

**Abbildung von
Stromverteilungen
in supraleitenden
Dünnschichtstrukturen**

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

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

vorgelegt von

DIETMAR DÖNITZ

aus München

2006

Tag der mündlichen Prüfung:

31. Oktober 2006

Dekan:

Prof. Dr. N. Schopohl

1. Berichterstatter:

Prof. Dr. Dieter Kölle

2. Berichterstatter:

PD Dr. Thomas Dahm

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	4
2.1	Überblick über die Supraleitung	4
2.2	Supraleiter in Magnetfeldern	9
2.3	Josephson-Kontakte	13
2.4	Josephson-Kontakte mit ferromagnetischer Zwischenschicht	19
2.5	Andreev-Reflexion und gebundene Zustände	22
2.6	SQUIDs	28
2.7	Hot Electron Bolometer	29
3	Experimenteller Aufbau und Signalentstehung	34
3.1	Messaufbau zur Vorcharakterisierung von Proben	34
3.2	Charakterisierung von Proben in hohen Magnetfeldern . .	36
3.3	Das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM)	36
3.3.1	Aufbau der Kryostufen	37
3.3.2	Messaufbau und Probenkontaktierung in der He- Kryostufe	39
3.3.3	Der Abkühlvorgang	40
3.3.4	Bildaufnahmesystem und Lock-in-Technik	41
3.4	Signalentstehung im TTREM	43
3.4.1	Prinzipien der Signalentstehung	43
3.4.2	Temperaturverteilung durch den Elektronenstrahl	44
3.4.3	Wahl des Arbeitspunkts und der Strahlparameter .	45
4	YBCO-Niob-Zickzack-Kontakte	47
4.1	Untersuchte Proben	48

4.2	Probencharakterisierung und gebundene Andreev-Zustände	51
4.2.1	Josephson-Tunneln	52
4.2.2	Quasiteilchen-Tunneln	53
4.3	Abbildung von Josephson-Strömen	60
4.3.1	Untersuchungen anhand eines geraden Vergleichs- kontakts	61
4.3.2	Abbildung von Josephson-Stromverteilungen in Zickzack-Kontakten	63
5	Josephson-Stromverteilung in SIFS-Kontakten	76
5.1	Probenherstellung	77
5.2	Untersuchung der ersten Proben	78
5.3	Untersuchung von Proben mit verbesserter Herstellung . .	81
5.3.1	Probe SIFS34/3-1	82
5.3.2	Probe SIFS34/3-3	87
5.4	Diskussion der Ergebnisse	90
6	Hot Spots in Hot Electron Bolometer-Strukturen	92
6.1	Untersuchte Proben	92
6.2	Strom-Spannungs-Charakteristiken	95
6.3	Abbildung des stabilen Hot Spots	100
6.4	Abbildung des induzierten Hot Spots	104
6.5	Diskussion der Ergebnisse	106
7	Suprastromverteilung in SQUID-Washern	111
7.1	Flussquantenabbildung in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ dc SQUIDs	112
7.2	Vortexsignale und Stromverteilung	115
7.3	Vergleich von Experiment und numerischer Simulation . .	118
7.4	Diskussion der Ergebnisse	123
8	Zusammenfassung	125
	Literaturverzeichnis	128

Kapitel 1

Einleitung

“Seeing is believing” — dieses Schlagwort steht für die Bedeutung des visuellen Eindrucks für unser Weltbild. Seit Galileo Galilei, der als Begründer der modernen Naturwissenschaft gilt, wird unser wissenschaftliches Weltbild nicht mehr durch dogmatische Sichtweisen bestimmt, sondern durch im Prinzip für jedermann nachvollziehbare und wiederholbare Beobachtungen und Messungen der Wirklichkeit.

Dabei spielt die visuelle Wahrnehmung eine wichtige Rolle. Galilei selbst konnte mit dem neu entwickelten Fernrohr die Jupiter-Monde beobachten und die von Kepler und Kopernikus angestellten Berechnungen bestätigen. Das direkte *Sehen* der Jupitermonde, wie sie hinter dem Jupiter verschwanden, und die genaue Bestimmung der Planetenpositionen mit dem Fernrohr überzeugten ihn vom heliozentrischen Weltbild.

