufe aufweisen, konnten in einigen Fällen ebenfalls Bilder mit resonanten Strukturen gemessen werden. Diese konnten allerdings nicht immer eindeutig Stufen auf der Kennlinie zugeordnet werden. Abbildung 4.22 zeigt eine TTREM-Messung für die Probe #TC68 ($12 \times 1 \mu\text{m}^2$, $N = 11$) unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f = 14.30$ GHz. Die Kennlinie zeigt im Bereich um den Ursprung ein stark hysteretisches Verhalten mit $U \neq 0$ für $I = 0$ sowie eine hysteretische Stufe bei $U = 5$ mV. Außerdem ist knapp unterhalb der großen Stufe eine weitere Struktur bei $U \approx 17$ mV zu erkennen.

Die TTREM-Bilder zeigen eine klare $k = 2$ Resonanz an mehreren Stellen der Kennlinie. Bei $U = 16.5$ mV korreliert das gezeigte Bild (Bild (e)) mit der Struktur auf der Kennlinie, so dass diese Struktur wie die oben gezeigten regelmäßigen kleinen Stufen durch die Resonanz verursacht werden könnte. Allerdings ist hier im weiteren Verlauf der Kennlinie kein positives Signal zu sehen. Hingegen ist am oberen Ende der hysteretischen Struktur um den Ursprung ein negatives Signal zu

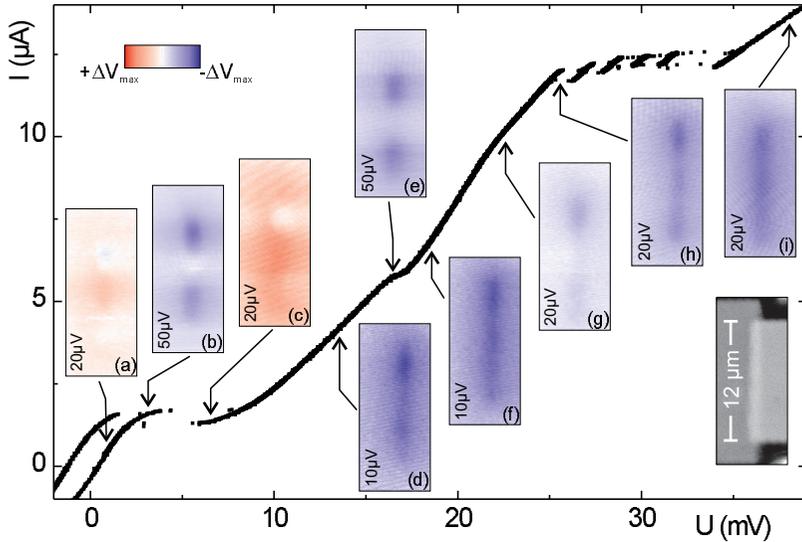


Abbildung 4.22: LTSEM-Messung an Probe #TC68 ($12 \times 1 \mu\text{m}^2$, $N = 11$) unter Einstrahlung von Mikrowellen mit $f = 14.30 \text{ GHz}$ ($P = 5.2 \text{ dBm}$) bei $T = 4.8 \text{ K}$. Die Kennlinie zeigt ein stark hysteretisches Verhalten um $U = 0$, die unterhalb der großen Stufe ($U \approx 22 \text{ mV}$) sichtbaren Strukturen haben keine regelmäßigen Abstände. Die TTREM-Bilder wurden an den markierten Biaspunkten aufgenommen, die Zahl in den Bildern gibt das jeweilige maximale Spannungssignal ΔV_{max} an. Rechts unten ist eine zugehörige REM-Oberflächenaufnahme zu sehen.

sehen (Bild (b)), während nach dem Sprung ein positives Signal auftritt (Bild (c)). Dieses Verhalten passt damit nicht zu der oben beschriebenen Erklärung für den Verlauf der Polarität des TTREM-Signals entlang von Stufen, die durch Resonanzen entstehen. Eine mögliche Erklärung dafür ist, dass die hysteretische Struktur nicht mit Cavity-Resonanzen im Stapel zusammenhängt, sondern eine andere Ursache hat, die in den TTREM-Messungen nicht sichtbar ist. Diese Möglichkeit wird in Abschnitt 4.4.2 ausführlicher diskutiert.

Bei den Stapeln mit sehr wenigen Kontakten ($\#TC60$, $N = 2$ und $\#TC62$, $N = 3$) zeigten die Kennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung bei keiner Frequenz Stufen mit regelmäßigem Abstand. Im TTREM konnten bei $\#TC60$ keine regelmäßigen Strukturen auf den aufgenommenen Bildern beobachtet werden. Bei $\#TC62$ wurden in wenigen Fällen Bilder mit resonanten Strukturen beobachtet, die allerdings nicht eindeutig Strukturen auf der Kennlinie zugeordnet werden konnten.

Bei annularen Kontakten konnten ebenfalls Bilder mit resonanten Strukturen beobachtet werden, vgl. [Weber, 2003]. Die meisten Bilder zeigten dabei bipolare Signale; die höchste beobachtete Resonanz lag bei $k = 2$. Die Resonanzen konnten nicht Strukturen auf den Kennlinien zugeordnet werden, was allerdings zumindest teilweise daran lag, dass durch sehr starkes Rauschen Strukturen auf den Kennlinien kaum sichtbar waren.

4.3.3 Temperaturabhängigkeit der beobachteten Resonanzen

Mit zunehmender Temperatur der Proben verschwanden die resonanten Strukturen in den TTREM-Bildern zusammen mit den kleinen Stufen auf den I-U-Kennlinien schon bei Temperaturen unterhalb von $T = 20$ K. Die $k = 2$ Resonanz in Abbildung 4.22 bei $U = 16.5$ mV (Bild (e)) war bei $T = 10$ K nur noch schwach zu sehen und bei $T = 12$ K vollständig verschwunden. Die kleine Stufe auf der Kennlinie bei $U = 17$ mV war bei dieser Temperatur ebenfalls nur noch schwach zu erkennen, während die große Stufe nahezu unverändert war.

Die resonanten Strukturen in den TTREM-Bildern zeigen also die gleiche Temperaturabhängigkeit wie die kleinen Stufen auf den I-U-Kennlinien in den Messungen unter Mikrowelleneinstrahlung, vgl. Abschnitt 4.2.4. Damit ergibt sich ein weiterer Hinweis darauf, dass die kleinen Stufen durch Resonanzen im Stapel entstehen.

4.3.4 Eigenschaften der beobachteten Resonanzen

Eine Übersicht der im TTREM beobachteten Cavity-Resonanzen unter Mikrowelleneinstrahlung ist in den Abbildungen 4.23 und 4.24 für die verschiedenen Proben zu sehen. In Abbildung 4.23 sind die beobachteten k -Werte der Resonanzen gegenüber der Frequenz der eingestrahlten Mikrowellen und in Abbildung 4.24 die entsprechenden Wellenlängen der Resonanzen aufgetragen. Der maximale k -Wert nimmt mit der Länge der Probe zu, so dass die minimale Wellenlänge der beobachteten Resonanzen bei allen Proben im Bereich von 8–12 μm liegt.

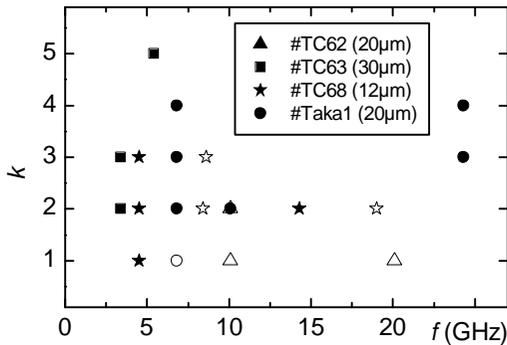


Abbildung 4.23: Im TTREM beobachtete Cavity-Resonanzen für verschiedene Proben unterschiedlicher Länge. Dargestellt sind die k -Werte der Resonanzen in Abhängigkeit von der Frequenz der eingestrahlten Mikrowellen, wobei offene Symbole Resonanzen mit schwachem Kontrast darstellen.

Eine Abhängigkeit der beobachteten k -Werte von der Frequenz der eingestrahlten Mikrowellen ist nicht zu beobachten. Alle sichtbaren Resonanzen mit hohen k -Werten traten im Bereich unterhalb von $f = 10$ GHz auf. Auf Grund der schlechteren Einkopplung bei höheren Frequenzen konnten im Bereich über 10 GHz nur Messungen bei einzelnen Frequenzen durchgeführt werden, höhere k -Werte konnten aber bei keiner dieser Frequenzen beobachtet werden.

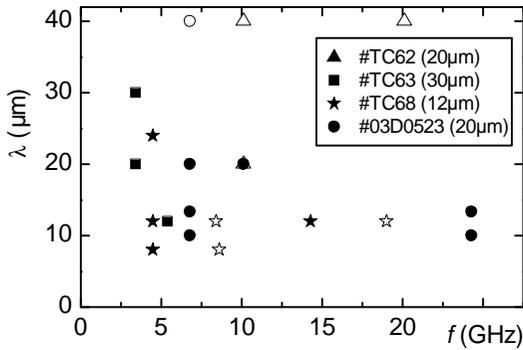


Abbildung 4.24: Wellenlängen λ der im TTREM beobachtete Cavity-Resonanzen für verschiedene Proben unterschiedlicher Länge in Abhängigkeit von der Frequenz der eingestrahlteten Mikrowellen. Offene Symbole stellen Resonanzen mit schwachem Kontrast dar.

Tabelle 4.3: Im TTREM beobachtete maximale k -Werte k_{max} und minimale Wellenlängen λ_{min} für drei Proben mit unterschiedlicher Länge und Kontaktzahl N . Die zugehörigen Resonanzfrequenzen $f_{k_{max},q}$ wurden für $q = 1$ und $q = 3$ nach Gleichung (2.31) mit $\bar{c} = 3 \cdot 10^5$ m/s berechnet.

	#TC68	#03D0523	#TC63
Länge	12 μm	20 μm	30 μm
N	10	11	23
k_{max}	3	4	5
λ_{min} (μm)	8	10	12
$f_{k_{max},q=3}$ (GHz)	64	56	91
$f_{k_{max},q=1}$ (GHz)	190	163	270

Die Eigenschaften der Resonanzen mit maximalem k -Wert, die jeweils für die oben gezeigten Proben beobachtet wurden, sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt. Die zugehörigen Resonanzfrequenzen $f_{k_{max},q}$ wurden

für $q = 1$ und $q = 3$ nach Gleichung (2.31) mit $\bar{c} = 3 \cdot 10^5$ m/s berechnet. Eine systematische Abhängigkeit der Resonanzfrequenzen von der Länge der Proben oder der Zahl der Kontakte im Stapel lässt sich im Rahmen der beschränkten Statistik nicht eindeutig feststellen. Tendenziell scheinen die minimal auftretenden Wellenlängen der Resonanzen nicht von der Länge der Proben abzuhängen. Die maximale Resonanzfrequenz tritt bei der Probe mit den meisten Kontakten im Stapel auf; allerdings ist die beobachtete Frequenz bei $N = 23$ Kontakten nicht doppelt so groß wie die Frequenz bei $N = 10$ Kontakten, wie nach Gleichung 2.31 zu erwarten wäre. Bei allen drei Proben liegt die Resonanzfrequenz $f_{k_{\max}, q=1}$ im Bereich etwas oberhalb der Plasmafrequenz.

4.4 Diskussion

4.4.1 Simulationen auf der Basis der gekoppelten Sine-Gordon Gleichungen

Die Messungen im Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM) zeigen, dass in Stapeln aus intrinsischen Josephson-Kontakten unter Mikrowelleneinstrahlung Cavity-Resonanzen auftreten. Allerdings treten die zugehörigen Strukturen auf den I-U-Kennlinien bei deutlich höheren Spannungen auf, als nach der Theorie zu erwarten wäre. Außerdem sind im TTREM bei zahlreichen Strukturen auf den gemessenen I-U-Kennlinien, insbesondere auf der großen Stufe, keine Anzeichen von Resonanzen festzustellen.

Um Informationen über die Vorgänge im Stapel zu finden, die zu den Strukturen auf den gemessenen I-U-Kennlinien führen, wurde versucht, die I-U-Kennlinien mit numerischen Simulationen zu reproduzieren. Dazu wurden zunächst Simulationen auf der Basis der eindimensionalen gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen (GSGG) durchgeführt. Eine Be-

schreibung des verwendeten Programms findet sich bei [Kleiner *et al.*, 2000]. In diesen Simulationen wurde die Kopplung zwischen den Kontakten im Stapel, sowie die endliche Ausdehnung der Kontakte in einer Dimension berücksichtigt. Allerdings konnte der Einfluss der Mikrowellen nur als Wechselstrom $I_{ac}(t) = I_{ac} \sin(2\pi f_{ac} t)$ zusätzlich zum Biasstrom über den Stapel modelliert werden. Außerdem musste aus Gründen der numerischen Stabilität für den McCumber-Parameter ein Wert von $\beta_c \lesssim 100$ verwendet werden, der im Vergleich zum realen Wert in BSCCO ($\beta_c \approx 10^4$, vgl. Kapitel 2.2.1) deutlich zu klein ist. Das führt dazu, dass die Plasmafrequenz $f_{pl} = f_c / \sqrt{\beta_c}$ im Verhältnis zur charakteristischen Frequenz f_c zu groß ist und damit auch die Spannungen, die sich durch die Bewegung von Fluxonen in den Kontakten ergeben, relativ zu U_c zu höheren Werten verschoben sind [Kleiner *et al.*, 2000]. Außerdem ändert sich mit β_c die Dämpfung in den Kontakten, die proportional zu $Q^{-1} = (\beta_c)^{-1/2}$ ist (vgl. Kapitel 2.1.2). Bei kleineren Werten von β_c werden die Resonanzen damit breiter, gleichzeitig werden Plasmaschwingungen im Kontakt stärker gedämpft, so dass insbesondere Fluxon-Antifluxon-Paare im Kontakt weniger stabil sind.

Simulation eines Einzelkontakts

Um die prinzipiellen Effekte zu untersuchen, die sich bei Einstrahlung von niederfrequenten Mikrowellen auf Josephson-Kontakte ergeben, wurde in einem ersten Schritt ein Einzelkontakt mit Länge $L = 20 \lambda_J$ simuliert. Der Einfluss der Mikrowellen wurde durch einen Wechselstrom mit der Amplitude $I_{ac} = 1.0 I_c$ und der Frequenz $f_{ac} = 0.04 f_c$ modelliert.

In Abbildung 4.25 ist die simulierte I-U-Kennlinie zu sehen. Unterhalb von $I \approx 0.4 I_c$ zeigt die Kennlinie eine diffuse Struktur, die im Bereich von $U \approx 0.2 U_c$ leicht aufsteilt. Diese diffuse Struktur wird durch ungeordnete Bewegung von Fluxon-Antifluxon-Paaren im Kontakt verursacht. Die Fluxon-Antifluxon-Paare entstehen, wenn der Kontakt unter Einfluss des Wechselstroms regelmäßig zwischen dem resistiven Zustand mit 2π -Überschlägen der Phasendifferenz γ und einem Zustand mit Plasmaschwingungen hin- und herwechselt. Dabei wird Energie an die

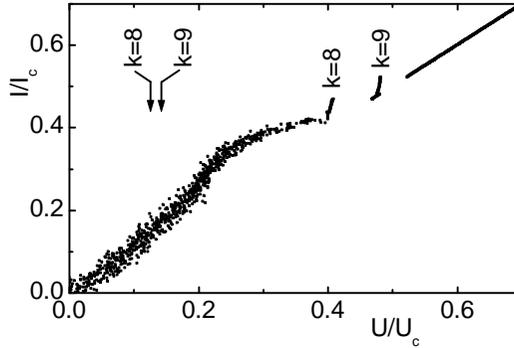


Abbildung 4.25: Simulierte I-U-Kennlinie eines Einzelkontakts mit Länge $L = 20 \lambda_J$ und $\beta_c = 100$. Zusätzlich zum dc-Biasstrom I lag am Kontakt ein externer Wechselstrom mit Amplitude $I_{ac} = 1.0 I_c$ und der Frequenz $f_{ac} = 0.04 f_c$ an. Die diffuse Struktur für $I \lesssim 0.4 I_c$ entsteht durch ungeordnete Bewegung von Fluxon-Antifluxon-Paaren; für $I \gtrsim 0.52 I_c$ befindet sich der Kontakt im resistiven Zustand ohne Fluxonen. Dazwischen sind zwei Resonanzen mit $k = 8$ und $k = 9$ Halbwellen zu erkennen. Links oben sind mit Pfeilen die Spannungen markiert, die sich für Resonanzen mit $k = 8$ und $k = 9$ aus Gleichung (2.31) ergeben. Diese berechneten Spannungen liegen deutlich unterhalb der Spannungen, bei denen die Resonanzen in der Simulation auftreten.

Plasmaschwingungen übertragen, aus denen sich bei hohen Amplituden Fluxon-Antifluxon-Paare bilden. Die Fluxonen und Antifluxonen bewegen sich unter dem Einfluss des Biasstroms, zeigen aber keine Anzeichen von resonantem Verhalten.

Oberhalb von $I \approx 0.52 I_c$ befinden sich keine Fluxonen mehr im Kontakt. Der Kontakt ist hier im McCumber-Zustand, die Spannung steigt linear mit dem Strom an.

Im Bereich direkt oberhalb der diffusen Struktur sind bei $U = 0.40 U_c$ und $U = 0.48 U_c$ zwei kleine Stufen auf der Kennlinie zu erkennen.

Für einen Biaspunkt auf der unteren kleinen Stufe bei $U = 0.40 U_c$ ist der Phasenverlauf im Kontakt in Abbildung 4.26 (oben) zu sehen.

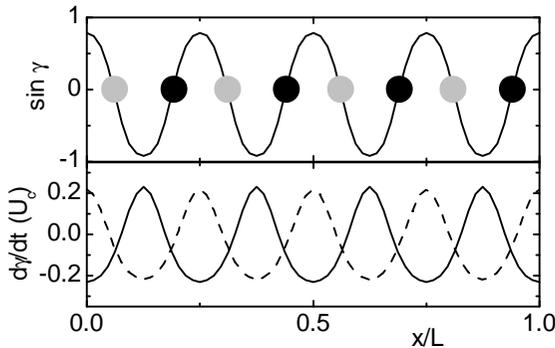


Abbildung 4.26: Momentaufnahme der Stromverteilung $\sin \gamma(x)$ (oben) und der Spannung $u(x) = d\gamma/dt$ (unten) entlang des Kontakts für einen Biaspunkt auf der Resonanz bei $U = 0.40 U_c$ in der Kennlinie aus Abbildung 4.25 bei $I = 0.44 I_c$. Oben sind zusätzlich die Positionen der Fluxonen (schwarz) und Antifluxonen (grau) eingezeichnet. Die Spannung unten ist an zwei verschiedenen Zeitpunkten maximaler Modulation dargestellt, wobei jeweils die mittlere Spannung abgezogen wurde.