Der größte Physiker des vergangenen Jahrhunderts, Albert Einstein, verdankt einen großen Teil seines Bekanntheitsgrads einer visuellen Beobachtung: Als 1919 die Sonnenfinsternis-Expedition von Sir Arthur Eddington tatsächlich eine Positionsänderung der in der Nähe des Sonnenrands liegenden Sterne auf den Fotoplatten feststellte, wurde Einstein quasi über Nacht zum Superstar. Obwohl die scheinbare Verschiebung der Sterne durch die Gravitation der Sonne “nur” eine Folgerung aus einer von mehreren großartigen Theorien Einsteins war, war die Eddingtonsche Beobachtung doch der Hauptgrund für seinen enormen Bekanntheitsgrad.

Auch in der heutigen Wissenschaft spielen Abbildungen in vielen Gebieten eine bedeutende Rolle. Was wäre beispielsweise die heutige Medizin ohne Ultraschall-, Röntgen- oder kernspintomografische Untersuchungen? Die Verwendung von abbildenden Verfahren ist aber in den verschiedenen Wissenschaftsbereichen, auch innerhalb der Physik, unterschiedlich stark verbreitet. Während die Astronomie sich fast völlig auf Teleskopaufnahmen der Sterne und des Weltraums bei verschiedenen Wellenlängen verlassen muss, werden abbildende Verfahren in der Festkörperphysik eher selten eingesetzt.

Kernstück der vorliegenden Arbeit ist das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM), das ausschließlich an der Universität Tübingen zur Untersuchung festkörperphysikalischer Phänomene, insbesondere der Supraleitung, eingesetzt wird. Trotz einer großen Vielfalt an Untersuchungsmöglichkeiten und -erfolgen (siehe dazu die Einleitung in [STRAUB, 2003]) ist das TTREM daher als "Exot" zu betrachten.

Ziel dieser Arbeit ist es zu zeigen, dass die Anwendungsmöglichkeiten des seit Beginn der achtziger Jahre eingesetzten TTREMs weiterhin äußerst vielfältig sind und dass abbildende Verfahren auch in der Festkörperphysik wichtige Erkenntnisse liefern können.

Aus dem breiten Spektrum der Untersuchungsmöglichkeiten widmet sich die vorliegende Arbeit der Abbildung von Stromverteilungen in supraleitenden Strukturen. Im Einzelnen geht es um die vieldiskutierte Symmetrie des Ordnungsparameters in Hochtemperatursupraleitern, um den Vergleich kurzer und langer Josephson-Kontakte, um die Untersuchung von Josephson-Kontakten mit ferromagnetischen Zwischenschichten, die ein weiterer Schritt auf dem langen Weg zum Quantencomputer darstellen könnten, um die noch nicht vollständig verstandene Hot Spot-Physik von in der Radioastronomie verwendeten Bauelementen und um die nur scheinbar triviale Abbildung der Stromverteilung in einem supraleitenden Ring.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:
In Kapitel 2 werden die für das Verständnis dieser Arbeit notwendigen theoretischen Grundlagen der Physik der Supraleiter kurz dargestellt. Kapitel 3 widmet sich dem experimentellen Aufbau und einer Beschreibung der Signalentstehung im TTREM.

Die folgenden vier Kapitel stellen die Ergebnisse der Untersuchungen von verschiedenen Systemen vor:

Kapitel 4 beschäftigt sich mit $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO)–Niob–Josephson–Kontakten im so genannten Zickzack–Design. Neben Messungen zum Quasiteilchen–Tunneln und sich daraus ergebenden Folgerungen für die Physik von gebundenen Andreev–Zuständen werden hier die Abbildungen von Josephson–Stromverteilungen vorgestellt.

Um die Abbildung von Stromverteilungen in Josephson–Kontakten mit ferromagnetischer Zwischenschicht geht es in Kapitel 5. Untersucht werden die Homogenität des Stromtransports über die Proben sowie der Einfluss eventuell vorhandener magnetischer Domänen.

In Kapitel 6 werden so genannte Hot Electron Bolometer (HEB), wichtige Detektoren der modernen Radioastronomie, untersucht. Neben der ersten Abbildung eines stabilen Hot Spots in HEBs kann durch den Elektronenstrahl auch ein Hot Spot *induziert* werden, was zu wichtigen Aussagen über die Homogenität der Proben führt.