Es befinden sich hier 4 Fluxonen und 4 Antifluxonen im Kontakt, die unter Einfluss des Biasstroms nach links bzw. nach rechts laufen und so regelmäßig aufeinandertreffen. An den Kollisionen vernichten sich die Fluxon-Antifluxon-Paare kurzzeitig, was zu einem lokalen Maximum der Spannung über dem Kontakt führt. Unten in Abbildung 4.26 ist für zwei verschiedene Zeitpunkte die Modulation der Spannung $u(x) = d\gamma/dt$ über dem Kontakt dargestellt. Die mittlere Spannung, die mit dem angelegten Biasstrom variiert, ist dabei jeweils abgezogen. Es zeigt sich, dass die insgesamt 8 Fluxonen im Kontakt eine Stehwelle mit $k = 8$ Halbwellen anregen. Analog handelt es sich bei der Resonanz bei $U = 0.48 U_c$ um eine Stehwelle mit $k = 9$ Halbwellen, die von insgesamt 9 Fluxonen und Antifluxonen angeregt wird.

Allerdings stimmt die Spannung, bei der diese Cavity-Resonanzen auftreten, in beiden Fällen nicht mit der Spannung überein, die sich aus

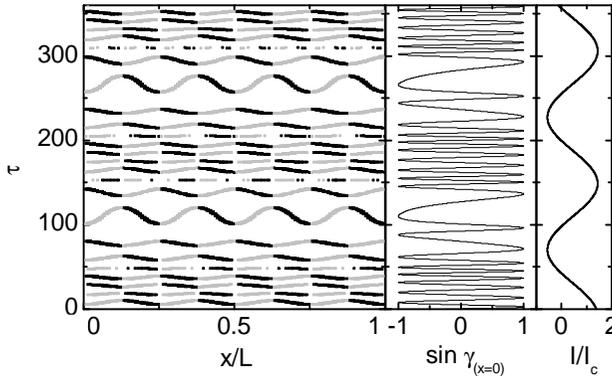


Abbildung 4.27: Zeitlicher Verlauf der Fluxonpositionen (schwarz) und Antifluxonpositionen (grau) im Kontakt (links), der Phasendifferenz γ am Anfang des Kontakts bei $x = 0$ (Mitte) und des Stroms über den Kontakt (rechts).

Gleichung (2.31) ergibt. Der Grund dafür ist in Abbildung 4.27 zu erkennen. Hier sind links über einen Zeitraum von 2.5 Perioden des angelegten Wechselstroms die Positionen der Fluxonen (schwarz) und Antifluxonen (grau) dargestellt. Daneben ist der zeitliche Verlauf der Phasendifferenz $\gamma(\tau)$ am Anfang des Kontakts (Mitte) sowie der Verlauf des angelegten Wechselstroms (rechts) dargestellt. Es zeigt sich, dass zusätzlich zur Bewegung der Fluxon-Antifluxon-Paare die Phasendifferenz pro Periode des Wechselstroms (im Bild der Pendelkette) noch mehrere " 2π -Überschläge" ausführt, die zu einer zusätzlichen Spannung am Kontakt führen. Die Zahl der 2π -Überschläge pro Periode des Wechselstroms wächst im Allgemeinen kontinuierlich mit dem Biasstrom, so dass die Resonanzen eine endliche Steigung aufweisen. Durch die zusätzlichen 2π -Überschläge ist es also nicht möglich, aus der Spannung, bei der die Resonanzen auftreten, auf den k -Wert der Resonanzen zu schließen. Damit lässt sich auch erklären, warum die im TTREM beobachteten Resonanzen stets bei einer höheren Spannung auftraten, als sich aus Gleichung (2.31) ergibt.

Simulation eines Stapels gekoppelter Kontakte

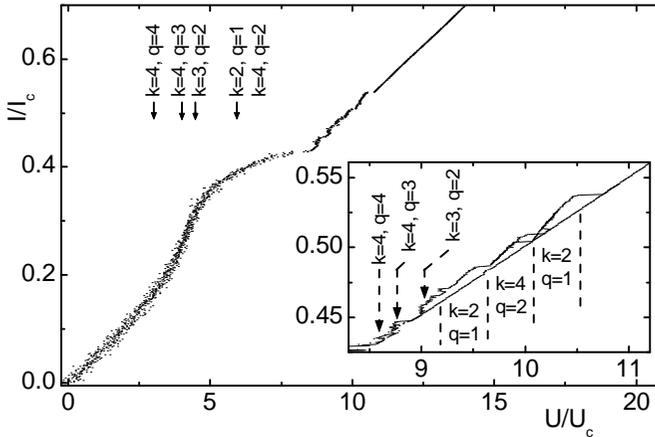


Abbildung 4.28: Simulierte I-U-Kennlinie eines Stapels von $N = 20$ Kontakten mit Länge $L = 20 \lambda_J$ und $\beta_c = 100$ und einem externen Wechselstrom mit $I_{ac} = 1.0 I_c$ und $f_{ac} = 0.04 f_c$. Für dc-Biasströme I zwischen $0.4 I_c$ und $0.54 I_c$ sind mehrere Resonanzen mit unterschiedlichen k - und q -Werten zu erkennen. Im Inset sind die Resonanzen vergrößert dargestellt und mit gestrichelten Pfeilen bzw. Linien markiert. Links oben im Diagramm sind mit Pfeilen die Spannungen markiert, die sich für Resonanzen mit den angegebenen k, q -Werten aus Gleichung (2.31) ergeben.

Ähnliche Effekte ergaben sich auch bei Simulationen von Stapeln mit mehreren Kontakten. In Abbildung 4.28 ist die simulierte I-U-Kennlinie eines Stapels von $N = 20$ Kontakten mit Länge $L = 20 \lambda_J$ und $\beta_c = 100$ dargestellt, an den ebenfalls ein externer Wechselstrom mit der Amplitude $I_{ac} = 1.0 I_c$ und der Frequenz $f_{ac} = 0.04 f_c$ angelegt war. Die Kennlinie zeigt wie im Fall des Einzelkontaktes für $I \lesssim 0.4 I_c$ eine diffuse Struktur und für große Biasströme $I > 0.54 I_c$ einen linearen Anstieg. Für Biasströme im Bereich der diffusen Struktur tritt hier in allen Kontakten eine ungeordnete Bewegung von Fluxon-Antifluxon-Paare auf; die

Spannungen an den einzelnen Kontakten sind dabei jeweils gleich. Oberhalb von $I \approx 0.54 I_c$ befinden sich alle Kontakte im McCumber-Zustand ohne Fluxonen. Dazwischen sind auch hier Resonanzen zu erkennen, die allerdings flacher als die Resonanzen in der Simulation des Einzelkontakts sind. Bei diesen Resonanzen laufen wie bei den Nullfeldstufen in Abbildung 2.11 in jedem zweiten Kontakt insgesamt k Fluxonen und Antifluxonen, die bei Kollisionen miteinander oder mit dem Rand vernichtet und in den benachbarten Kontakten wieder erzeugt werden. Insgesamt bilden sich im Stapel zweidimensionale Stehwellen mit k Halbwellen entlang der Kontakte und q Halbwellen senkrecht zu den Kontakten aus. Die Resonanzen bei den größten Spannungen haben die kleinsten q -Werte und erstrecken sich jeweils über einen breiten Strom- und Spannungsbereich. Direkt oberhalb der diffusen Struktur sind die Resonanzen mit größeren k - und q -Werten zu finden. Diese erstrecken sich zwar nur über einen kleinen Spannungsbereich, sind aber insofern weniger stabil, als dass die Spannung beim Erhöhen des Biasstroms im Bereich der Resonanz unregelmäßig zu einem etwas höheren oder etwas niedrigeren Wert springt.

Momentaufnahmen der zweidimensionalen Spannungsverteilung im Stapel sind in Abbildung 4.29 für drei verschiedene Resonanzen zu sehen. Abgebildet sind jeweils die $N = 20$ Kontakte mit Länge L , wobei die Spannung an jedem Ort als Grauwert dargestellt wird. Dunkle Grauwerte entsprechen Spannungen, die kleiner als die mittlere Spannung sind, helle Grauwerte entsprechen Spannungen, die größer als die mittlere Spannung sind. Aus der Modulation entlang bzw. senkrecht zu den Kontakten lassen sich damit direkt die Werte von k und q ablesen. Es zeigt sich allerdings, dass bei höheren k - und q -Werten die Modulation senkrecht zu den Kontakten nicht ganz gleichmäßig verläuft, sondern einzelne Schichten mit kleineren Amplituden schwingen und nicht an der Resonanz in q -Richtung teilnehmen. Abhängig davon, wie viele Schichten nicht an der Resonanz teilnehmen, variiert die Spannung, was bei schrittweiser Erhöhung des Biasstroms zu dem beobachteten Hin- und Herspringen der Spannung bei den Resonanzen direkt oberhalb der dif-

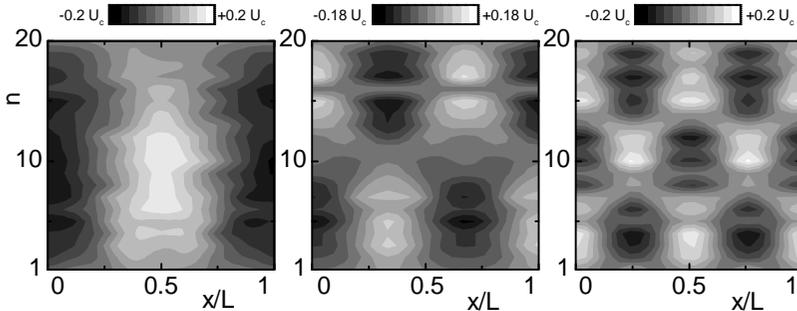


Abbildung 4.29: Momentaufnahmen der Spannungsverteilung im Stapel in der Simulation aus Abbildung 4.28 für drei verschiedene Resonanzen mit $k = 2$, $q = 1$ (links), $k = 3$, $q = 2$ (Mitte), $k = 4$, $q = 3$ (rechts) jeweils zum Zeitpunkt maximaler Modulation. Die Spannung im n -ten Kontakt ($n = 1..20$) am Ort x entlang des Kontakts ist jeweils als Grauwert dargestellt, wobei dunkle / helle Grauwerte im Vergleich zur mittleren Spannung negativen / positiven Spannungen entsprechen.

fusen Struktur führt.

Bei allen Resonanzen führt die Phasendifferenz in jeder Schicht wie beim Einzelkontakt zusätzlich zur Modulation durch die Fluxonen noch mehrere 2π -Überschläge pro Periode des angelegten Wechselstroms aus. Damit liegen auch hier die Resonanzen bei deutlich höheren Spannungen, als die Rechnung mit Gleichung (2.31) ergibt. Die berechneten Resonanzfrequenzen sind in Abbildung 4.28 mit Pfeilen eingezeichnet. Da die Zahl der Überschläge mit dem angelegten Biasstrom zunimmt, erstrecken sich die Resonanzen über einen ausgedehnten Spannungsbereich. Es lassen sich also weder aus der Position noch aus dem Abstand der Resonanzen auf der Kennlinie Rückschlüsse über Frequenzen der Resonanzen ziehen. Die Frequenz, die gemäß der Josephson-Frequenz-Spannungsrelation der Spannung entspricht, bei der die Resonanz auf der Kennlinie auftritt, stellt lediglich eine absolute Obergrenze für die Frequenz der Resonanz dar.

Resonanzen mit ähnlichen Eigenschaften treten auch bei anderen Frequenzen f_{ac} und Amplituden I_{ac} des externen Wechselstroms auf. Mit steigendem I_{ac} verschieben sich die Spannungen, bei denen die Resonanzen auf der Kennlinie auftreten, zu größeren Werten, da die Zahl der 2π -Überschläge pro Periode des Wechselstroms zunimmt. Für große Werte $I_{ac} \gg I_c$ verschwinden die Resonanzen. Die Abhängigkeit von der Frequenz f_{ac} wurden im Bereich $0.01 f_c \leq f_{ac} \leq 0.1 f_c = f_{pl}$ untersucht. Es wurden über den gesamten Bereich Resonanzen gefunden, wobei nicht bei allen Werten von f_{ac} immer alle oben gezeigten Resonanzen angeregt wurden. Insbesondere trat häufiger der Fall auf, dass bei einer geringfügigen Erhöhung von f_{ac} keine Resonanzen auf der Kennlinie mehr sichtbar waren, diese bei weiterer Erhöhung von f_{ac} aber wieder auftraten. Die Abhängigkeit der auftretenden Resonanzfrequenzen von f_{ac} wird im nächsten Abschnitt genauer diskutiert.

Allgemein nahm die Stabilität der Resonanzen zu kleinen f_{ac} hin ab. Dies ist zum einen ein numerisches Problem, da sich bei kleinen f_{ac} die Periode des externen Wechselstroms und damit die Einschwingvorgänge im Stapel über sehr lange Zeiträume erstrecken. Zum anderen wechseln die Kontakte mit abnehmenden Werten von f_{ac} seltener vom resistiven Zustand in den Zustand mit Plasmaoszillationen, so dass weniger Energie an die Plasmaschwingungen übertragen wird. Damit spielt bei kleinen f_{ac} die Dämpfung eine größere Rolle, die die Fluxonen im Kontakt abbremsst. Stabile Zustände mit resonanter Bewegung der Fluxonen treten dann nur über kleine Bereiche des Biasstroms auf, da sich schon für geringfügig höhere Biasströme die Fluxon-Antifluxon-Paare vernichten und die Resonanz verschwindet.

Abhängigkeit der Resonanzfrequenzen von der eingestrahlten Frequenz

Auffallend ist, dass in den Simulation des Stapels nur Resonanzen mit kleinen k - und q -Werten auftreten. Die maximale Resonanzfrequenz bei der Simulation in Abbildung 4.28 liegt nach Gleichung (2.31) bei $f_{k=2,q=1} = 0.297 f_c$. Bei der Simulation des Einzelkontakts wurden zwar

Resonanzen mit höheren k -Werten beobachtet, die maximal auftretende Frequenz bei der Simulation in Abbildung 4.25 liegt jedoch nur bei $f_{k=9} = 0.141 f_c$.

Um genauer zu bestimmen, welche Frequenzen bei den Cavity-Resonanzen unter Einfluss eines externen Wechselstroms auftreten können, wurden die zeitlichen Fouriertransformationen der Phasendifferenz γ untersucht. Periodisches Verhalten von γ zeigt sich im Fourierpektrum als Peak der Fourieramplitude bei der entsprechenden Frequenz, so dass die Frequenz von auftretenden Resonanzen direkt abgelesen werden kann.

Die Fourierpektren wurden für zahlreiche Biaspunkte auf den I-U-Kennlinien bei verschiedenen Frequenzen f_{ac} des externen Wechselstroms errechnet. Um viele Fourierpektren in einem Diagramm darstellen zu können, wurden für jede Frequenz f_{ac} die Spektren bei den verschiedenen Biaspunkten kombiniert, indem für jede Frequenz im Spektrum jeweils die größte Amplitude ausgewählt wurde. Dabei wurden Spektren bei Biaspunkten, die auf der Kennlinie eindeutig im Bereich der diffusen Struktur ohne Resonanzen liegen, nicht berücksichtigt.

Abbildung 4.30 zeigt die kombinierten Fourierpektren in Abhängigkeit der Frequenz f_{ac} des externen Wechselstroms für einen Einzelkontakt der Länge $L = 20 \lambda_J$. Die Höhe der Fourieramplituden wird durch Grauwerte dargestellt, wobei die Amplituden von weiß nach schwarz zunehmen. Deutlich sind über weite Bereiche von f_{ac} bei zahlreichen Frequenzen Maxima der Fourieramplituden zu sehen. Diese Maxima entsprechen Resonanzen mit unterschiedlichen k -Werten, wobei im Bereich mit regelmäßigen Abständen benachbarte Maxima Resonanzen entsprechen, die sich um $\Delta k = 1$ unterscheiden. Exemplarisch sind die Resonanzen mit $k = 10$ und $k = 15$ im Diagramm mit Pfeilen markiert. Rechts neben dem Diagramm sind die Frequenzen angegeben, die sich aus Gleichung (2.31) für Resonanzen mit den angegebenen k -Werten ergeben. Die errechneten Resonanzfrequenzen liegen jeweils knapp oberhalb der Frequenzen, bei denen die Resonanzen mit entsprechendem k im Diagramm auftreten. Es zeigt sich auch hier, dass nicht immer alle k -Werte

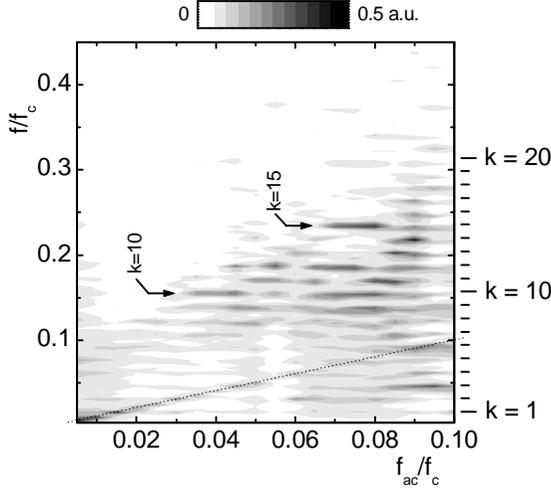


Abbildung 4.30: Fourierspektren für einen Einzelkontakt mit Länge $L = 20 \lambda_J$ und $\beta_c = 100$, an dem ein externer Wechselstrom mit $I_{ac} = 0.5 I_c$ und Frequenz f_{ac} anliegt. Die Fourierspektren sind bei Frequenzen f_{ac} im Abstand $0.005 f_c$ berechnet, wobei bei einer bestimmten Frequenz f_{ac} von den Spektren bei verschiedenen Biasströmen bei jeder Frequenz im Spektrum nur die höchste Amplitude dargestellt ist. Die Grauwerte entsprechen den Höhen der Amplituden, wobei die Amplituden von weiß nach schwarz zunehmen. Die Resonanzen mit $k = 10$ und $k = 15$ sind exemplarisch mit Pfeilen markiert. Die gepunktete Linie zeigt die Frequenz des externen Wechselstroms, rechts neben dem Diagramm sind die nach Gleichung (2.31) berechneten Resonanzfrequenzen f_k für $k = 1..20$ dargestellt.

bei allen Frequenzen f_{ac} angeregt werden. Außerdem zeigen sich auch die angeregten Resonanzen mit bestimmten k -Werten bei verschiedenen Frequenzen f_{ac} unterschiedlich deutlich auf den Kennlinien.

Die maximalen Frequenzen der Resonanzen nehmen bei höheren Werten von f_{ac} zu, bei kleinen f_{ac} sind die Resonanzen nur schwach zu erkennen. Da allerdings wie oben beschrieben die Stabilität der

Resonanzen bei kleinen f_{ac} deutlich reduziert ist, ist dies zumindest teilweise auf numerische Gründe zurückzuführen. Insgesamt ist zu sehen, dass die Resonanzfrequenzen über weite Bereiche unabhängig von f_{ac} sind und insbesondere nicht nur bei Vielfachen von f_{ac} auftreten.

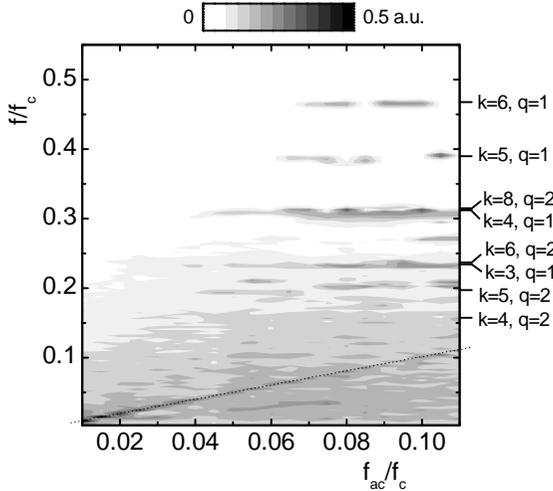


Abbildung 4.31: Fourierspektren für einen Stapel von $N = 10$ Kontakten mit Länge $L = 20 \lambda_J$ und $\beta_c = 100$, an dem ein externer Wechselstrom mit $I_{ac} = 0.5 I_c$ und Frequenz f_{ac} anliegt. Die Darstellung der Spektren entspricht der in Abbildung 4.30. Die gepunktete Linie zeigt die Frequenz des externen Wechselstroms, rechts neben dem Diagramm sind die nach Gleichung (2.31) berechneten Resonanzfrequenzen $f_{k,q}$ für die angegebenen k - und q -Werte dargestellt.

In Abbildung 4.31 sind die kombinierten Fourierspektren für einen Stapel von $N = 10$ Kontakten dargestellt. Da die Resonanzfrequenzen im Stapel sowohl von k als auch von q abhängen, können hier Resonanzen bei zahlreichen Frequenzen auftreten, die vor allem bei kleinen Resonanzfrequenzen dicht beieinander liegen können. Im Diagramm sind daher nur die Resonanzen bei hohen Frequenzen eindeutig zu identifi-

zieren. Die k - und q -Werte für die Resonanzen mit den höchsten Frequenzen sind zusammen mit den berechneten Werten rechts neben dem Diagramm dargestellt.

Es zeigt sich, dass für alle Frequenzen f_{ac} unterhalb der Plasmafrequenz nur Resonanzen mit kleinen k -Werten auftreten, wobei die Resonanz mit der höchsten Frequenz jeweils eine in-phase Resonanz mit $q = 1$ ist. Die maximal auftretenden Resonanzfrequenzen liegen wie beim Einzelkontakt deutlich unterhalb von f_c . Offensichtlich sind Resonanzen mit höheren Frequenzen unter dem Einfluss eines niederfrequenten Wechselstroms nicht stabil.

Eigenschaften der auftretenden Resonanzen

Tabelle 4.4: Übersicht über die Resonanzen mit maximaler Resonanzfrequenz, die in Simulationen mit $0.04 f_c \leq f_{ac} < 0.05 f_c$ und $I_{ac} = 1.0 I_c$ bei verschiedenen Kontaktlängen L und Kontaktanzahlen N im Stapel beobachtet wurden. Die Resonanzfrequenzen $f_{k,q}$ wurden nach Gleichung (2.31) berechnet.

N	L/λ_J	Resonanz	$f_{k,q}$
10	20	$k = 4, q = 1$	$0.31 f_c$
20	20	$k = 2, q = 1$	$0.30 f_c$
20	40	$k = 5, q = 1$	$0.37 f_c$
40	20	$k = 1, q = 1$	$0.29 f_c$

Für verschiedene durchgeführte Simulationen ist in Tabelle 4.4 für $f_{ac} < 0.5 f_{pl}$ ein Vergleich der auftretenden Resonanzen mit maximaler Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Kontaktlänge L und der Anzahl der Schichten N im Stapel dargestellt. In allen Fällen ist die Resonanz mit der höchsten auftretenden Frequenz eine in-phase Resonanz mit $q = 1$. Diese Resonanz ist gleichzeitig, wie in den gezeigten Beispielen, jeweils die Resonanz mit der höchsten Spannung. Im Gegensatz zu q variiert die Zahl der Halbwellen k bei den Simulationen mit L und N , so dass sich für die maximale Frequenz jeweils ein Wert von ungefähr

$0.3-0.4 f_c = 3-4 f_{pl}$ ergibt.

Die Simulationen auf Basis der gekoppelten Sine-Gordon-Gleichungen zeigen also, dass unter dem Einfluss von niederfrequenten Wechselströmen mit Frequenzen $f_{ac} < f_{pl}$ in Stapeln von gekoppelten Josephson-Kontakten in-Phase Cavity-Resonanzen mit Resonanzfrequenzen bis maximal $3-4 f_{pl}$ auftreten können. Dieses Ergebnis passt gut zu den Ergebnissen aus den orts aufgelösten Messungen im TTREM, wo ebenfalls Resonanzen mit kleinen q -Werten und Frequenzen in diesem Bereich beobachtet wurden, vgl. Abschnitt 3.2.4. Offensichtlich sind bedingt durch die Resonatoreigenschaften der Stapel von gekoppelten Josephson-Kontakten Resonanzen mit höheren Frequenzen nicht stabil, so dass insbesondere keine Resonanzen mit Frequenzen im THz-Bereich angeregt werden.

In Abschnitt 2.2.4 wurde erläutert, dass das im TTREM beobachtete Signal $\Delta V(x_0)$ proportional zu $\langle (\partial^2 \gamma_{\text{tot}} / \partial x \partial t |_{x=x_0})^2 \rangle_t$ ist, wobei $\partial \gamma_{\text{tot}} / \partial t |_{x=x_0} = U_{\text{tot}}(x_0)$ gerade der Summe der Spannungen in allen Kontakten im Stapel am Ort x_0 entspricht.

In Abbildung 4.32 ist $U_{\text{tot}}(x)$ sowie $(\partial U_{\text{tot}}(x) / \partial x)^2$ für die Resonanz mit $k = 2$, $q = 1$ in Abbildung 4.28 an zwei verschiedenen Zeitpunkten maximaler Spannungsmodulation dargestellt. Der Verlauf von $(\partial U_{\text{tot}}(x) / \partial x)^2$ entlang des Stapels stimmt sehr gut mit dem im TTREM beobachteten Verlauf des Spannungssignals für eine $k = 2$ Resonanz überein, vgl. Abbildung 4.22.

Insgesamt zeigen die Simulationen auf Basis der GSGG, dass in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten unter Mikrowelleneinstrahlung in-Phase Cavity-Resonanzen auftreten können und bestätigen damit die Interpretation der Ergebnisse der orts aufgelösten Messungen im TTREM in Abschnitt 3.2.4.

Allerdings gibt es deutliche Unterschiede zwischen den I-U-Kennlinien aus Messungen unter Mikrowelleneinstrahlung in Abschnitt 3.2.3 und den simulierten Kennlinien. Die diffuse Struktur, die in den simulierten

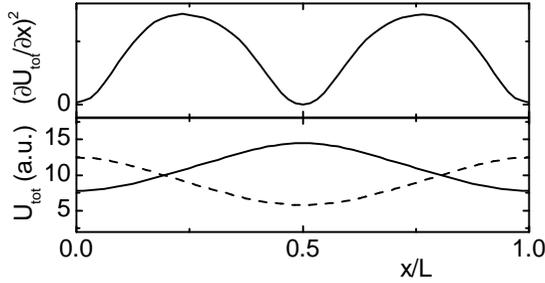


Abbildung 4.32: Über alle Kontakte summierte Spannungsverteilung in den Kontakten für die Resonanz mit $k = 2$, $q = 1$ in Abbildung 4.28. Unten ist die Spannung U_{tot} für zwei verschiedene Zeitpunkte maximaler Spannungsmodulation zu sehen. Oben ist für diese Zustände die Größe $(\partial U_{\text{tot}}(x)/\partial x)^2$ dargestellt, die proportional zu dem Signal ist, das im TTREM erwartet wird.

Kennlinien auftritt, zeigt keine Hysterese und unterscheidet sich auch in der Form teilweise erheblich von der großen hysteretischen Stufe in den gemessenen Kennlinien.

Die kleinen regelmäßigen Stufen, die in den Messungen bei manchen Frequenzen unterhalb der großen Stufe auftreten und die bei den Messungen im TTREM Anzeichen von Resonanzen zeigen, sind in dieser Form in den Simulationen ebenfalls nicht zu beobachten. Allerdings liegen, wie am Anfang dieses Abschnitts erläutert wurde, Resonanzen in der Simulation wegen des zu kleinen Werts von β_c im Vergleich zur Realität bei höheren relativen Spannungen U/U_c . Damit sollten die Resonanzen in realen Kontakten bei kleineren Spannungen auftreten, und können in dem Bereich liegen, in dem die kleinen regelmäßigen Stufen auf den gemessenen Kennlinien beobachtet werden.

4.4.2 Simulation von punktförmigen RCSJ-Kontakten unter Berücksichtigung der endlichen Quellimpedanz bei Mikrowelleneinstrahlung

Die Simulationen auf Basis der gekoppelten Sine-Gordon Gleichungen (GSGG) in Abschnitt 4.4.1 zeigen zwar, dass sich unter niederfrequenter Mikrowelleneinstrahlung Cavity-Resonanzen in Stapeln intrinsischer Josephson-Kontakte ausbilden können, die simulierten Kennlinien geben aber die gemessenen Kennlinien nur unzureichend wieder. Insbesondere die hysteretische große Stufe sowie die unregelmäßigen hysteretischen Strukturen um den Ursprung tauchen auf den simulierten Kennlinien nicht auf. Es scheint sich dabei also um Effekte zu handeln, die nicht ausschließlich durch die GSGG beschrieben werden.

Modellierung des Einflusses der Mikrowellen

Der Einfluss der Mikrowellen wurde bisher als externer Wechselstrom über den Stapel modelliert, dessen Amplitude unabhängig von den Vorgängen im Stapel ist. Das entspricht nur dann der Realität, wenn die Impedanz der Kontakte im Stapel gegenüber der Impedanz der Quelle bzw. der Einkoppelstruktur, in die die Mikrowellen einkoppeln, vernachlässigt werden kann. Sofern die Einkoppelstruktur nicht speziell optimiert ist, ist deren Impedanz von der Größenordnung der Vakuumimpedanz $Z_{vac} = \sqrt{\mu_o/\epsilon_0} \approx 377 \Omega$.

In einem genauen Modell muss die Einkoppelstruktur mit den Maxwellgleichungen beschrieben werden. Dies ist aber nur dann möglich, wenn das System exakt bekannt ist, was in der Realität wegen Randeffekten so gut wie nie der Fall ist. Bei den hier verwendeten Mikrowellenfrequenzen zwischen 10 GHz und 2 GHz liegen allerdings die (Vakuum-) Wellenlängen im Bereich von 3 cm bis 30 cm und sind viel größer als die Probe oder auch der Probenhalter, vgl. Kapitel 3.2.3. Damit hat die exakte Geometrie der Probe bei der Einkopplung keinen großen Einfluss, so dass für ein einfaches Modell auf die genaue Berechnung mit

Maxwellgleichungen verzichtet werden kann. Statt dessen kann die Einkoppelstruktur durch eine einfache Schaltung aus Induktivitäten, Kapazitäten und Widerständen modelliert werden, deren Gesamtimpedanz im Bereich der Vakuumimpedanz liegt.

Die Impedanz der Kontakte im Stapel kann aus dem RCSJ-Modell abgeschätzt werden. Für kleine Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz ist die Gesamtimpedanz im resistiven Zustand ungefähr gleich dem ohmschen Widerstand. Der ohmsche Widerstand entspricht im realen Kontakt dem linearisierten Widerstand des Quasiteilchenstroms, der aus den gemessenen I-U-Kennlinien abgeschätzt werden kann. Dabei ergibt sich ein Wert zwischen 400Ω und 800Ω .

Die Impedanz der Kontakte im Stapel im resistiven Zustand ist also vergleichbar mit der Vakuumimpedanz. Damit ändert sich die Amplitude des Wechselstroms, den die Mikrowellen in den Stapel einkoppeln, mit dem Zustand der Kontakte. Es können sich zusätzliche Effekte ergeben, die in den oben gezeigten Simulationen auf Basis der GSGG nicht auftreten, da dort der Einfluss der Mikrowellen durch einen Wechselstrom mit konstanter Amplitude modelliert wurde.

Simuliertes Modell

Ein einfaches Modell für ein Gesamtsystem, das die Impedanz der Quelle berücksichtigt, ist in Abbildung 4.33 abgebildet. Der Stapel wird hier vereinfacht als Serie von RCSJ-Gliedern dargestellt, so dass sämtliche Effekte vernachlässigt werden, die durch die endliche Ausdehnung sowie die starke Kopplung der Kontakte entstehen, insbesondere also der Einfluss von Fluxonen. Die Einkoppelstruktur inklusive Quelle wird als einfache Reihenschaltung aus Induktivität, Kapazität und Widerstand modelliert, die parallel zu den RCSJ-Gliedern geschaltet ist. In diesem externen RLC-Kreis befindet sich eine Wechselspannungsquelle, die mit einer Wechselspannung $U_{ac}(t) = U_{ac} \cdot \sin(2\pi f_{act})$ den Einfluss der Mikrowellen beschreibt.

Das System lässt sich durch $N + 1$ Differentialgleichungen beschreiben. Die N Gleichungen für die RCSJ-Glieder sind in normierten Einheiten

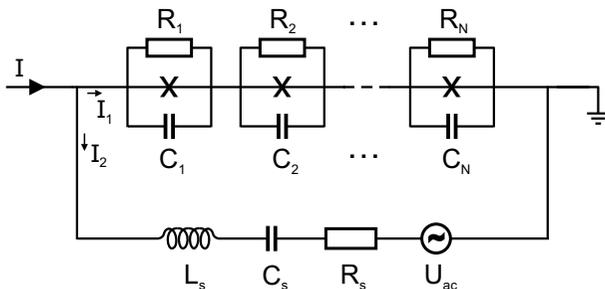


Abbildung 4.33: Vereinfachtes Modell eines Stapels von N Josephson-Kontakten, das die endliche Quellimpedanz der einstrahlten Mikrowellen berücksichtigt. Der Stapel aus N Josephson-Kontakten wird als Serienschaltung von N RCSJ-Kontakten beschrieben. Die Mikrowelleneinkopplung erfolgt über einen parallelgeschalteten RLC-Kreis, in den eine Wechselspannungsquelle integriert ist. Die Josephson-Kontakte in den RCSJ-Kontakten haben die kritischen Ströme $I_{c,n}$ und McCumber-Parameter $\beta_{c,n}$ ($n = 1..N$). Über die Schaltung kann ein zeitlich konstanter Biasstrom I angelegt werden.

(analog zu Gleichung (2.8)) gegeben durch

$$\beta_{c,n} \frac{d^2 \gamma_n}{d\tau^2} + \frac{1}{r_n} \frac{d\gamma_n}{d\tau} + i_{c,n} \sin(\gamma_n) = i_1, \quad (4.1)$$

wobei γ_n die Phasendifferenz des n -ten Kontakts ist und alle anderen Variablen jeweils auf die Größen R_1 , C_1 , $I_{c,1}$ des ersten Kontakts normiert sind: $\tau = 2\pi f_{c,1} t$ mit $f_{c,1} = \frac{I_{c,1} R_1}{\Phi_0}$, $\beta_{c,n} = 2\pi f_{c,1} R_1 C_1 \frac{C_n}{C_1}$, $i_{c,n} = \frac{I_{c,n}}{I_{c,1}}$, $r_n = \frac{R_n}{R_1}$ und $i_1 = \frac{I_1}{I_{c,1}}$.

Für die Spannungsabfälle über die einzelnen Elemente gilt (Maschenregel):

$$U_{C_{ext}} + U_{L_{ext}} + U_{R_{ext}} + U_{ac}(t) = \sum_{n=1}^N U_n = \frac{\Phi_0}{2\pi} \sum_{n=1}^N \frac{d\gamma_n}{dt}$$

Die Gleichung lässt sich wegen $I_{C_{ext}} = I_{L_{ext}} = I_{R_{ext}} = I_2$ mit $U_{L_{ext}} = L_{ext} \dot{I}_{C_{ext}}$, $U_{R_{ext}} = R_{ext} \dot{I}_{C_{ext}}$ in eine Differentialgleichung für

$U_{C_{ext}}$ umwandeln:

$$L_{ext}C_{ext}\ddot{U}_{C_{ext}} + R_{ext}C_{ext}\dot{U}_{C_{ext}} + U_{C_{ext}} + U_{ac}(t) = \frac{\Phi_0}{2\pi} \sum_{n=1}^N \frac{d\gamma_n}{dt}$$

In normierten Größen ergibt sich damit die Differentialgleichung

$$\hat{L}\hat{C}\frac{d^2u_{c_{ext}}}{d\tau^2} + \hat{R}\hat{C}\frac{du_{c_{ext}}}{d\tau} + u_{c_{ext}} + u_{ac}\sin\left(\frac{f}{f_{c,1}}\tau\right) = \sum_{n=1}^N \frac{d\gamma_n}{d\tau} \quad (4.2)$$

mit $u_{c_{ext}} = U_{C_{ext}}/(I_{c,1}R_1)$ und $\hat{L} = 2\pi/\Phi_0 \cdot I_{c,1}L_{ext}$, $\hat{C} = \beta_{c,1} \cdot C_{ext}/C_1$, $\hat{R} = R_{ext}/R_1$. Außerdem gilt in diesen Einheiten $I_1 = I_B - I_2 = I_B - C_{ext}\dot{U}_{C_{ext}} = I_B - I_{c,1}\hat{C}du/d\tau$.