Kapitel 7 widmet sich schließlich einer völlig neuartigen Methode, die Stromverteilung in einem supraleitenden Ring abzubilden. Sie beruht auf einer Weiterentwicklung der vor einigen Jahren eingeführten Flussquantenabbildung in YBCO–SQUIDS.

Die Ergebnisse aller Untersuchungen werden in Kapitel 8 zusammengefasst.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die für das Verständnis der folgenden Kapitel notwendigen theoretischen Grundlagen kurz dargestellt werden. Neben einer Einführung in die wichtigsten Effekte der Supraleitung werden Josephson-Kontakte (mit und ohne ferromagnetische Zwischenschicht), die so genannte “Andreev-Reflexion” und die sich daraus ergebenden gebundenen Zustände sowie das Prinzip zweier in der vorliegenden Arbeit untersuchten supraleitenden Bauelemente, die “Hot Electron Bolometer” (HEBs) und die “Superconducting Quantum Interference Devices” (SQUIDs), vorgestellt.

2.1 Überblick über die Supraleitung

Die Entdeckung der Supraleitung durch H.K. Onnes im Jahr 1911 [ONNES, 1911] begründete einen neuen Zweig der Festkörperphysik.

Die Supraleitung umfasst im Wesentlichen folgende Phänomene:

- Das vollständige Verschwinden des elektrischen Widerstands unterhalb einer kritischen Temperatur T_c . Diese liegt bei den zuerst entdeckten metallischen Supraleitern meist im Bereich weniger Grad über dem absoluten Nullpunkt. Der Strom, der in einem Supraleiter fließen kann, ist begrenzt, ab einer material- und magnetfeldabhängigen kritischen Stromdichte j_c bricht die Supraleitung zusammen.

- Den perfekten Diamagnetismus, auch bekannt als *Meißner-Ochsenfeld-Effekt* [MEISSNER und OCHSENFELD, 1933]. Magnetischer Fluss kann unterhalb einer bestimmten Feldstärke nicht nur nicht in den Supraleiter eindringen, was bereits durch den nicht vorhandenen Widerstand erklärt werden kann [TINKHAM, 1996, Seite 3], sondern magnetischer Fluss wird beim Kühlen unter die kritische Temperatur aus dem Supraleiter hinausgedrückt, so dass das Innere des Supraleiters (bis auf eine dünne Randschicht, in der die so genannte Abschirmströme fließen) völlig feldfrei ist. Dies zeigt, dass der supraleitende Zustand unabhängig von der Vorgeschiede ist und damit eine eigenständige thermodynamische Phase darstellt. Der Phasenübergang im Nullfeld ist von zweiter, im endlichen Magnetfeld von erster Ordnung [TINKHAM, 1996, Seite 3].
- Das Ausbilden eines makroskopischen Quantensystems, charakterisiert durch eine makroskopische Wellenfunktion

$$\Psi(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})| \cdot \exp(i\phi(\vec{r})) \quad , \quad (2.1)$$

deren Phase $\phi(\vec{r})$ überall eindeutig definiert ist [TINKHAM, 1996, Seite 14]. Aus dieser einfachen Tatsache lässt sich bereits die so genannte *Fluxoidquantisierung* ableiten: Wendet man die Eindeutigkeit der Phase auf einen geschlossenen Integrationsweg an, so erhält man nach kurzer Rechnung die Gleichung

$$\mu_0 \lambda_L^2 \oint \vec{j} d\vec{l} + \Phi = n\Phi_0 \quad , \quad (2.2)$$

wobei \vec{j} die Stromdichte, Φ der magnetische Fluss innerhalb des Integrationswegs ist. λ_L steht für die so genannte *Londonsche Eindringtiefe*, es gilt

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_S}{\mu_0 n_S q_S^2}} \quad . \quad (2.3)$$

Hier steht m_S und q_S für die Masse bzw. die Ladung und n_S für die Dichte der supraleitenden Ladungsträger. In letzterer Größe kommt auch die Temperaturabhängigkeit von λ_L zum Ausdruck, denn die Dichte der supraleitenden Ladungsträger geht gegen Null für $T \rightarrow T_c$ und damit divergiert λ_L . Über einen weiten Temperaturbereich lässt sich $\lambda_L(T)$ durch

$$\lambda_L(T) = \lambda_0 \cdot [1 - (T/T_c)^4]^{-1/2} \quad (2.4)$$

nähern (siehe z.B.[TINKHAM, 1996, Seite 103]).