Damit bilden die Gleichungen (4.1) und (4.2) ein System von $N + 1$ gekoppelten linearen Differentialgleichungen zweiter Ordnung mit den N Variablen γ_n und zusätzlich u_c . Dieses System kann numerisch mit dem Runge-Kutta-Fehlberg-Verfahren gelöst werden. Ähnliche Simulationen wurden in Ansätzen bereits bei [Kleiner, 1992] durchgeführt, dort aber nicht ausführlich untersucht.

Verwendete Parameter

In den hier durchgeführten Simulationen wurde für die McCumber-Parameter $\beta_{c,n}$ und die kritischen Ströme $I_{c,n}$ der einzelnen RCSJ-Kontakte eine Streuung von 1 % angenommen. Für die McCumber-Parameter wurde aus numerischen Gründen ein Wert von $\beta_{c,1} = 100$ gewählt, der wie in den Simulationen auf Basis der GSGG im Vergleich zur Realität deutlich zu klein ist. Für die Plasmafrequenz ergibt sich dann ein Wert von $f_{pl} = 0.1 f_c$.

Für die externe RLC-Reihe wurden die normierten Parameter $\hat{L} = 1$, $\hat{R} = 1$ ($\Leftrightarrow R_{ext} = R_1$) und $\hat{C} = 1000$ verwendet. Mit diesen Werten von \hat{C} und \hat{L} liegt die Resonanzfrequenz des gesamten Systems ungefähr bei $0.015 f_c$. Die Frequenz der externen Wechselspannung wurde im Bereich von $0.002 f_c$ bis $0.01 f_c$ ($= 0.02 f_{pl}$ bis $0.1 f_{pl}$) variiert, lag also knapp unterhalb der Resonanzfrequenz des Gesamtkreises.

Damit wird für die verwendeten Frequenzen die Impedanz der externen RLC-Reihe durch den ohmschen Widerstand dominiert, der Einfluss von Kapazität und Induktivität heben sich in der Nähe der Resonanz ungefähr auf. Die Kapazität ist allerdings notwendig um zu verhindern, dass der dc-Biasstrom über die RLC-Reihe fließt. Der Einfluss von L_{ext} wurde weitgehend vernachlässigt, indem mit $\hat{L} = 1$ ein so kleiner Wert gewählt wurde, dass sich bei den verwendeten Frequenzen der externen Wechselspannung kein sichtbarer Einfluss auf die simulierten I-U-Kennlinien ergibt.

Der ohmsche Widerstand der RLC-Reihe wurde gleich wie der ohmsche Widerstand in den RCSJ-Gliedern gewählt. Wie weiter oben aus gemessenen Kennlinien abgeschätzt wurde, hat dieser Widerstand einen Wert zwischen 400Ω und 800Ω . Die Impedanz der RLC-Reihe liegt damit ebenfalls in diesem Bereich, so dass sich mit den gewählten Parameter für die Impedanz der RLC-Reihe im Einklang mit den oben angestellten Überlegungen ein Wert im Bereich der Vakuumimpedanz ergibt.

Simulation mit $f_{ac} = 0.1 f_{pl}$

In Abbildung 4.34 sind Strom-Spannungs-Kennlinien zu sehen, die sich aus der Simulation von $N = 10$ RCSJ-Gliedern mit einer parallelgeschalteten RLC-Reihe und einer Wechselspannungsquelle bei einer Frequenz $f_{ac} = 0.01 f_c (= 0.1 f_{pl})$ ergeben. Deutlich ist eine hysteretische große Stufe zu erkennen, die sich mit steigender Amplitude der Wechselspannung zu höheren Spannungen verschiebt, vgl. Abbildung 4.35. Die Abknickspannung der Stufe ist proportional zur Amplitude der Wechselspannung. Für sehr kleine Amplituden ist zunächst noch der Supraast bei $U = 0$ zu sehen, aus dem sich dann die Stufe entwickelt. Oberhalb der Stufe sind für kleine Amplituden einzelne Äste zu erkennen. Mit zunehmender Amplitude verschwinden die Äste, und die Hysterese der Stufe nimmt ab.

Eine große hysteretische Stufe mit diesen Eigenschaften trat auch in Simulationen bei anderen Frequenzen und Parametern stets auf. Damit

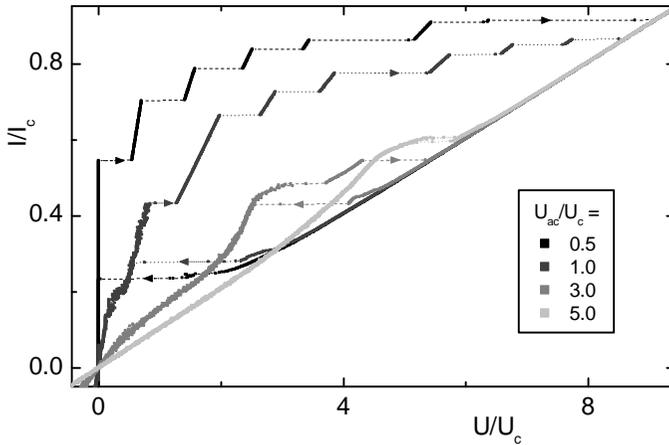


Abbildung 4.34: I-U-Kennlinien aus der Simulation von $N = 10$ RCSJ-Gliedern bei einer externen Wechselspannung mit Frequenz $f = 0.01 f_c$ für vier verschiedene Amplituden U_{ac} .

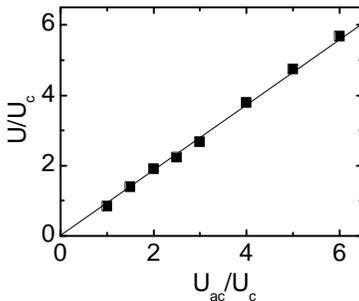


Abbildung 4.35: Position der großen Stufe bei der Simulation für $N = 10$ RCSJ-Kontakte bei $f_{ac} = 0.01 f_c$ aus Abbildung 4.34.

zeigt die Stufe in der simulierten Kennlinie in vielen Punkten ein sehr ähnliches Verhalten wie die große Stufe in den Messungen unter Mikrowelleneinstrahlung. Insbesondere verschiebt sich die Stufe sowohl im Experiment als auch in der Simulation proportional zur Amplitude der externen Wechselspannung, also der Wurzel der eingestrahlten Mikro-

wellenleistung. Ein Unterschied liegt vor allem in den Position der Stufe, die relativ zu I_c und U_c in der Simulation deutlich höher liegt als in den gemessenen Kennlinien. Allerdings zeigt sich, dass sich die Stufe in den Simulationen mit größeren Werten von β_c zu kleineren Strom- und Spannungswerten verschiebt (vgl. Abbildung 4.36), so dass die Stufe bei realistischen β_c -Werten deutlich tiefer liegen würde.

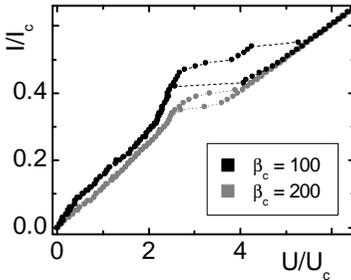


Abbildung 4.36: Simulation für $N = 10$ RCSJ-Kontakte bei $f_{ac} = 0.01 f_c$ für $\beta_c = 100$ und $\beta_c = 200$. Die Stufe verschiebt sich für höhere β_c -Werte zu kleineren Strom- und Spannungswerten.

Um die Vorgänge zu verstehen, die zur Entstehung der großen Stufe in der Simulation führen, wurden die Ströme und Spannungen genauer untersucht, die an den einzelnen RCSJ-Kontakten abfallen. Zur Vereinfachung wurden dazu nur $N = 5$ Kontakte simuliert, wobei die resultierenden Kennlinien die gleichen Eigenschaften wie die Kennlinien aus den Simulationen für $N = 10$ Kontakte zeigen.

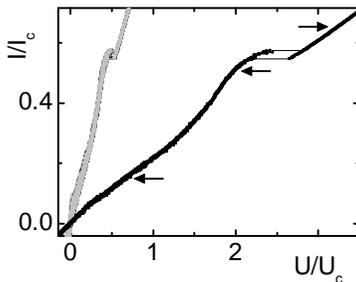


Abbildung 4.37: Spannung an den Einzelkontakten (graue Kurven) und Gesamtspannung (schwarze Kurve) in einer Simulation von $N = 5$ RCSJ-Kontakten bei $f_{ac} = 0.01 f_c$ und $U_{ac} = 2.5 U_c$. Die Pfeile markieren Biaspunkte, die im Folgenden näher untersucht werden.

Die simulierte I-U-Kennlinie für $N = 5$ RCSJ-Kontakte bei einer

Wechselspannung mit $f_{ac} = 0.01 f_c$ und $U_{ac} = 2.5 U_c$ ist in Abbildung 4.37 zu sehen. Die Kennlinie aller Kontakte (schwarze Kurve) zeigt deutlich die große Stufe, die im oberen Bereich eine leichte Hysteresis aufweist. Die Spannungen, die an den einzelnen Kontakten abfallen (graue Kurven) sind nahezu identisch, die Kontakte verhalten sich also alle gleich.

Untersuchung der zeitabhängigen Ströme bei $f_{ac} = 0.1 f_{pl}$

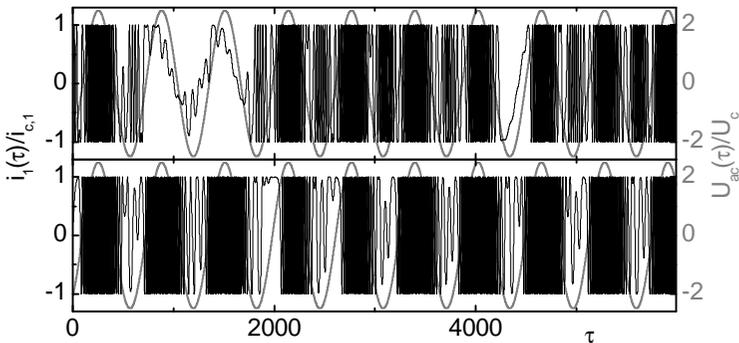


Abbildung 4.38: Strom $i_1(\tau)$ durch den 1. Josephsonkontakt (schwarze Kurven) und externe Wechselspannung $U_{ac}(\tau)$ (graue Kurven) in Abhängigkeit von der normierten Zeit τ für zwei Biaspunkte auf der Kennlinie aus Abbildung 4.37 bei $I = 0.15 I_c$ (oben) und $I = 0.50 I_c$ (unten).

In Abbildung 4.38 ist der zeitliche Verlauf des Stroms $i_1(\tau) = i_{c,1} \cdot \sin(\gamma_1(\tau))$ über den ersten der 5 Josephsonkontakte in Abhängigkeit von der normierten Zeit τ für Biaspunkte unterhalb der großen Stufe ($I = 0.15 I_c$) und auf der großen Stufe ($I = 0.50 I_c$) dargestellt (schwarze Kurven). Als Referenz ist jeweils die externe Wechselspannung $U_{ac}(\tau)$ eingezeichnet (graue Kurven). Die Ströme über die anderen vier Josephson-Kontakte zeigen einen vergleichbaren Verlauf. Ein vergrößerter Ausschnitt des Diagramms ist in Abbildung 4.39 zu sehen.

Der Strom $i_1(\tau)$ zeigt bei beiden Biaspunkten über den größten Teil

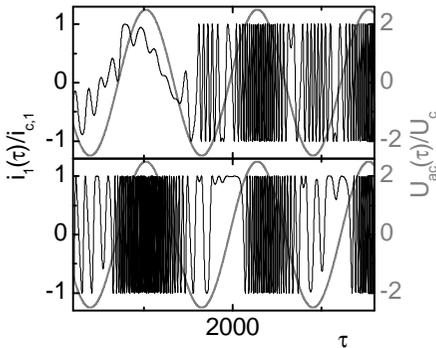


Abbildung 4.39: Vergrößerte Darstellung von $i_1(\tau)$ (schwarze Kurven) und $U_{ac}(\tau)$ (graue Kurven) aus Abbildung 4.38 bei den Biasströmen $I = 0.15 I_c$ (oben) und $I = 0.50 I_c$ (unten).

der Zeit schnelle Oszillationen zwischen $+i_{c,1}$ und $-i_{c,1}$. Im Pendelmodell entsprechen diese Oszillationen 2π -Überschlägen des Pendels, deren Zahl nach der 2. Josephson-Gleichung proportional zur Spannung ist, die über den Kontakt abfällt.

Am Biaspunkt unterhalb der großen Stufe ($I = 0.15 I_c$) treten diese schnellen Überschläge in verschiedene Richtungen auf: für positive Werte von $U_{ac}(\tau)$ rotiert das Pendel vorwärts, für negative Werte rückwärts. Die Zahl der Überschläge in Vorwärtsrichtung ist größer als die in Rückwärtsrichtung, so dass im Mittel eine positive Spannung über dem Kontakt abfällt. Zwischen den schnellen Oszillationen sind in unregelmäßigen Abständen einzelne Perioden von $U_{ac}(\tau)$ zu erkennen, in denen keine oder nur einzelne 2π -Überschläge stattfinden. Hier variiert $i_1(\tau)$ langsam mit $U_{ac}(\tau)$, wobei gleichzeitig Plasmaschwingungen auftreten, die in diesen Bereichen als kleine Variationen auf der langsam variierenden $i_1(\tau)$ -Kurve zu erkennen sind.

Am Biaspunkt auf der großen Stufe ($I = 0.50 I_c$) treten die schnellen Überschläge des Pendels nur noch in eine Richtung auf. Diese schnellen Oszillationen sind immer dann kurzzeitig unterbrochen, wenn $U_{ac}(\tau)$ durch das negative Minimum geht. Längere Bereiche mit langsamen Variationen und Plasmaschwingungen sind aber nicht mehr zu beobachten. Der Verlauf von $i_1(\tau)$ scheint hier eine (Quasi-)Periodizität mit Frequenz der externen Wechselspannung aufzuweisen.

Für Biasströme $I > 0.50 I_c$ werden die kurzzeitigen Unterbrechungen der schnellen Oszillationen immer kürzer und verschwinden, wenn der Kontakt von der Stufe in den McCumber-Zustand springt. $i_1(\tau)$ führt dann kontinuierlich schnelle Oszillationen aus, wobei die Frequenz dieser Oszillationen mit $U_{ac}(\tau)$ variiert.

Eine Aussage, in wie weit der Verlauf von $i_n(\tau)$ periodisch oder chaotisch ist, lässt sich anhand der Poincaré-Diagramme treffen, die in Abbildung 4.40 für drei verschiedene Biasströme I dargestellt sind. In den Poincaré-Diagrammen ist die zeitliche Ableitung $\dot{\gamma}$ der Phasendifferenz γ gegenüber $\sin(\gamma)$ an jeweils einem Punkt gleicher Phasenlage pro Periode der Wechselspannung aufgetragen. Dargestellt ist wieder jeweils das Diagramm für den ersten der $N = 5$ Kontakte; die Diagramme für die anderen Kontakte zeigen identische Strukturen.

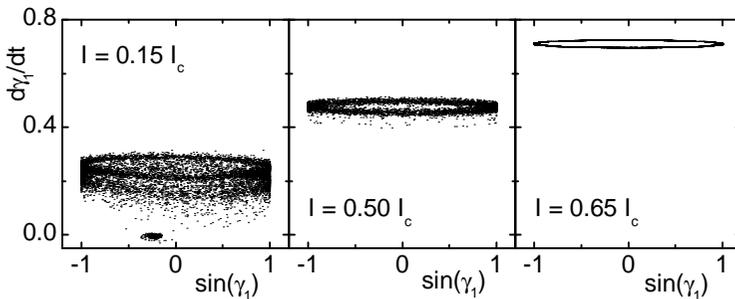


Abbildung 4.40: $\dot{\gamma}$ - $\sin(\gamma)$ -Poincaré-Diagramme für drei verschiedene Biasströme I entlang der simulierten Kennlinie aus Abbildung 4.37 für den Kontakt $n = 1$.

In den Diagrammen für $I = 0.15 I_c$ und $I = 0.50 I_c$ verteilen sich die Punkte über einen ausgedehnten Bereich des Phasenraums. Dies ist typisch für chaotische Prozesse, wo die Werte von $\dot{\gamma}$ und γ nicht-deterministisch im Phasenraum umherspringen. Allerdings ist dieser Bereich im Phasenraum für den Biaspunkt auf der großen Stufe bei $I = 0.50 I_c$ deutlich stärker eingeschränkt als für den Biaspunkt unterhalb der Stufe bei $I = 0.15 I_c$. Diese Einschränkung zeigt, dass auf der

großen Stufe, wie oben vermutet, der Verlauf von $i_1(\tau)$ hier eine Quasi-periodizität mit der Periode von U_{ac} aufweist, bei der aber die Zahl der Oszillationen sowie die Phasenlage von $i_1(\tau)$ gegenüber der externen Wechselspannung chaotisch variiert. Hinweise auf ein resonantes Verhalten mit fester Phasenbeziehung zwischen γ und der externen Frequenz zeigen sich an beiden Biaspunkten nicht.

Für Biaspunkte oberhalb der großen Stufe, wenn sich alle Kontakte im McCumber-Zustand befinden, verschwindet das chaotische Verhalten. Das Poincaré-Diagramm für $I = 0.65 I_c$ zeigt eine geschlossene Kurve, die einem periodischen Verhalten entspricht, dessen Periode nicht auf die Frequenz der externen Wechselspannung eingestastet ist. Die Kontakte befinden sich hier im nicht-chaotischen resistiven Zustand.

Die beschriebenen Effekte sind typisch für externe Wechselspannungen mit Frequenzen f_{ac} im Bereich von $0.005 f_c$ bis $0.02 f_c$ und großen Amplituden U_{ac} , bei denen keine einzelnen Äste oberhalb der großen Stufe mehr existieren. Für kleinere Amplituden und Frequenzen treten zusätzliche Effekte auf, auf die im Folgenden genauer eingegangen wird.