Wählt man den Integrationsweg so, dass $\oint \vec{j} \cdot d\vec{l} = 0$ gilt (z.B. wenn die Stromdichte \vec{j} überall entlang des Integrationswegs Null ist), so vereinfacht sich die Gleichung zur so genannten Flussquantisierung:

$$\Phi = n \cdot \Phi_0 \quad (2.5)$$

Φ_0 bezeichnet ein Flussquant, d.h. der magnetische Fluss ist in Einheiten dieser Größe quantisiert mit

$$\Phi_0 = h/2e \approx 2.07 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2 \quad (2.6)$$

1935 wurden die elektrodynamischen Gleichungen für die Supraleitung durch die Brüder F. und H. London aufgestellt [TINKHAM, 1996, Seite 4]. Die beiden *Londonschen Gleichungen* für das elektrische Feld \vec{E} und die magnetische Flussdichte \vec{B}

$$\vec{E} = \frac{\partial}{\partial t}(\mu_0 \lambda_L^2 \vec{j}) \quad \text{und} \quad \vec{B} = -\nabla \times (\mu_0 \lambda_L^2 \vec{j}) \quad , \quad (2.7)$$

erweitern in Supraleitern die Maxwell'schen Gleichungen. Die London-Gleichungen beschreiben zwar die elektrodynamischen Eigenschaften, tragen jedoch nichts zum Verständnis der Entstehung der Supraleitung bei.

Eine theoretische Erklärung des Phänomens der Supraleitung wurde erst in den 50er und 60er Jahren des 20. Jahrhunderts entwickelt.

1950 fanden Ginzburg und Landau mit der nach ihnen benannten Theorie einen Ansatz, der das Vorhandensein supraleitender Ladungsträger voraussetzte, ohne deren Entstehung zu erklären. Die *Ginzburg-Landau-Theorie* beruht auf Landaus allgemeiner Theorie der Phasenübergänge und auf der Einführung einer komplexen Wellenfunktion $\Psi(\vec{r})$ als einem Ordnungsparameter [GINZBURG und LANDAU, 1950].

Die Ginzburg-Landau-Theorie führt eine weitere charakteristische Größe ein, die so genannte *Kohärenzlänge* ξ . Diese Größe gibt an, auf welcher Längenskala sich $\Psi(\vec{r})$ typischerweise ändern kann. Die Temperaturabhängigkeit ergibt sich zu [TINKHAM, 1996, Seite 118]

$$\xi(T) = \xi(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2} \quad (2.8)$$

Das Verhältnis $\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi}$ wird als *Ginzburg–Landau–Parameter* bezeichnet. κ ist aufgrund der ähnlichen Temperaturabhängigkeiten von λ_L und ξ (vgl. (2.4) und (2.8)) in der Nähe von T_c näherungsweise konstant.

Ausführliche Beschreibungen zur Ginzburg–Landau–Theorie finden sich in vielen Lehrbüchern, z.B. [TINKHAM, 1996], [BUCKEL und KLEINER, 2004], [SCHMIDT, 1997].

Die so genannte *BCS–Theorie* (benannt nach den Autoren Bardeen, Cooper und Schrieffer) postuliert eine schwache Anziehungskraft zwischen zwei Elektronen, die dadurch ein so genanntes Cooper–Paar bilden, ein quantenmechanisches Objekt mit doppelter Elektronenmasse und –ladung¹ und Spin 0, also ein Boson [BARDEEN *et al.*, 1957]. Die Cooper–Paare besetzen den gleichen quantenmechanischen Grundzustand. Das Quadrat der Amplitude dieser Paarwellenfunktion $|\Psi(\vec{r})|^2$ ist proportional zur Dichte der supraleitenden Ladungsträger n_S , also zur Cooper–Paar–Dichte.

Die BCS–Theorie ist eine im Formalismus der zweiten Quantisierung geschriebene Vielteilchentheorie. Auch hierzu gibt es viel Literatur, der Leser sei erneut auf die oben genannten Lehrbücher verwiesen.