Simulation mit $f_{ac} = 0.1 f_{pl}$ bei kleinen Wechselspannungsamplituden

In Abbildung 4.41 ist eine simulierte Kennlinie für 5 RCSJ-Kontakte bei einer Wechselspannung mit $f_{ac} = 0.01 f_c$ und $U_{ac} = 1.5 U_c$ zu sehen. Die Kennlinie aller Kontakte (schwarz) zeigt deutlich die große Stufe, oberhalb derer noch die Reste eines Astes zu sehen sind. Bei $I \approx 0.15 I_c$ ist ein Knick zu erkennen. Die Spannungen, die an den einzelnen Kontakten abfallen (graue Kurven und Inset) zeigen, dass unterhalb des Knicks für $I \lesssim 0.15 I_c$ die Spannungen der einzelnen Kontakte zwischen dem spannungslosen und dem resistiven Zustand variieren.

Der Grund für die Variation der Einzelspannungen ist aus dem zeitlichen Verlauf der Ströme über die einzelnen Josephson-Kontakte zu erkennen. Im oberen Diagramm in Abbildung 4.42 ist der Strom über den ersten Josephson-Kontakt $i_1(\tau)$ bei einem Biasstrom $I = 0.08 I_c$ dar-

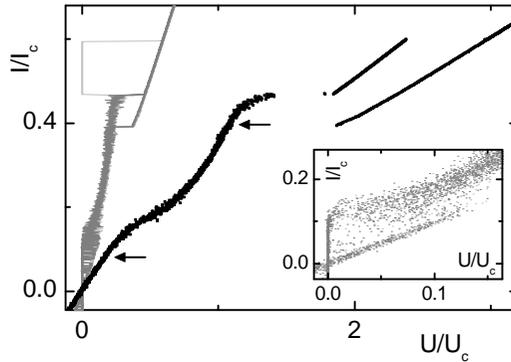


Abbildung 4.41: Simulation für 5 RCSJ-Kontakte bei $f_{ac} = 0.01 f_c$ und $U_{ac} = 1.5 U_c$. Die schwarze Kurve zeigt die Gesamtspannung aller RCSJ-Kontakte, die grauen Kurven beschreiben die Einzelspannungen der Kontakte. Das Inset zeigt vergrößert den Bereich um den Ursprung für die Einzelspannungen, die in diesem Bereich zwischen dem spannungslosen und dem resistiven Zustand variieren. Oberhalb der Stufe um $I = 0.5 I_c$ gehen 4 Kontakte in den resistiven Zustand über, während ein Kontakt zurück in den spannungslosen Zustand springt. Die Pfeile markieren die Biaspunkte, die im Folgenden näher untersucht werden.

gestellt. $i_1(\tau)$ zeigt bei $\tau \approx 5000$ einen Übergang von einem Zustand mit schnellen Oszillationen zu einem Zustand mit langsamen Variationen. Im Bereich mit schnellen Oszillationen zeigt die Dynamik der Phasendifferenz im Pendelmodell wieder abwechselnd einige 2π -Überschläge vorwärts und einige 2π -Überschläge rückwärts, ähnlich wie im oben beschriebenen Fall mit höherer Amplitude U_{ac} . Da auch hier die Zahl der 2π -Überschläge vorwärts größer ist, fällt im Mittel eine positive Spannung über dem Kontakt ab. Im Bereich mit langsamen Variationen finden keine 2π -Überschläge statt. Der Kontakt befindet sich also im spannungslosen Zustand, wobei die Phase mit $U_{ac}(\tau)$ variiert und zusätzlich Plasmaschwingungen auftreten.

Im Gegensatz zu dem Stromverlauf in Abbildung 4.38, wo der Kontakt

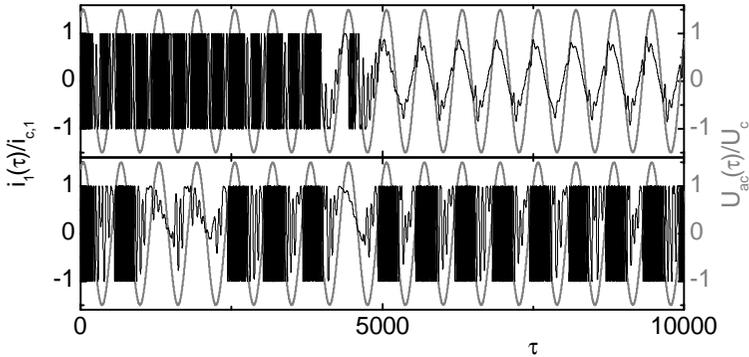


Abbildung 4.42: Strom $i_1(\tau)$ durch den 1. Josephsonkontakt (schwarze Kurven) und externe Wechselspannung $U_{ac}(\tau)$ (graue Kurven) in Abhängigkeit von der normierten Zeit τ für zwei Biaspunkte auf der Kennlinie aus Abbildung 4.41 bei $I = 0.08 I_c$ (oben) und $I = 0.40 I_c$ (unten).

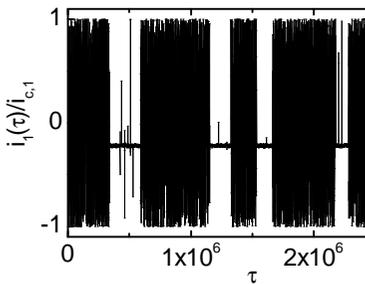


Abbildung 4.43: Strom $i_1(\tau)$ durch den 1. Josephsonkontakt für den Biasstrom $I = 0.08 I_c$ auf der Kennlinie aus Abbildung 4.41. Dargestellt ist jeweils ein Punkt gleicher Phase pro Periode von $U_{ac}(\tau)$ ($\Delta\tau = 628.3$).

nur für einzelne Perioden von $U_{ac}(\tau)$ in spannungslosen Zustand wechselt, bleibt der Kontakt hier über viele Perioden von $U_{ac}(\tau)$ im resistiven oder im spannungslosen Zustand. In Abbildung 4.43 ist das Verhalten des Kontakts auf einer größeren Zeitskala dargestellt, wobei hier ähnlich wie in den Poincaré-Diagrammen jeweils ein Punkt pro Periode der Wechselspannung aufgetragen ist. Die Bereiche, in denen $i_1(\tau)$ zwischen

$\pm i_{c,1}$ variiert, entsprechen dem resistiven Zustand in Abbildung 4.42. Dagegen entsprechen die Bereiche in Abbildung 4.43, in denen $i_1(\tau)$ ungefähr konstant bei $-0.2 i_{c,1}$ liegt, dem Zustand, bei dem $i_1(\tau)$ langsam mit $U_{ac}(\tau)$ variiert. Beide Zustände können über mehrere hundert Perioden der externen Frequenz andauern und wechseln unregelmäßig miteinander ab. Dieses Verhalten tritt bei allen Kontakten auf, wobei die Kontakte nicht vollständig unabhängig voneinander von einem Zustand in den anderen schalten, sondern sich immer insgesamt zwei Kontakte im resistiven Zustand befinden. Beim Übergang von einem dieser Kontakte vom resistiven in den spannungslosen Zustand schaltet also gleichzeitig ein beliebiger anderer Kontakt vom spannungslosen in den resistiven Zustand. Auf Grund der begrenzten numerischen Integrationszeit liegen die Einzelspannungen auf der simulierten Kennlinie bei einem zufälligen Wert zwischen den Spannungswerten des spannungslosen und des resistiven Zustands; die Gesamtspannung variiert hingegen kaum.

Im Bereich des spannungslosen Zustands treten, wie schon erwähnt, neben der langsamen Variation von $i_n(\tau)$ auch Plasmaschwingungen auf, die als Oszillationen mit kleiner Amplitude auf der $i_1(\tau)$ -Kurve in Abbildung 4.42 zu sehen sind. Diese Plasmaschwingungen klingen auch über größere Zeiträume nicht ab, werden also offensichtlich ständig von der externen Wechselspannung angeregt. In realen langen Josephson-Kontakten können sich aus solchen Plasmaschwingungen Fluxon-Antifluxon-Paare bilden, die dann in den Kontakten hin- und herlaufen. In den Simulationen auf Basis der GSGG in Kapitel 4.4.1 zeigte sich, dass bei starker Kopplung der Kontakte sich Fluxon-Antifluxon-Paare nie nur in einzelnen Kontakten, sondern immer in allen Kontakten gleichzeitig bilden. Daher tritt in realen Stapeln ein Zustand, in dem einzelne Schichten schnelle Oszillationen ausführen und in anderen Schichten Plasmaschwingungen vorherrschen, wahrscheinlich nicht auf. Vielmehr ist in realen Stapeln zu erwarten, dass in allen Kontakten Fluxon-Antifluxon-Paare hin- und herlaufen und gleichzeitig ebenfalls in allen Kontakten während des Maximums von $U_{ac}(\tau)$ einige zusätzliche 2π -Überschläge der Phasendifferenz über den gesamten Kontakt hinweg

auftreten. In jedem Fall bietet ein solcher Zustand, in dem fortwährend Plasmaschwingungen angeregt werden, geeignete Voraussetzungen für die Ausbildung von Cavity-Resonanzen.

Im unteren Diagramm in Abbildung 4.42 ist der zeitliche Verlauf des Stroms durch den ersten Josephson-Kontakt für den Biaspunkt auf der großen Stufe bei $I = 0.40 I_c$ dargestellt. Ähnlich wie im weiter oben beschriebenen Fall mit höherer Amplitude U_{ac} treten wieder Bereiche mit schnellen Oszillationen auf, in denen im Bild des Pendelmodells die Phasendifferenz jeweils 2π -Überschläge nur in eine Richtung durchführt. Die schnellen Oszillationen sind bei den Minima von $U_{ac}(\tau)$ jeweils kurz unterbrochen, zusätzlich treten hier mehrfach Bereiche auf, in denen die Phasendifferenz über einzelne Perioden von $U_{ac}(\tau)$ nur langsam variiert.

Direkt oberhalb der großen Stufe für $0.47 I_c < I < 0.60 I_c$ ist in der I-U-Kennlinie in Abbildung 4.41 zu sehen, dass ein Kontakt in den spannungslosen Zustand zurückschaltet und erst für höhere Biasströme wie die anderen Kontakte in den komplett resistiven Zustand schaltet. Ein solches Verhalten kann auch bei den gemessenen I-U-Kennlinien beobachtet werden, wenn für kleine Mikrowellenleistungen oberhalb der Stufe noch einzelne resistive Äste auftreten.

Für höhere Mikrowellenleistungen verschwinden die resistiven Äste sowohl bei den simulierten als auch bei den gemessenen Kennlinien. In den Messungen treten dann häufig zwischen dem obersten Punkt der großen Stufe und dem äußersten resistiven Ast kleine nahezu äquidistante hysteretische Strukturen auf, wie in Abbildung 4.6 gezeigt wurde. Solche hysteretischen Strukturen konnten in den Simulationen nicht gefunden werden. Die in Abbildung 4.41 beobachtete Möglichkeit, dass nur einzelne Äste in den resistiven McCumber-Zustand schalten, ergibt aber ein mögliches Modell für die Entstehung dieser hysteretischen Strukturen, wenn zusätzlich der Einfluss von Fluxon-Antifluxon-Paaren berücksichtigt wird. Wenn die Kontakte im Stapel nacheinander von einem Zustand mit Fluxonen in den resistiven McCumber-Zustand ohne Fluxonen schalten, so könnten sich genau die beobachteten äquidistanten hysteretischen Strukturen bilden.

Simulation mit $f_{ac} = 0.002 f_c$

Typische I-U-Kennlinie für kleinere Frequenzen sind in Abbildung 4.44 für $f_{ac} = 0.002 f_c$ bei einem Stapel mit $N = 10$ RCSJ-Kontakten für drei verschiedene Amplituden der externen Wechselspannung dargestellt. Es zeigen sich deutlich hysteretische Strukturen auch unterhalb der großen Stufe, für $U_{ac} = 1.5 U_c$ schneidet die große Stufe die ($I=0$)-Achse. Die Kennlinie weist damit große Ähnlichkeit zu der gemessenen Kennlinie in Abbildung 4.15 auf.

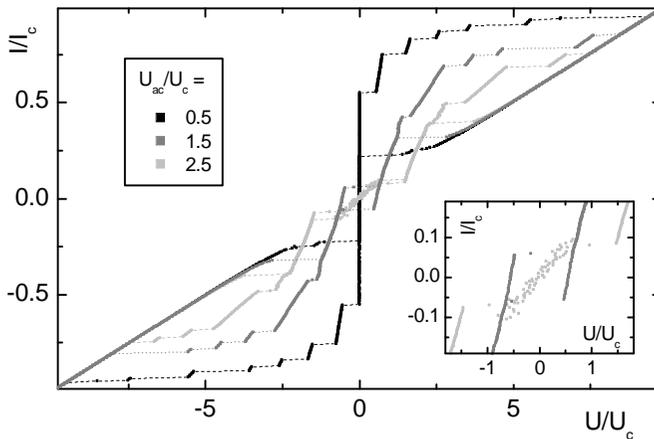


Abbildung 4.44: Simulation von $N = 10$ RCSJ-Gliedern bei einer externen Wechselspannung mit Frequenz $f_{ac} = 0.002 f_c$ für drei verschiedene Amplituden U_{ac} . Die Kurven bei $U_{ac} = 1.5 U_c$ und $U_{ac} = 2.5 U_c$ zeigen deutliche hysteretische Strukturen unterhalb der großen Stufe.

Zur Untersuchung der Vorgänge in den Kontakten wurde wieder ein vereinfachtes System mit $N = 5$ RCSJ-Kontakten genauer untersucht, dessen I-U-Kennlinie in der Simulation die gleichen hysteretischen Strukturen und insbesondere auch die Nullstromstufe zeigt. Für $U_{ac} = 1.5 U_c$ sind die Spannung an den einzelnen Josephson-Kontakten in Abbildung 4.45 zu sehen, wobei die einzelnen Spannungen im Bereich der

Stufe nahezu identisch sind.

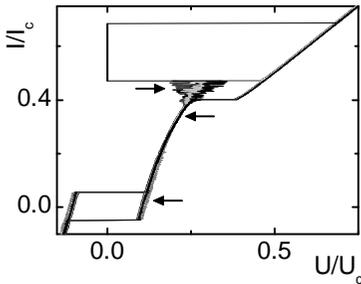


Abbildung 4.45: Spannung an den Einzelkontakten bei einer Simulation von $N = 5$ RCSJ-Kontakten bei $f_{ac} = 0.002 f_c$ und $U_{ac} = 1.5 U_c$. Die Pfeile markieren Biaspunkte, im Folgenden näher untersucht werden.

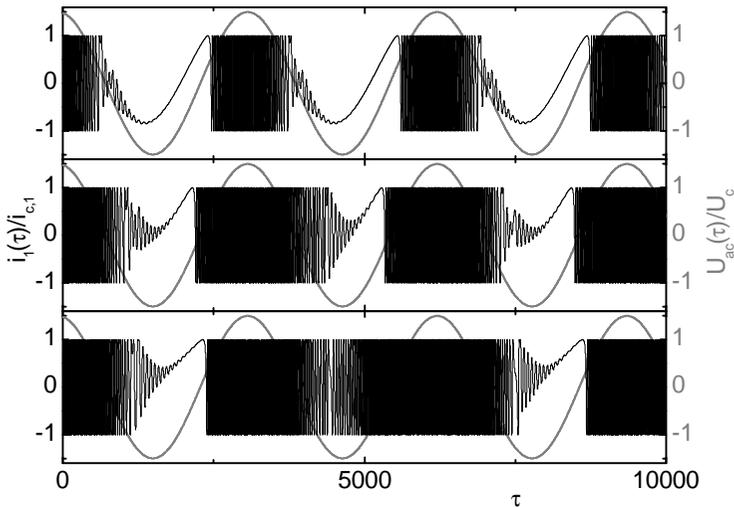


Abbildung 4.46: Strom $i_1(\tau) = i_{c,1} \cdot \sin(\gamma_1(\tau))$ durch den 1. Josephsonkontakt (schwarze Kurve) und externe Wechselspannung $U_{ac}(\tau)$ (graue Kurve) in Abhängigkeit von der normierten Zeit τ für die drei Zustände aus Abbildung 4.47 mit den Biasströmen (von oben nach unten) $I = 0.025 I_c$, $I = 0.35 I_c$ und $I = 0.45 I_c$.

Die zeitabhängigen Ströme $i_1(\tau)$ durch den ersten Josephson-Kontakt für die drei in Abbildung 4.45 markierten Biaspunkte sind in Abbil-

dung 4.46 zu sehen. Es zeigt sich, dass an allen drei Biaspunkten schnelle Oszillationen zwischen $\pm i_{c,1}$ auftreten, wenn sich $U_{ac}(\tau)$ im Bereich des positiven Maximums befindet. Im Pendelmodell entsprechen diese Oszillationen 2π -Überschlägen der Phasendifferenz, bei denen das Pendel stets vorwärts rotiert. Für die Biaspunkte bei $I = 0.025 I_c$ und $I = 0.35 I_c$ sind die schnellen Oszillationen unterbrochen, wenn sich $U_{ac}(\tau)$ im Bereich des negativen Minimums befindet. In diesen Bereichen treten keine 2π -Überschläge auf, und es zeigen sich deutlich abklingende Plasma-schwingungen auf der $i_1(\tau)$ -Kurve. Die Oszillationsfrequenz dieser Plasmaschwingungen ist gerade die Plasmafrequenz.

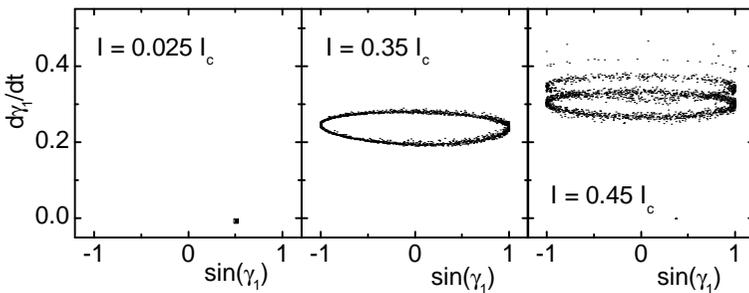


Abbildung 4.47: $\dot{\gamma}_1$ - $\sin(\gamma_1)$ -Poincaré-Diagramme für drei verschiedene Biasströme I auf der simulierten Kennlinie aus Abbildung 4.45 bei $f_{ac} = 0.002 f_c$ und $U_{ac} = 1.5 U_c$ für den Kontakt $n = 1$. Im linken Diagramm ist nur ein einzelner Punkt zu erkennen, was einem Zustand entspricht, der auf die äußere Frequenz eingerastet ist. Die Diagramme in der Mitte und rechts deuten auf chaotisches Verhalten hin.

Die Poincaré-Diagramme in Abbildung 4.47 zeigen, in wie weit der Verlauf von $i_1(\tau)$ chaotisch oder periodisch ist. Die Punkte in den Diagrammen für $I = 0.35 I_c$ und $I = 0.45 I_c$ verteilen sich jeweils über einen ausgedehnten Bereich des Phasenraums, so dass es sich in beiden Fällen um chaotische Zustände handelt. Es zeigt sich also, dass der Verlauf von $i_1(\tau)$ für $I = 0.35 I_c$ nicht wirklich periodisch ist. Hingegen ist im linken Poincaré-Diagramm für $I = 0.025 I_c$ nur ein einzelner Punkt zu

erkennen. Damit haben hier $\sin(\gamma)$ und $\dot{\gamma}$ an jedem Zeitpunkt, an dem die externe Wechselspannung die gleiche Phase hat, den gleichen Wert, der Verlauf von $\gamma(t)$ ist also auf die externe Frequenz eingerastet. Es zeigt sich, dass an diesem Biaspunkt die Phasendifferenz pro Periode von $U_{ac}(t)$ stets um $55 \cdot 2\pi$ zunimmt. Damit entspricht dieser Zustand der 55. Shapirostufe. Allerdings kann es sich insgesamt bei der großen hysteretischen Stufe in der Kennlinie nicht um eine Shapiro-Stufe handeln, da die Stufe in der Kennlinie nicht unabhängig von der Amplitude der externen Wechselspannung ist und außerdem nicht senkrecht ist.

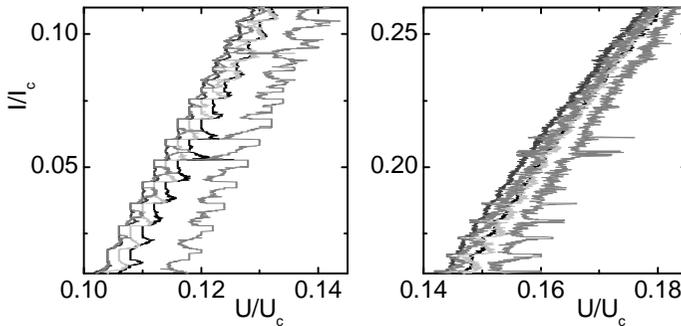


Abbildung 4.48: Vergrößerte Darstellung der Spannungen an den einzelnen Josephson-Kontakten bei $f_{ac} = 0.002 f_c$ und $U_{ac} = 1.5 U_c$ bei Simulation von $N = 5$ Kontakten.

Eine Erklärung für den Zusammenhang zwischen großer Stufe und Shapiro-Stufen ist in Abbildung 4.48 zu erkennen. Hier sind die Einzelspannungen aus Abbildung 4.45 für zwei Bereiche auf der großen Stufe vergrößert dargestellt. Im linken Diagramm für den Bereich kleiner Ströme zeigt sich, dass die Kennlinien hier entlang zahlreicher kleiner Stufen verlaufen. Bei diesen kleinen Stufen handelt es sich um Shapiro-Stufen; der Abstand der kleinen Stufen entspricht nach der Josephson-Relation gerade der externen Frequenz $f_{ac} = 0.002 f_c$. Insbesondere beim Übergang von einer Shapiro-Stufe zur nächsten springen die Spannungen kurzzeitig auch zu Werten, die nicht auf einer Shapiro-Stufe liegen.

Der Anteil der Punkte, die nicht auf einer Shapiro-Stufe liegen, steigt mit zunehmendem Biasstrom an. Schon bei Biasströmen im mittleren Bereich der großen Stufe (Abbildung 4.48 rechts) sind keine einzelnen Shapiro-Stufen mehr zu erkennen, was auch zur der Beobachtung von chaotischem Verhalten im Poincaré-Diagramm für diesen Bereich passt (Diagramm in Abbildung 4.47 Mitte). Im zugehörigen $i_1(\tau)$ -Diagramm in Abbildung 4.46 (Mitte) ist allerdings noch eine scheinbare (Quasi)-Periodizität von $\gamma(\tau)$ mit der externen Frequenz zu beobachten, ähnlich wie in Abbildung 4.40. Erst im obersten Bereich der großen Stufe wird das Verhalten vollständig chaotisch, wie sich auf der I-U-Kennlinie der Einzelspannungen, dem Poincaré-Diagramm und dem $i_1(\tau)$ -Diagramm für $I = 0.45 I_c$ zeigt.

Der kontinuierliche Verlauf von gerastetem zu chaotischem Verhalten entlang der großen Stufe zeigt, dass wahrscheinlich auch im chaotischen Bereich die große Stufe durch Hin- und Herschalten zwischen benachbarten Shapiro-Stufen gebildet wird. Die Ähnlichkeit der zeitabhängigen Ströme und der Poincaré-Diagramme für Biaspunkte auf der großen Stufe bei $f_{ac} = 0.002 f_c$ (Abbildungen 4.46 und 4.47) mit denen bei $f_{ac} = 0.01 f_c$ (Abbildungen 4.38 und 4.40) legt nahe, dass auch für höhere Frequenzen dieser Mechanismus für die Bildung der großen Stufe verantwortlich ist. Die Form der großen Stufe wird damit durch die Höhen der einzelnen Shapiro-Stufen bestimmt, die wie in Kapitel 2.1.2 beschrieben mit der Spannung variiert, die über den Kontakten anliegt. Die Nullstromstufen, die sowohl in den Simulationen als auch in den Messungen bei kleinen Frequenzen und Amplituden auftraten, lassen sich dann damit erklären, dass die Stabilität und damit auch die Höhe der Shapiro-Stufen zu kleinen Frequenzen und Amplituden hin zunimmt (vgl. Kapitel 2.1.2). Bei der großen Stufe als Ganzes handelt es sich aber nicht um einen resonanten Zustand.

Nullstromstufen wie in Abbildung 4.44 wurden kürzlich auch von einer anderen Gruppe in Messungen und Simulationen von einzelnen Josephson-Kontakten aus konventionellen Supraleitern beobachtet [Ko-

val *et al.*, 2004]. Die Effekte werden dort auf Phasendiffusion durch Rauschen aufgrund thermischer Fluktuationen zurückgeführt. Da das oben beschriebene chaotische Schaltverhalten ebenfalls zu stark erhöhtem Rauschen führt [Kautz, 1981b], könnte das Modell der Phasendiffusion in diesem Fall einfach eine andere Sichtweise des in dieser Arbeit beschriebenen Modells sein. Eine ausführliche Diskussion der Gemeinsamkeiten und Unterschiede der zwei Modelle würde jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen.

Simulation bei $f_{ac} = 0.002 f_c$ mit großen Wechselspannungsamplituden

Für höhere Amplituden U_{ac} geht die I-U-Kennlinie auch bei der Frequenz $f_{ac} = 0.002 f_c$ durch den Ursprung. Die große Stufe schneidet dann nicht mehr die ($I=0$)-Achse, und für hohe Amplituden ist ähnlich wie bei höheren Frequenzen ein linearer Anstieg unterhalb der großen Stufe zu sehen.

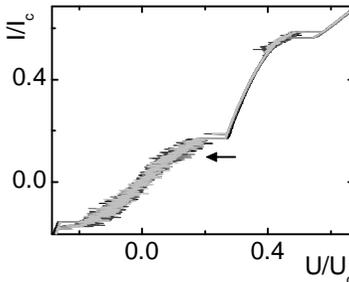


Abbildung 4.49: Spannungen an den Einzelkontakten bei einer Simulation von $N = 5$ RCSJ-Kontakten mit $f_{ac} = 0.002 f_c$ und $U_{ac} = 2.5 U_c$. Der Pfeil markiert den Biaspunkt der Diagramme aus Abbildung 4.50.

In Abbildung 4.49 sind für einen solchen Fall bei $f_{ac} = 0.002 f_c$ und $U_{ac} = 2.5 U_c$ die Spannungen an den Einzelkontakten dargestellt. Das Poincaré-Diagramm sowie der zeitaufgelöste Strom durch den 1. Josephsonkontakt für einen Biaspunkt im Bereich unterhalb der großen Stufe ($I = 0.10 I_c$) ist in Abbildung 4.50 zu sehen. Ähnlich wie im vergleichbaren Fall bei höheren Frequenzen ist auch hier chaotisches Verhalten vorherrschend, bei dem Bereiche mit schnellen Oszillationen sowohl in Vorwärts- als auch in Rückwärtsrichtung und Bereiche mit langsamer

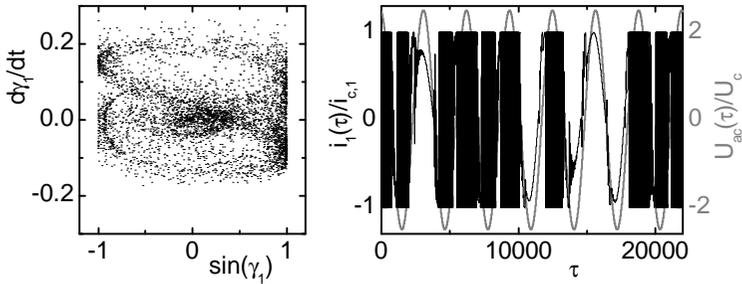


Abbildung 4.50: Poincaré-Diagramm (links) und Strom $i_1(\tau) = i_{c,1} \cdot \sin(\gamma_1(\tau))$ durch den 1. Josephsonkontakt (schwarze Kurve) sowie externe Wechselfspannung $U_{ac}(\tau)$ (graue Kurve) in Abhängigkeit von der normierten Zeit τ (rechts) bei einem Biasstrom $I = 0.10 I_c$ für die Kennlinie aus Abbildung 4.49.

Variation von $i_1(\tau)$ unregelmäßig miteinander abwechseln.

Weitere Simulationen und Zusammenfassung

Neben den auffälligen hysteretischen Strukturen können in den Simulationen auch vielfältige kleinere Strukturen unterhalb der großen Stufe auftreten. In Abbildung 4.51 ist die simulierte Kennlinie bei einer Wechselfspannung mit $f_{ac} = 0.003 f_c$ und $U_{ac} = 3.5 U_c$ zu sehen. Bei Spannungen unterhalb der großen Stufe sind mehrere kleine Strukturen zu erkennen, die bei Spannungen mit ungefähr regelmäßigen Abstand auftreten und damit Ähnlichkeit mit den kleinen regelmäßigen Stufen auf den gemessenen I-U-Kennlinien zeigen. Allerdings verschieben sich die Strukturen in der Simulation im Gegensatz zu den Messungen mit steigendem U_{ac} nicht zu höheren Spannungen.

Eine Untersuchung der zeitabhängigen Ströme ergab, dass es sich bei den Strukturen auf der simulierten I-U-Kennlinie nicht um Resonanzen handelt, sondern auch hier chaotische Prozesse vorherrschen. Der einzige erkennbare Unterschied zwischen den verschiedenen Bereichen ist dabei die Struktur der jeweiligen Poincaré-Diagramme, die auf eine

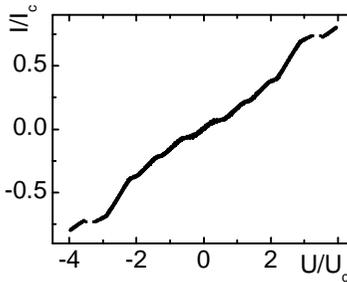


Abbildung 4.51: Simulation für $N = 10$ RCSJ-Kontakte bei $f_{ac} = 0.003 f_c$ und $U_{ac} = 3.5 U_c$. Die große Stufe ist bei $U \approx \pm 3 U_c$ zu sehen, darunter sind mehrere kleine Strukturen zu erkennen.

unterschiedliche Dimensionalität der chaotischen Prozesse hindeutet. Die Strukturen in der Simulation haben damit trotz ihrer Ähnlichkeit offensichtlich keine Gemeinsamkeit mit den kleinen regelmäßigen Stufen, die durch Resonanzen auf den gemessenen Kennlinien entstehen. Dagegen lassen sich mit dieser Simulation sehr gut die Strukturen erklären, die in den Messungen in Abbildung 4.19 auf der großen Stufe auch bei höheren Temperaturen zu sehen sind.

Insgesamt zeigt sich also, dass unter Mikrowelleneinstrahlung schon bei der Betrachtung punktförmiger Kontakte unter Berücksichtigung der endlichen Quellimpedanz der Mikrowelleneinstrahlung eine Vielzahl von unterschiedlichen Strukturen auf den I-U-Kennlinien entstehen können. Diese Strukturen haben demnach nichts mit Fluxonresonanzen zu tun. Insbesondere ist die große Stufe, die auf den gemessenen I-U-Kennlinien bei allen Frequenzen auftrat, nicht auf resonante Vorgänge in den Kontakten zurückzuführen.

4.4.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die orts aufgelösten Untersuchungen der Stapel von intrinsischen Josephson-Kontakten unter Mikrowelleneinstrahlung ergeben, dass in den Stapeln in-Phase Cavity-Resonanzen auftreten können. Gleichzeitig konnte damit gezeigt werden, dass mit dem TTREM auch die Dynamik in intrinsischen Josephson-Kontakten orts aufgelöst untersucht wer-

den kann. Dabei zeigt sich, dass wie in den Josephson-Kontakten aus konventionellen Supraleitern die magnetische Komponente der stehenden Plasmawelle abgebildet wird. Im Gegensatz zu den Untersuchungen an langen konventionellen Kontakten kann in den langen intrinsischen Kontakten ein Einfluss der Fluxonen in den Bildern nicht festgestellt werden.

Die Gesamtheit der Vorgänge, die unter dem Einfluss von Mikrowellen in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten auftreten, kann durch die Kombination der Ergebnisse aus den orts aufgelösten Messungen im TTREM und der Ergebnisse aus den Simulationen auf Basis der GSGG sowie der punktförmigen RCSJ-Kontakte unter Berücksichtigung der endlichen Quellimpedanz erklärt werden. Dabei zeigt sich, dass mehrere verschiedene Mechanismen zu den in den I-U-Kennlinien beobachteten Strukturen und Effekten führen.

Die große hysteretische Stufe, die auf den I-U-Kennlinien bei allen Mikrowellenfrequenzen deutlich zu sehen war (vgl. z.B. Abbildung 4.4), entsteht nicht durch resonante Vorgänge in den intrinsischen Josephson-Kontakten. Da die große Stufe in den Simulationen der punktförmigen Kontakte gut reproduziert werden konnte, sind keine Fluxonen für die Entstehung notwendig. Die Simulationen zeigen, dass die große Stufe vielmehr eine Überlagerung von mehr oder weniger stabilen Shapiro-Stufen ist, zwischen denen die Kennlinie meist chaotisch hin- und herspringt. Für die Form der großen Stufe spielt außerdem die endliche Impedanz der Einkoppelstruktur eine Rolle, die dazu führt, dass die Amplitude des durch die Mikrowellen eingekoppelten Wechselstroms stark mit den Zuständen variiert, in denen sich die einzelnen Kontakte befinden. Mit diesem Modell für die Entstehung der großen Stufe lassen sich insbesondere die in einigen Messungen beobachteten Nullstromstufen erklären, bei denen die Kennlinie die ($I=0$)-Achse schneidet. Das Modell erklärt auch die Tatsache, warum in den TTREM-Bildern im Bereich der großen Stufe stets nur ein homogenes Signal gefunden wurde, ähnlich dem Signal, das auf den resistiven Ästen gemessen wurde.

In realen Kontakten bewegen sich im Bereich der großen Stufe zusätzlich Fluxon-Antifluxon-Paare chaotisch in den Kontakten (vgl. Abschnitt 4.2.1 und Abschnitt 4.4.1). Da jedoch die große Stufe in den simulierten Kennlinien auch ohne Berücksichtigung von Fluxonen gut reproduziert wird, sollte die Spannung durch die Bewegung der Fluxon-Antifluxon-Paare für die prinzipielle Form der großen Stufe keine Rolle spielen. Die genaue Form der großen Stufe kann jedoch durchaus von der Bewegung der Fluxon-Antifluxon-Paare beeinflusst werden. So kann mit der Bildung von Fluxon-Antifluxon-Paaren erklärt werden, warum die große Stufe in den Messungen meist plötzlich als Ganzes auftritt (vgl. Abbildung 4.7) und sich nicht wie in den Simulationen langsam aus dem Supraast entwickelt. Außerdem kann die Bewegung von Fluxon-Antifluxon-Paaren zu den kleinen hysteretischen Strukturen führen, die in vielen Messungen bei Spannungen oberhalb der großen Stufe beobachtet werden konnten (vgl. Abbildung 4.4).

Die kleinen regelmäßigen Strukturen auf den Kennlinien lassen sich durch Cavity-Resonanzen in den Stapeln erklären. Schon die unterschiedliche Temperaturabhängigkeit von den kleinen regelmäßigen Strukturen und der großen Stufe (vgl. Abbildung 4.16) deutet darauf hin, dass die zwei Effekte unterschiedliche Ursachen haben. Die TTREM-Bilder, die im Bereich der kleinen Strukturen aufgenommen wurden, zeigen in vielen Fällen Hinweise auf Resonanzen und in einigen Fällen direkt Cavity-Resonanzen, bei denen zumindest in einem großen Teil der Kontakte Stehwellen auftreten, die in Phase schwingen. Auch in den Simulationen auf Basis der GSGG zeigt sich, dass unter Einstrahlung von Mikrowellen mit Frequenzen deutlich unterhalb der Plasmafrequenz in-Phase Cavity-Resonanzen auftreten. Die Simulationen zeigen auch, dass die Resonanzen bei höheren Spannungen auftreten, als nach Gleichung (2.31) zu erwarten ist, da die Kontakte (im Bild der Pendelkette) noch zusätzliche "2 π -Überschläge" durchführen. Diese Eigenschaft erklärt, warum die im TTREM gefundenen Resonanzen bei mehr als der doppelten Spannung auftreten, die aus Gleichung (2.31) und der 2. Josephson-Gleichung be-

rechnet werden kann. Die Frequenzen der Resonanzen können also nicht einfach aus den Spannungen bestimmt werden, bei denen die Resonanzen auf den I-U-Kennlinie auftreten.