Im Jahr 1986 entdeckten Bednorz und Müller [BEDNORZ und MÜLLER, 1986] die so genannte *Hochtemperatur–Supraleitung*. Eine spezielle Klasse von Verbindungen, die *Kuprate*, zeigt in vielen Fällen Supraleitung mit sehr hohen Übergangstemperaturen. Den Rekord hält $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{m-1}\text{Cu}_m\text{O}_{2m+2+\delta}$ ($m=1, 2, 3$) mit maximal 164 K unter Druck [GAO *et al.*, 1994]. Die wichtigsten Vertreter der Kuprate, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) und $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO), zeigen ein maximales T_c von ca. 90 K. Die Kristallstruktur von YBCO ist in Abb. 2.1 dargestellt.

Der genaue Mechanismus, der in den Kupraten zur Supraleitung führt, ist nach wie vor nicht vollständig aufgeklärt. Die entscheidende Rolle spielen die CuO_2 –Doppelebenen, in denen die Cooper–Paarbildung stattfindet.

Erst seit kurzer Zeit gilt es als bewiesen, dass die Hochtemperatur–Supraleiter eine Symmetrie des Ordnungsparameters $\Psi(\vec{r})$ besitzen, die sich von derjenigen metallischer Supraleiter unterscheidet. Metallische Supraleiter sind nahezu isotrop, d.h. die Paarwellenfunktion ist im Raum

¹Dies ist der Grund für die doppelte Elektronenladung in der Formel für die Größe des Flussquants, Gleichung (2.6).

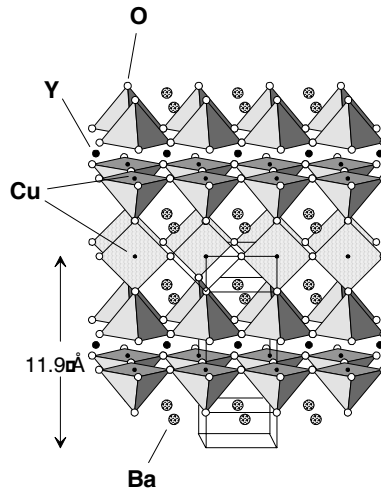


Abbildung 2.1: Kristallstruktur von YBCO. Abbildung aus [BUCKEL und KLEINER, 2004].

der Wellenvektoren \vec{k} konstant, siehe die schematische Darstellung in Abb. 2.2 (a). Diese Symmetrie des Ordnungsparameters wird als *s-Wellen-Symmetrie* bezeichnet.

1995 fanden J. Kirtley und C. Tsuei den ersten starken Hinweis auf eine $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters in YBCO [KIRTLEY *et al.*, 1995]. Inzwischen wird das Vorliegen dieser Symmetrie in den Kupraten nur noch von wenigen bezweifelt.

Die $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie ist in Abb. 2.2 (c) schematisch dargestellt. Diese Symmetrieart ist nicht isotrop: in den Diagonalen des \vec{k} -Raums geht die Amplitude der Paarwellenfunktion $\Psi(\vec{r})$ auf null zurück, und das Vorzeichen von $\Psi(\vec{r})$ ist von der Raumrichtung abhängig.

Ein weiterer wichtiger Unterschied zwischen *s*- und *d*-Welle ist die Quasiteilchen-Zustandsdichte, d.h. die Zahl der ungepaarten Elektronen einer bestimmten Energie E , die üblicherweise relativ zur Fermi-Energie E_F angegeben wird. Für *s*-Wellen-Symmetrie können keine Quasiteilchen mit Energien in einer Umgebung Δ der Fermi-Energie E_F , also mit $|E| < \Delta$ existieren, siehe Abb. 2.2 (b). Δ nennt man daher die *Energielücke* eines Supraleiters; um ein Cooper-Paar aufzubre-

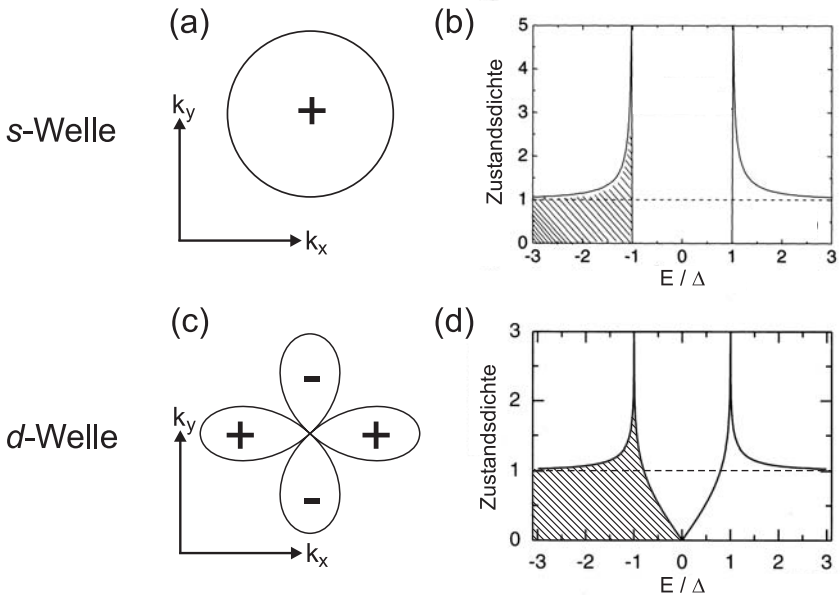


Abbildung 2.2: Vergleich von s - und $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters. (a) und (c) Amplitude der Paarwellenfunktion $\Psi(\vec{r})$ im \vec{k} -Raum, (b) und (d) normalisierte Quasiteilchen-Zustandsdichte. (b) und (d) modifiziert aus [BUCKEL und KLEINER, 2004, Seiten 127 bzw. 171].

chen, ist also eine Energie von (mindestens) 2Δ nötig. Für d -Wellen-Symmetrie verläuft die normalisierte Quasiteilchen-Zustandsdichte anders, siehe Abb. 2.2 (d). Hier ist sie nur für $E = 0$ null, für $|E| < \Delta$ ist sie endlich.

2.2 Supraleiter in Magnetfeldern

Man unterscheidet im Wesentlichen zwei Arten von Supraleitern. Der so genannte *Typ I*-Supraleiter, zu dem viele reine Metalle gehören, zeigt den in Kap. 2.1 beschriebenen Meißner-Ochsenfeld-Effekt: Solange die Supraleitung besteht, kann sich kein magnetischer Fluss im Innern des

Supraleiters befinden². Der perfekte Diamagnetismus besteht unterhalb des so genannten thermodynamischen kritischen Felds B_c ; diese Phase wird *Meißner-Phase* genannt. Ein höheres angelegtes Feld führt zum Übergang in die normalleitende Phase.

In den *Typ II*-Supraleitern, zu denen vor allem die oben diskutierten Kuprat-Supraleiter gehören, aber auch fast alle anderen Supraleiter, falls sie dünn genug sind, wird der magnetische Fluss oberhalb einer kritischen magnetischen Flussdichte B_{c1} nicht mehr aus dem Supraleiter herausgedrückt.

Diese Materialien zeigen unterhalb eines ersten kritischen Felds B_{c1} zunächst ebenfalls den perfekten Diamagnetismus. Zwischen B_{c1} und einem zweiten kritischen Feld B_{c2} geht der Typ II-Supraleiter jedoch in die so genannte *Shubnikov-Phase* über: Hier dringt Fluss in Form von so genannten (*Abrikoso*v-) *Vortices*, auch Flussquanten und Flusswirbel genannt, in den Supraleiter ein. Erst oberhalb des zweiten kritischen Felds B_{c2} wechselt das System wieder in den normalleitenden Zustand. Das Phasendiagramm in Abhängigkeit der Temperatur und des angelegten Felds ist in Abb. 2.3 (a) zu sehen. Die Shubnikov-Phase ist grau gezeichnet.

Die Magnetisierung ist bei Typ I-Supraleitern unterhalb von B_c proportional zum angelegten Feld, da kein Fluss in den Supraleiter eindringen kann.

Bei Zusammenbruch der Supraleitung am kritischen Feld dringt das volle Magnetfeld ein, die Magnetisierung geht schlagartig auf Null zurück, siehe Abb. 2.3 (b). Bei Typ II-Supraleitern ist die Magnetisierung zunächst auch proportional zum angelegten Feld, da sich auch hier bei kleinen Feldern noch keine Flussquanten bilden; sie sinkt aber zwischen den beiden kritischen Feldern B_{c1} und B_{c2} auf Null ab, was dem sukzessiven Eindringen von magnetischem Feld entspricht.