Die Cavity-Resonanzen entstehen, wenn durch den Einfluss der Mikrowellen Fluxon-Antifluxon-Paare in den Kontakten entstehen, die sich dann unter dem Einfluss des Biasstroms in den Kontakten hin- und herbewegen. Damit ist die Frequenz der Cavity-Resonanzen im Prinzip unabhängig von der Frequenz der eingestrahlten Mikrowellen, solange durch die Mikrowellen Fluxon-Antifluxon-Paare erzeugt werden. Allerdings können Resonanzen nur auftreten, wenn in den Kontakten über genügend lange Zeiträume Plasmaschwingungen auftreten. Da bei hohen Mikrowellenleistungen die Kontakte nahezu über die ganze Periode der Mikrowellen 2π -Überschläge durchführen, verschwinden die Resonanzen bei hohen Mikrowellenleistungen. Bei kleinen Mikrowellenfrequenzen ist hingegen die Periode der Mikrowellen so lang, dass die Plasmaschwingungen über eine Periode der Mikrowellen komplett abgedämpft werden, so dass hier ebenfalls keine Resonanzen auftreten. Allerdings zeigt sich in den Messungen, dass auch bei mittleren Frequenzen und Leistungen der eingestrahlten Mikrowellen nur bei einigen Frequenzen Resonanzen auftreten. Wahrscheinlich können sich, bedingt durch das chaotische Schalten der Kontakte zusammen mit der chaotischen Bewegung der Fluxon-Antifluxon-Paare, auch bei mittleren Frequenzen und Leistungen nicht immer Resonanzen in den Kontakten ausbilden.

Sowohl die beobachteten Resonanzen in den TTREM-Messungen als auch die Ergebnisse aus den Simulationen zeigen, dass in-Phase Resonanzen nur mit vergleichsweise kleinen k -Werten angeregt werden. In den Simulationen traten Resonanzen nur bis zu einer maximalen Frequenz auf, die im Bereich von drei bis vier Mal der Plasmafrequenz liegt. In den Messungen im TTREM wurde eine minimale Wellenlänge gefunden, eine Abhängigkeit von der Zahl der Kontakte im Stapel konnte jedoch nicht eindeutig nachgewiesen werden. In beiden Fällen lagen jedoch die Frequenzen der angeregten Resonanzen zwar deutlich oberhalb der Frequenz der eingestrahlten Mikrowellen, aber unterhalb

von 1 THz.

Die zahlreichen unregelmäßigen Strukturen, die auf den gemessenen Kennlinien in vielen Fällen beobachtet wurden, können nicht eindeutig einer einzelnen Ursache zugeordnet werden. Die Simulationen von punktförmigen Kontakten zeigen, dass auch ohne den Einfluss von Fluxonen vielfältige Strukturen unterhalb der großen Stufe auftreten können, die nicht durch Resonanzen entstehen (vgl. Abbildung 4.51). Allerdings zeigen auch einige Kennlinien mit unregelmäßigen Strukturen an manchen Biaspunkten im TTREM ein deutliches periodisches Signal (vgl. Abbildung 4.22). In Abbildung 4.18 zeigt sich außerdem, dass einige der Strukturen auf der Kennlinie bei ähnlichen Temperaturen wie die Strukturen durch Resonanzen verschwinden, während andere Strukturen noch bei deutlich höheren Temperaturen zu beobachten sind. Dieses Verhalten lässt darauf schließen, dass die unregelmäßigen Strukturen zumindest zum Teil durch nichtresonantes Verhalten ähnlich wie bei der großen Stufe entstehen, teilweise in bestimmten Bereichen aber auch Resonanzen auftreten können. Diese Resonanzen sind allerdings nicht immer Strukturen auf der Kennlinie zuzuordnen (vgl. Abbildung 4.22).

Kapitel 5

Schlussdiskussion

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, zu einem Verständnis der Dynamik in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten unter Einstrahlung von niederfrequenten Mikrowellen mit Frequenzen zwischen 2 GHz und 25 GHz zu gelangen. Dabei sollte der Idee nachgegangen werden, ob es möglich ist, mit niederfrequenten Mikrowellen Fluxon-Antifluxon-Paare in den Kontakten zu erzeugen und durch diese kollektive Fluxon-resonanzen mit deutlich höheren Frequenzen im Stapel anzuregen. Insbesondere sollte in diesem Zusammenhang geklärt werden, in wieweit eine ortsauflösende Analyse der Dynamik mittels Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie (TTREM) wesentliche Erkenntnisse liefern kann.

Zur Präparation von Stapeln mit definierter Geometrie aus $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ -Einkristallen wurde eine zweiseitige Präparationsmethode mittels Elektronenstrahl-Lithographie entwickelt und etabliert. Mit dieser Technik können Stufenstapel verschiedener Geometrie und einer Kontaktzahl $N \lesssim 15$ reproduzierbar hergestellt werden. Durch die supraleitenden Zuleitungen treten bei diesen Stufenstapeln im Gegensatz zur früher verwendeten Mesa-Geometrie kein Kontaktwiderstand und keine Schädigung der Randschichten auf. Die Stufenstapel eignen

sich daher besonders gut zur Untersuchung der Fluxodynamik, da auch kleine Abweichungen der Spannung von $U = 0$ zuverlässig beobachtet werden können.

Allerdings zeigten sich auch bei dieser Geometrie bei Messungen ohne äußere Felder auf den gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien keine Nullfeldstufen, die durch die Bewegung von Fluxon-Antifluxon-Paaren in den Kontakten auftreten können und deren Existenz durch numerische Simulationen vorhergesagt wurde. Ungewöhnlich an den gemessenen Kennlinien der Stufenstapel ist allerdings, dass der kritische Strom des Supraaats höher als die kritischen Ströme der resistiven Äste ist. Dieses Verhalten, das bei Kennlinien von Proben in Mesa-Geometrie nicht beobachtet wurde, könnte ein Hinweis darauf sein, dass sich auch im Nullfeld Fluxon-Antifluxon-Paare in den Kontakten bilden können.

Deutliche Strukturen zeigten sich auf den gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien, wenn Mikrowellen mit Frequenzen im Bereich zwischen 2 GHz und 25 GHz, also deutlich unterhalb der Plasmafrequenz der Kontakte, auf die Stapel von intrinsischen Josephson-Kontakten eingestrahlt wurden.

Bei der orts aufgelösten Untersuchung der Stapel mittels TTREM unter Mikrowelleneinstrahlung konnten bei einigen Strukturen auf den Strom-Spannungs-Kennlinien TTREM-Spannungsbilder mit deutlich periodisch variierendem Kontrast gemessen werden. Diese Bilder lassen sich durch stehende Plasmawellen in den Kontakten erklären, mit Wellenlängen in der Größenordnung von 10–20 μm . Dabei schwingen die Plasmawellen zumindest im größten Teil des Stapels kollektiv in Phase. Für die Frequenzen dieser Oszillationen können Werte im Bereich von 100–300 GHz abgeschätzt werden.

Damit konnte zum einen gezeigt werden, dass orts aufgelöste Untersuchungen mittels TTREM auch für Stapel aus intrinsischen Josephson-Kontakten möglich sind, und dass so insbesondere in-Phase Cavity-Resonanzen identifiziert werden können, bei denen maximale Abstrahlung von hochfrequenten Mikrowellen vom Stapel zu erwarten

ist. Gleichzeitig wurde nachgewiesen, dass sich solche Resonanzen unter Einstrahlung von niederfrequenten Mikrowellen in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten ausbilden können.

Eine Erklärung aller Effekte in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten unter Mikrowelleneinstrahlung ergab sich aus numerischen Simulationen, die für zwei verschiedene Modelle durchgeführt wurden. Mit diesen Simulationen konnte erklärt werden, warum die in den TTREM-Bildern beobachteten Resonanzen stets bei deutlich höheren Spannungen auftraten, als nach den analytischen Formeln zu erwarten ist, und warum bei einem großen Teil der Strukturen auf den gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien keine Resonanzen in den TTREM-Messungen sichtbar waren.

Die Simulationen ergaben, dass sich in den Stapeln in-Phase Cavity-Resonanzen ausbilden können, bei denen zusätzlich (im Bild der Pendelkette) die Phasendifferenz entlang der gesamten Kontakte 2π -Überschläge ausführt, die zu einer zusätzlichen Spannung führen. Es ist daher nicht möglich, aus der Position der Resonanz auf der Strom-Spannungs-Kennlinie die Resonanzfrequenz direkt zu errechnen.

Außerdem zeigte sich in den Simulationen, dass ein großer Teil der Strukturen auf den Strom-Spannungs-Kennlinien unter Mikrowelleneinstrahlung nicht durch Fluxon-Resonanzen entsteht, sondern durch chaotisches Schalten der einzelnen Kontakte zwischen Shapiro-Stufen. Insbesondere die große hysteretische Stufe, die bei allen Proben und Mikrowellenfrequenzen auftrat, sowie die ebenfalls oft beobachteten Nullstromstufen sind demnach nicht auf Resonanzen im Stapel zurückzuführen.

Die orts aufgelösten Messungen mittels TTREM stellen also bei der Untersuchung von Cavity-Resonanzen in Stapeln von intrinsischen Josephson-Kontakten eine unabdingbare Untersuchungsmethode dar. Mit dieser Methode war es möglich, in-Phase Cavity-Resonanzen mit Frequenzen von einigen 100 GHz in Stapeln unter der Einstrahlung von

Mikrowellen mit einer Frequenz von einigen GHz nachzuweisen und somit die prinzipielle Realisierbarkeit eines Fluxon-Hochfrequenzoszillators aus einem solchen System zu zeigen.

Literaturverzeichnis

- Anderson, P. W. und J. M. Rowell. *Probable Observation of the Josephson Superconducting Tunneling Effect*. Phys. Rev. Lett. **10**, 230 (1963).
- Bardeen, J., L. N. Cooper und J. R. Schrieffer. *Theory of Superconductivity*. Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- Barone, A. und G. Paterno. *Physics and Application of the Josephson Effect*. John Wiley and Sons, New York (1982).
- Bednorz, G. und K. A. Müller. *Possible high T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system*. Z. Phys. **B64**, 189 (1986).
- Bosch, J., R. Gross, M. Koyanagi und R. P. Huebener. *Direct probing of the spatial distribution of the maximum Josephson current in a superconducting tunnel junction*. Phys. Rev. Lett. **54** (13), 1448 (1985).
- Buckel, W. und R. Kleiner. *Supraleitung*. Wiley-VCH, Weinheim (2004).
- Bulaevskii, L. N. und J. R. Clem. *Vortex Lattice of Highly Anisotropic Layered Superconductors in Strong, Parallel Magnetic Fields*. Phys. Rev. B **44**, 10234 (1991).
- Bulaevskii, L. N., M. Ledvij und V. J. Kogan. *Vortices in Layered Superconductors with Josephson Coupling*. Phys. Rev. B **46**, 366 (1992).
- Chesca, B., K. Erhardt, M. Mößle, R. Straub, D. Koelle und R. Kleiner. *Magnetic-Field Dependence of the Maximum Supercurrent*

- of $La_{2-x}Ce_xCuO_{4-y}$ Interferometers: Evidence for a Predominant $d_{x^2-y^2}$ Superconducting Order Parameter. Phys. Rev. Lett. **90**, 057004 (2003).
- Clarke, J. und A. I. Braginski, Herausgeber. *The SQUID Handbook*, Band 1. Wiley-VCH, Weinheim (2004).
- Coon, D. D. und M. D. Fiske. *Josephson Ac and Step Structure in the Supercurrent Tunneling Characteristics*. Physical Review **138**, A 744 (1965).
- Costabile, G., R. Parmentier, B. Savo, D. McLaughlin und A. Scott. *Exact Solutions of the Sine-Gordon Equation Describing Oscillations in a Long (But Finite) Josephson Junction*. Appl. Phys. Lett. **32**, 587 (1978).
- Doderer, T. *Räumliche Strukturen in Josephson-Tunnelkontakten bei Mikrowelleninjektion*. Dissertation, Universität Tübingen (1991).
- Doderer, T., H.-G. Wener, R. Moeck, C. Becker und R. P. Huebener. *Liquid helium cooled sample stage for the investigation of microwave irradiated samples by scanning electron microscopy*. Cryogenics **30**, 65 (1990).
- Doh, Y.-J., J. Kim, K.-T. Kim und H.-J. Lee. *Microwave-Induced Constant Voltage Steps in Surface Junctions of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ Single Crystals*. Phys. Rev.B **61** (6), R3834 (2000).
- Dönitz, D. *Abbildung von Vortices und Niederfrequentes Rauschen in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ dc SQUIDs*. Diplomarbeit, Universität Tübingen (2002).
- Dueholm, B., E. Joergensen, O. A. Levring, J. Mygind, N. F. Pedersen, M. R. Samuelsen, O. H. Olsen und M. Cirillo. *Dynamic fluxon model for Fiske steps in long Josephson junctions*. Physica B+C **108**, 1303 (1981).

- Eilbeck, J. C., P. S. Lomdahl, O. H. Olsen und M. R. Samuelsen. *Comparison between one-dimensional and two-dimensional models for Josephson junctions of overlap type*. J. Appl. Phys. **57**, 861 (1985).
- Erné, S. N. und R. D. Parmentier. *Microwave oscillators based on the resonant propagation of fluxons in long Josephson junctions*. J. Appl. Phys. **51** (9), 5025 (1980).
- Fenton, J., P. Thomas, G. Yang und C. Gough. *A System for Fast Time-Resolved Measurements of C-Axis Quasiparticle Conductivity in Intrinsic Josephson Junctions of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* . Appl. Phys. Lett. **80** (14), 2535 (2002).
- Fiske, M. D. *Temperature and Magnetic Field Dependences of the Josephson Tunneling Current*. Rev. Mod. Phys. **36**, 221 (1964).
- Fujino, H., H. Yamamori, E. Sugimata, K. Matsumoto und S. Sakai. *Flux-flow cavity resonance modes in intrinsic Josephson junctions by $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ thin films*. Physica C **367**, 404 (2002).
- Gaifullin, M. B., Y. I. Latyshev, T. Yamashita und Y. Matsuda. *Shapiro Step Response in the Vortex State of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$* . Physica B **329-333**, 1330 (2003).
- Gerhäuser, W. *Flußlinienverankerung und kritische Ströme im sehr anisotropen $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ -Supraleiter – Experimente zu Mischzustand und Kristallzucht*. Dissertation, FAU Erlangen-Nürnberg (1992).
- Gerhäuser, W., H.-W. Neumüller, W. Schmidt, G. Ries, G. Saemann-Ischenko, H. Gerstenberg und F.-M. Sauerzopf. *Comparison of Flux Pinning Enhancement in Fast-Neutron Irradiated Bi-2212 Single Crystals and Polycrystalline Melt Samples*. Physica C **185**, 2273 (1991).
- Giaever, I. *Detection of the Ac Josephson Effect*. Phys. Rev. Lett. **14**, 904 (1965).
- Goldobin, E., A. Wallraff, N. Thyssen und A. V. Ustinov. *Cherenkov Radiation in Coupled Long Josephson Junctions*. Phys. Rev. B **57**, 130 (1998).

- Gough, C. E., M. S. Colclough, E. M. Forgan, R. G. Jordan, M. Keene, C. M. Muirhead, A. I. M. Rae, N. Thomas, J. S. Abell und S. Sutton. *Flux quantization in a high- T_c superconductor*. Nature **326**, 855 (1987).
- Gross, R. und D. Koelle. *Low Temperature Scanning Electron Microscopy of Superconducting Thin Films and Josephson Junctions*. Rep. Prog. Phys. **57**, 651 (1994).
- Hamilton, C. A. *Josephson Voltage Standards*. Rev. Sci. Instrum. **71** (10), 3611 (2000).
- Hechtfischer, G. *Fluxonendynamik in intrinsischen Josephson-Kontakten*. Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1997).
- Hechtfischer, G., R. Kleiner, K. Schlenga, W. Walkenhorst und P. Müller. *Collective Motion of Josephson Vortices in Intrinsic Josephson Junctions in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$* . Phys. Rev. B **55** (21), 14638 (1997a).
- Hechtfischer, G., R. Kleiner, A. Ustinov und P. Müller. *Non-Josephson Emission from Intrinsic Junctions in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$: Cherenkov Radiation by Josephson Vortices*. Phys. Rev.Lett. **79**, 1365 (1997b).
- Heim, S. *Fluxonen und Quasiteilchen in mikroskopischen intrinsischen Josephson-Kontakten auf $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ -Einkristallen*. Dissertation, Universität Tübingen (2002).
- Heim, S., M. Mößle, T. Clauss und R. Kleiner. *Fluxon Modes in Intrinsic Josephson Junctions in Bi-2212 Single Crystals*. Supercond. Sci. Technol. **15**, 1226 (2002).
- Helm, C., A. Odagawa, M. Sakai, H. Adachi, K. Setsune und R. Kleiner. *Interpretation of a microwave induced current step in a single Josephson junction on a Bi-2223 thin film*. Physica C **341-348**, 2645 (2000).
- Irie, A., M. Iwama und G. Oya. *Novel Microwave-Induced Steps of Intrinsic Josephson Junctions in Mesa-Shaped BSCCO Single Crystals*. Supercond. Sci. Technol. **9**, A14 (1996).

- Irie, A. und G. Oya. *Microwave Response of Intrinsic Josephson Junctions in BSCCO Single Crystals*. IEEE Trans. Appl. Supercond. **5** (2), 3267 (1995).
- Irie, A. und G. Oya. *Microwave Phase Locking Steps in Intrinsic Josephson Junctions of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ Single Crystals*. Physica C **293**, 249 (1997).
- Irie, A., G. Oya, R. Kleiner und P. Müller. *Transport Properties of Small-Sized Intrinsic Josephson Junctions in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$* . Physica C **362**, 145 (2001).
- Jain, A. K., K. K. Likharev, J. E. Lukens und J. E. Sauvageau. *Mutual Phase Locking in Josephson Junction Arrays*. Phys. Rep. **109**, 359 (1984).
- Jaklevic, R. C., J. Lambe, A. H. Silver und J. E. Mercereau. *Quantum Interference Effects in Josephson Tunneling*. Phys. Rev. Lett. **12**, 159 (1964).
- Josephson, B. D. *Possible new effects in superconductive tunneling*. Phys. Lett. **1**, 251 (1962).
- Kautz, R. L. *The ac Josephson effect in hysteretic junctions: Range and stability of phase lock*. J. Appl. Phys. **52** (5), 3528 (1981a).
- Kautz, R. L. *Chaotic states of rf-biased Josephson junctions*. J. Appl. Phys. **52** (10), 6241 (1981b).
- Kautz, R. L. und R. Monaco. *Survey of chaos in the rf-biased Josephson junction*. J. Appl. Phys. **57** (3), 875 (1985).
- Kleiner, R. *Intrinsische Josephsoneffekte in Bi-2212 Einkristallen*. Dissertation, Universität München (1992).
- Kleiner, R. *Two-Dimensional Resonant Modes in Stacked Josephson Junctions*. Phys. Rev. B **50**, 6919 (1994).