Ein Vortex besteht aus einem normalleitenden Kern, in dem sich magnetischer Fluss von der Größe eines Flussquants Φ_0 befindet. Normalleitender Kern bedeutet hier, dass die Dichte der Cooper-Paare und da-

²Eine Ausnahme bildet der so genannte *Zwischenzustand*. Bei Magnetfeldern knapp unterhalb von B_c kann es — bedingt durch einen endlichen Entmagnetisierungsfaktor — lokal zu höheren Magnetfeldern kommen, so dass ein Zustand energetisch günstig wird, in dem sich normal- und supraleitende Bereiche abwechseln [LANDAU und LIFSHITZ, 1960, S. 178]; [BUCKEL und KLEINER, 2004, S. 146].

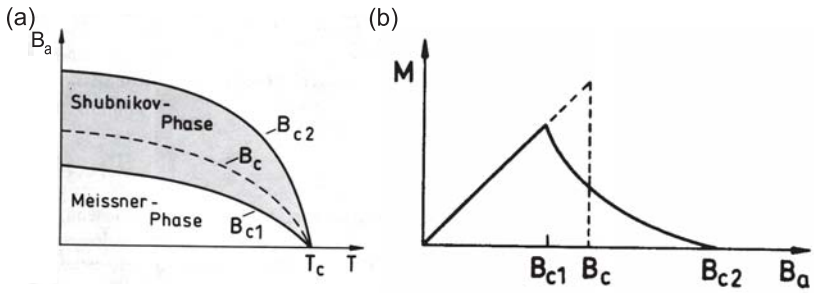


Abbildung 2.3: (a) Phasendiagramme von Typ I- und Typ II-Supraleitern. (b) Schematische Darstellung der Magnetisierung von Typ I- (gestrichelt) und Typ II-Supraleitern (durchgezogene Linie). Abbildungen aus [KOPITZKI, 1993].

mit die Amplitude der makroskopischen Wellenfunktion im Innern des Vortex gegen Null geht. Das Magnetfeld ist im Zentrum des Vortex am größten und fällt nach außen hin ab, wobei die Londonsche Eindringtiefe die Ausdehnung des Magnetfeldes charakterisiert [SCHMIDT, 1997, Seite 103f.]:

$$B(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} K_0\left(\frac{\tilde{r}}{\lambda_L}\right) \quad (2.9)$$

Hierbei ist $\tilde{r} = \sqrt{r^2 + 2\xi^2}$ und K_0 die MacDonald'sche Funktion nullter Ordnung. Für $r \gg \lambda_L$ gilt $B(r) \propto \sqrt{1/r} \exp(-r/\lambda_L)$.

Um den Vortex herum fließen aufgrund der Maxwell-Gleichungen ringförmige Abschirmströme:

$$\vec{j} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial r} \cdot \hat{e}_\phi \quad (2.10)$$

Das Maximum der konzentrischen Abschirmströme liegt im Bereich der höchsten Magnetfeldänderung, also in einem Abstand von $r = \sqrt{2}\xi$ [BRANDT, 1995].

Wie das Magnetfeld nehmen somit auch die Abschirmströme für $r \gg \lambda_L$ exponentiell mit r ab.

Der Verlauf des Magnetfeldes, der Abschirmströme und der Amplitude der makroskopischen Wellenfunktion ist in Abb. 2.4 dargestellt.

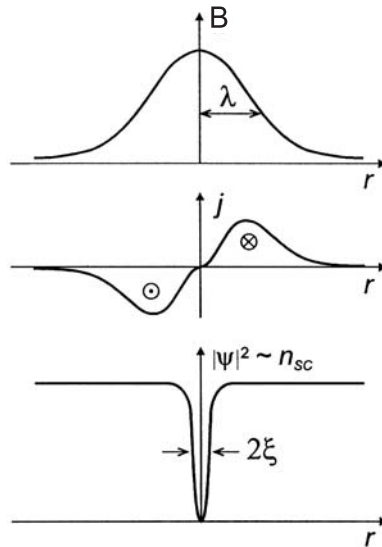


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung von magnetischer Flussdichte B , Stromdichte j und Amplitude der Wellenfunktion $|\Psi|^2$ in der Umgebung eines Flusswirbels. Abbildung modifiziert aus [VAN BAEL, 1998].

Die Ausbildung solcher Vortices ist energetisch günstig, wenn der Verlust durch Aufbringen der supraleitenden Kondensationsenergie (der normalleitende Zustand im Kern ist energetisch ungünstig) durch den Gewinn an magnetischer Feldenergie (das vollständige Verdrängen des magnetischen Felds ist ebenfalls energetisch ungünstig) wettgemacht wird [ABRIKOSOV, 1957].