- Kleiner, R., T. Gaber und G. Hechtfisher. *Stacked Long Josephson Junctions in Zero Magnetic Field: A Numerical Study of Coupled One-Dimensional Sine-Gordon Equations*. Phys. Rev. B **62**, 4086 (2000).
- Kleiner, R., T. Gaber und G. Hechtfisher. *Stacked Long Josephson Junctions in External Magnetic Fields - a Numerical Study of Coupled One-Dimensional Sine-Gordon Equations*. Physica C **362**, 30 (2001).
- Kleiner, R. und P. Müller. *Intrinsic Josephson Effects in High- T_c Superconductors*. Phys. Rev. B **49**, 1327 (1994).
- Kleiner, R., P. Müller, H. Kohlstedt, N. F. Pedersen und S. Sakai. *Dynamic behaviour of Josephson-coupled layered structures*. Phys. Rev. B **50**, 3942 (1994).
- Kleiner, R., F. Steinmeyer, G. Kunkel und P. Müller. *Intrinsic Josephson Effects in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ Single Crystals*. Phys. Rev. Lett. **68**, 2349 (1992).
- Koelle, D., R. Kleiner, F. Ludwig, E. Dantsker und J. Clarke. *High-transition-temperature superconducting quantum interference devices*. Rev. Mod. Phys. **71**, 631 (1999).
- Koshelev, A. E. und I. Aranson. *Dynamic structure selection and instabilities of driven Josephson lattice in high-temperature superconductors*. Phys. Rev. B **64**, 174508 (2001).
- Koval, Y., M. V. Fistul und A. V. Ustinov. *Enhancement of Josephson phase diffusion by microwaves*. cond-mat/0406710 (2004).
- Lachenmann, S. *Der Josephson-Tunnelkontakt als Sinus-Gordon-System*. Diplomarbeit, Universität Tübingen (1992).
- Lachenmann, S., T. Doderer, R. P. Huebener, D. Quenter, J. Niemeyer und R. Pöpel. *Spatially resolved study of the dynamics of Josephson tunnel junctions*. Phys. Rev. B **48** (5), 3295 (1993).

- Latyshev, Y. I., M. B. Gaifullin, T. Yamashita, M. Machida und Y. Matsuda. *Shapiro Step Response in the Coherent Josephson Flux Flow State of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* . Phys. Rev. Lett. **87** (24), 247007 (2001).
- Laub, A. *Solitonen in Ringförmigen Josephson-Tunnelkontakten*. Diplomarbeit, Universität Tübingen (1994).
- Laub, A., T. Doderer, S. G. Lachenmann und R. P. Huebener. *Lorentz Contraction of Flux Quanta Observed in Experiments with Annular Josephson Tunnel Junctions*. Phys. Rev. Lett. **75** (7), 1372 (1995).
- Lawrence, W. und S. Doniach. *Theory of Layer Structure Superconductors*. In E. Kanda, Herausgeber, *Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics (LT-12)*, Kyoto. Keigagu, Tokyo (1970).
- Levinsen, M. T., R. Y. Chiao, M. J. Feldman und B. A. Tucker. *An inverse ac Josephson effect voltage standard*. Appl. Phys. Lett. **31** (11), 776 (1977).
- Machida, M., T. Koyama, A. Tanaka und M. Tachiki. *Theory of the Superconducting Phase and Charge Dynamics in Intrinsic Josephson-Junction Systems: Microscopic Foundation for Longitudinal Josephson Plasma and Phenomenological Dynamical Equations*. Physica C **331**, 85 (2000).
- Mayer, B. *Ortsaufgelöste Messungen an Statischen und Dynamischen Zuständen von Josephson-Tunnelkontakten im Externen Magnetfeld*. Diplomarbeit, Universität Tübingen (1990).
- Mayer, B., T. Doderer, R. P. Huebener und A. V. Ustinov. *Imaging of One- and Two-Dimensional Fiske Modes in Josephson Tunnel Junctions*. Phys. Rev. B **44**, 12463 (1991).
- McCumber, D. E. *Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions*. J. Appl. Phys. **39**, 3113 (1968).

- McLaughlin, D. W. und A. C. Scott. *Perturbation analysis of fluxon dynamics*. Phys. Rev. A **18**, 1652 (1978).
- Möbke, M. *Josephson-Tunnel- und Transportmessungen an einzelnen CuO_2 -Doppelebenen in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$* . Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (2000).
- Mros, N., V. M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler und T. Claesson. *Multiple-valued c -axis critical current and phase locking in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+d}$ single crystals*. Phys. Rev. B **57** (14), R8135 (1998).
- Nachtrab, T. *c -Achsen-Transporteigenschaften des intrinsischen Supraleiter-Ferromagnet-Hybrids $\text{RuSr}_2\text{GdCu}_2\text{O}_8$* . Dissertation, Universität Tübingen (2004).
- Nagatsuma, T., K. Enpuku, F. Irie und K. Yoshida. *Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region*. J. Appl. Phys. **54** (6), 3302 (1983).
- Naughton, M. J., R. C. Yu, P. K. Davies, J. Fischer, R. V. Chamberlin, Z. Z. Whang, T. W. Jing, N. P. Ong und P. M. Chaikin. *Orientational Anisotropy of the Upper Critical Field in Single-Crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ and $\text{Bi}_{2.2}\text{CaSr}_{1.8}\text{Cu}_2\text{O}_{8+x}$* . Phys. Rev. B **38**, 9280 (1988).
- Parmentier, R. *The New Superconducting Electronics*, Kapitel Solitons and long Josephson junctions, 221. Kluwer Academic Publisher (1993).
- Pedersen, N. F., M. R. Samuelson und D. Welner. *Soliton Annihilation in the Perturbed Sine-Gordon System*. Phys. Rev. B **30**, 4057 (1984).
- Pedersen, N. F. und D. Welner. *Comparison between experiment and perturbation theory for solitons in Josephson junctions*. Phys. Rev. B **29**, 2551 (1984).
- Prusseit, W., M. Rapp, K. Hirata und T. Mochiku. *Intrinsic Josephson Junctions under Microwave Irradiation*. Physica C **293**, 25 (1997).

- Quenter, D., A. V. Ustinov, S. G. Lachenmann, T. Doderer, R. P. Huebener, F. Müller, J. Niemeyer, R. Pöpel und T. Weimann. *Spatially resolved flux flow in long-overlap Josephson tunnel junctions*. Phys. Rev. B **51**, 6542 (1995).
- Régi, F. X., J. Schneck, J. F. Palmier und H. Savary. *70 K Hysteretic Josephson Effect in Mesas Patterned on (Bi and Pb)₂Sr₂Ca₂Cu₂O_y Single Crystals*. J. Appl. Phys. **76**, 4426 (1994).
- Rother, S., Y. Koval, P. Müller, R. Kleiner, Y. Kasai, K. Nakajima und M. Darula. *FIR Response of Intrinsic Josephson Junctions*. IEEE Trans. Appl. Supercond. **11**, 1191 (2001).
- Ryndyk, D. A., J. Keller und C. Helm. *Non-Equilibrium Effects Due to Charge Fluctuations in Intrinsic Josephson Systems*. J. Phys.: Condens. Matter **14**, 815 (2002).
- Ryndyk, D. A., V. I. Pozdnjakova, I. A. Shereshevskii und N. K. Vdovicheva. *Dynamics and Transformations of Josephson Lattice in Layered Superconductors*. Phys. Rev. B **64**, 052508 (2001).
- Sakai, S., P. Bodin und N. F. Pedersen. *Fluxons in Thin Film Superconductor-Insulator Superlattices*. J. Appl. Phys. **73**, 2411 (1993).
- Schlenga, K., G. Hechtfisher, R. Kleiner, W. Walkenhorst, P. Müller, H. Johnson, M. Veith, W. Brodkorb und E. Steinbeiß. *Subgap Structures in Intrinsic Josephson Junctions of Tl₂Ba₂Ca₂Cu₃O₁₀ and Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ}*. Phys. Rev. Lett. **76**, 4943 (1996).
- Schlenga, K., R. Kleiner, G. Hechtfisher, M. Mößle, S. Schmitt, P. Müller, C. Helm, C. Preis, F. Forsthofer, J. Keller, H. L. Johnson, M. Veith und E. Steinbeiß. *Tunneling Spectroscopy with Intrinsic Josephson Junctions in Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} and Tl₂Ba₂Ca₂Cu₃O_{10+δ}*. Phys. Rev. B **57** (22), 14518 (1998).
- Shapiro, S. *Josephson currents in superconducting tunneling: The effect of microwaves and other observations*. Phys. Rev. Lett. **11**, 80 (1963).

- Shapiro, S., A. R. Janus und S. Holly. *Effect of Microwave on Josephson Currents in Superconducting Tunneling*. Rev. Mod. Phys. **36**, 223 (1964).
- Shibauchi, T., J. Hashimoto, K. Fujita, T. Watanabe, A. Matsuda und M. Suzuki. *Microwave-induced zero-current crossings in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ intrinsic Josephson junctions*. Physica C **388-389**, 461 (2003).
- Stewart, W. C. *Current-voltage characteristics of Josephson junctions*. Appl. Phys. Lett. **12**, 277 (1968).
- Straub, R. *Abbildung von Flussquanten in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ SQUIDS und Josephsonströmen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Niob Kontakten*. Dissertation, Universität Tübingen (2003).
- Swihart, J. C. *Field Solution for a Thin-Film Superconducting Strip Transmission Line*. J. Appl. Phys. **32**, 461 (1961).
- Tallon, J. L. *Normal-State Pseudogap in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ Characterized by Impurity Scattering*. Phys. Rev. B **58**, 5956 (1998).
- Tarascon, J. M., Y. L. Page, P. Barboix, B. G. Bagley, L. H. Greene, W. R. McKinnon, G. W. Hull, M. Giroud und D. M. Hwang. *Crytstal Substructure and Physical Properties of the Superconducting Phase $\text{Bi}_4(\text{Sr},\text{Ca})_6\text{Cu}_4\text{O}_{16+x}$* . Phys. Rev. B **37**, 9382 (88).
- Tinkham, M. *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill, Singapore (1996).
- Tsuei, C. C. und J. R. Kirtley. *Pairing symmetry in cuprate superconductors*. Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).
- Ustinov, A. V., T. Doderer, R. P. Huebener, N. F. Pedersen, B. Mayer und V. A. Oboznov. *Dynamics of sine-Gordon solitons in the annular Josephson junction*. Phys. Rev. Lett. **69** (12), 1815 (1992).

- Ustinov, A. V., H. Kohlstedt und P. Henne. *Gigant Radiation Linewidth of Multifluxon States in Long Josephson Junctions*. Phys. Rev. Lett. **77** (17), 3617 (1996).
- Waldmann, O., F. Steinmayer, P. Müller, J. Neumeier, F. Régi, H. Savary und J. Schneck. *Temperatur and doping dependence of the penetration depth in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$* . Phys. Rev. B **53**, 11825 (1996).
- Wang, H. B., Y. Aruga, J. Chen, K. Nakajima, T. Yamashita und P. H. Wu. *Individual Shapiro Steps Observed in Resistively Shunted Intrinsic Josephson Junctions on $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ Single Crystals*. Appl. Phys. Lett. **77** (7), 1017 (2000).
- Wang, H. B., Y. Aruga, T. Tachiki, Y. Mizuyagi, J. Chen, K. Nakajima, T. Yamashita und P. H. Wu. *Microwave-Induced Current Steps in Intrinsic Josephson Junctions Patterned on $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ Single Crystal*. Appl. Phys. Lett. **74** (24), 3693 (1999).
- Wang, H. B., P. H. Wu und T. Yamashita. *Stacks of Intrinsic Josephson Junctions Singled Out from Inside $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ Single Crystals*. Appl. Phys. Lett. **78**, 4010 (2001a).
- Wang, H. B., P. H. Wu und T. Yamashita. *Terahertz Responses of Intrinsic Josephson Junctions in High T_c Superconductors*. Phys. Rev. Lett. **87** (10), 107002 (2001b).
- Weber, A. *Fluxonendynamik in Annularen Intrinsischen Josephson-Kontakten*. Diplomarbeit, Universität Tübingen (2003).
- Yurgens, A., D. Winkler, T. Claeson, S. Ono und Y. Ando. *Reply to the "Comment on Intrinsic tunneling spectra of $Bi_2(Sr_{2-x}La_x)CuO_6$ "*. cond-mat/0309132 (2003).
- Yurgens, A., D. Winkler, T. Claeson, G. Yang, I. F. G. Parker und C. E. Gough. *$Bi_2Sr_2CaCuO_{8+\delta}$ intrinsic Josephson junctions in a magnetic field*. Phys. Rev. B **59**, 7196 (1999).

Yurgens, A., D. Winkler, Y. Zhang, N. Zavaritsky und T. Claeson. *Intrinsic Josephson Tunnel Junctions Fabricated on the Surface of Bi2212 Single Crystals by Photolithography*. Physica C **235-240**, 3269 (1994).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich wenigstens kurz bei all denen bedanken, die in irgendeiner Form zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben. Dank der vielfältigen Unterstützung war nicht nur ein erfolgreicher Abschluss der Arbeit möglich, sondern hat die Arbeit hier auch viel Spaß gemacht! Besonders bedanken möchte ich mich bei

Prof. Reinhold Kleiner, der mir die Anfertigung der Arbeit in der Experimentalphysik II der Universität Tübingen ermöglicht hat und die Arbeit mit viel Enthusiasmus betreut hat,

Prof. Dieter Kölle für seine stete Hilfsbereitschaft und seine sehr motivierende Begeisterung für die Physik,

Rainer Straub, der mich nicht nur auf die (gute!!) Idee brachte, in die Festkörperphysik zu wechseln, sondern mich hier auch hervorragend in die Messtechnik im Allgemeinen und die Geheimnisse der TTREMs im Besonderen eingeführt hat und bei Problemen aller Art stets mit Rat und Tat geholfen hat,

”meinem” Diplomanden Andreas Weber, der mit viel persönlichem Einsatz und Know-How viel zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen hat,

Virginia Oehmichen für die sehr nette Atmosphäre in unserem Büro, für die Unterstützung und gute Zusammenarbeit (nicht nur in Sachen Physik) und für das Engagement für den Lehrstuhl als Ganzes (an dieser Stelle auch Dank an Jan Kuckei, der durch seine regelmäßigen Besuche und seine Hilfsbereitschaft die nette Atmosphäre im Büro noch weiter verbessert hat),

Michael Mößle für die nette Zusammenarbeit und die vielfältige Hilfe sowohl in Sachen Messtechnik als auch beim Verständnis der Physik an sich,

Timo Nachtrab, der nicht nur entscheidend zum guten Arbeitsklima hier in der Gruppe beigetragen hat, sondern auch viel Zeit und Energie in die Betreuung der Recht Eigenwilligen Maschine (REM) gesteckt hat,

Takashi Uchida für seine Mitarbeit an der Untersuchung der intrinsischen Josephson-Kontakte unter Mikrowelleneinstrahlung und die Zurverfügungstellung einer seiner Proben zur Untersuchung im TTREM,

Hans Wener, der nicht nur stets seinen unerschöpflichen Vorrat an Ratschlägen und Lebensweisheiten weitergegeben hat, sondern auch immer wenn es darauf ankam ein verlässlicher Helfer war,

der mechanischen Werkstatt mit Karl-Heinz Freudenmann und Manfred Kleinmann für die meist prompte Erledigung meiner zahlreichen großen und kleinen Aufträge,

Elmar Baur für die unkomplizierte und zuverlässige Versorgung mit flüssigem Helium,

dem Sekretariat mit Marie-Luise Fenske und Marie-Annick Pacquier, die mit ihrem Einsatz und ihrer Unterstützung bei allen administrativen Dingen das Leben hier am Lehrstuhl sehr viel einfacher und angenehmer machen,

allen anderen Doktoranden, Diplomanden und Assistenten in der Arbeitsgruppe für die gute Zusammenarbeit und das nette Arbeitsklima, sowie bei allen die mir immer wieder gezeigt haben, dass das Leben nicht nur aus Physik besteht.

Besonders möchte ich mich auch bei meinen Eltern bedanken, die mich während Studium und Promotion in allen Lebenslagen unterstützt haben.

Lebenslauf

Persönliches

Tobias Clauß

geboren am 26. Februar 1974 in Waiblingen

Eltern: Ulrich und Ursula Clauß, geborene Rokasky

ledig; deutsche Staatsangehörigkeit

Ausbildung

- Sept. 1980 - Juli 1984 Grundschule in Rottenburg
- Sept. 1984 - May 1993 Gymnasium in Rottenburg (Abitur am 14. Mai 1993)
- Okt. 1994 - Aug. 1997 Studium der Physik an der
u. Sept. 1998 - Aug. 2000 Eberhard-Karls-Universität Tübingen
- Aug. 1997 - Aug. 1998 Auslandsaufenthalt an der
University of Massachusetts, Amherst, USA
- Sept. 1999 - Aug. 2000 Diplomarbeit am Astronomischen Institut der Uni-
versität Tübingen bei Prof. Dr. R. Staubert mit dem
Thema "Einfluss von niederenergetischen Protonen
auf pn-CCD Detektoren" (Diplom am 16. Aug. 2000)
- Sept. 2000 - March 2001 Anfertigung der Dissertation am Physikalischen In-
u. Okt. 2001 - Juni 2004 stitut der Universität Tübingen unter Betreuung von
Prof. Dr. R. Kleiner mit dem Thema "Kollektive Flu-
xonmoden in intrinsischen Josephson-Kontakten un-
ter Mikrowelleneinstrahlung".

Sonstiges

- Juli 1993 - Sept. 1994 Zivildienst an der Universitätsklinik Tübingen
- März 1995 Aufnahme in die Studienstiftung des Dt. Volkes
- April 2001 - Sept. 2001 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der University of
California, Berkeley, CA, USA; Mitarbeit am "Cos-
mic Hot Interstellar Plasma Spectrometer" (CHIPS)
Satellitenprojekt.

Akademische Lehrer

M. Baumann, H. Fischer, F. Gönnenwein, W. Hartmann, B. Holstein, R. Hübe-
ner, H. Kaul, P. Kramer, W. Küchlin, J. Kwan, F. Loose, O. Lutz, J. Machta,
E. Plies, R. Staubert, G. Wagner, K. Werner, M. Wolff