Dies ist gerade dann der Fall, wenn für den Ginzburg–Landau-Parameter $\kappa > 1/\sqrt{2}$ gilt. Materialien mit $\kappa > 1/\sqrt{2}$ sind also Typ II-Supraleiter, Materialien mit $\kappa < 1/\sqrt{2}$ dagegen Typ I-Supraleiter.

Einen in der vorliegenden Arbeit zu berücksichtigenden Spezialfall stellt der Grenzfall des *dünnen Films* der Dicke $d \ll \lambda_L$ dar. In diesem von J. Pearl berechneten Fall [PEARL, 1964] erstrecken sich Magnetfeld und Abschirmströme über eine längere Eindringtiefe, die so genannte

Pearl–Länge:

$$\Lambda = \frac{\lambda_L^2}{d} \quad (2.11)$$

Die Temperaturabhängigkeit von Λ verhält sich entsprechend Gleichung (2.4).

2.3 Josephson–Kontakte

Verbindet man zwei Supraleiter über eine sehr dünne, nicht supraleitende Barriere miteinander, so können Cooper–Paare durch die Barriere tunneln und es fließt ein Suprastrom. Dieser Effekt wurde 1962 von B. Josephson in einer theoretischen Arbeit vorhergesagt [JOSEPHSON, 1962], entsprechend nennt man einen solchen Kontakt Josephson–Kontakt und den Suprastrom Josephson–Strom.

In der Praxis bestehen diese Kontakte bei Tieftemperatur–Supraleitern meist aus einer dünnen Schicht eines Isolators, bei Hochtemperatur–Supraleitern wird die Tunnelbarriere z.B. durch eine künstliche Korngrenze in der Kristallstruktur erzeugt, siehe z.B. [KOELE *et al.*, 1999; BRAGINSKI, 1993; CLARKE, 1990; HILGENKAMP und MANNHART, 2002]. An Josephson–Kontakten überlappen die makroskopischen Wellenfunktionen der Supraleiter und interferieren miteinander. Der Josephsonstrom ist durch

$$I_S = I_0 \cdot \sin \delta \quad (2.12)$$

gegeben, der 1. *Josephson–Gleichung*. I_0 ist der von der Beschaffenheit der Barriere zwischen den supraleitenden Elektroden abhängige kritische Strom über einen solchen Kontakt, δ beschreibt die (eichinvariante) Phasendifferenz der makroskopischen Wellenfunktionen ϕ_1 bzw. ϕ_2 der beiden Supraleiter, siehe z.B. [ORLANDO und DELIN, 1991]. Sie berechnet sich zu

$$\delta = \phi_1 - \phi_2 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{S_1}^{S_2} \vec{A} d\vec{l} \quad , \quad (2.13)$$

wobei \vec{A} das Vektorpotential ist und das Linienintegral zwischen den Grenzflächen der beiden Supraleiter S_1 und S_2 verläuft, siehe Abb. 2.5.

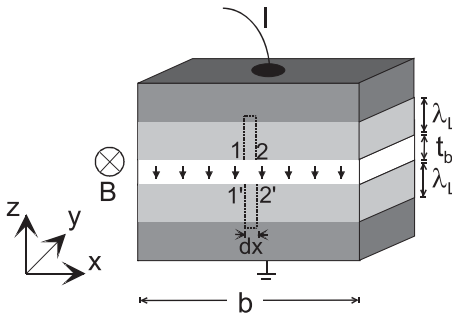


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines Josephson-Kontakts. t ist die Dicke der Barriere, b die Breite des Kontakts und λ_L die London-Eindringtiefe. Abbildung aus [KLEINER und KOELLE, 2004].

Die 2. Josephson-Gleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen δ und einer über der Barriere anliegenden Spannung U :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = \frac{2\pi}{\Phi_0} U \quad (2.14)$$

Bei endlicher Spannung über den Kontakt wächst die Phasendifferenz an und es ergibt sich somit ein oszillierender Josephson-Wechselstrom.

Für eine Herleitung der beiden Josephson-Gleichungen sei auf die einschlägigen Lehrbücher verwiesen, z.B. [BUCKEL und KLEINER, 2004; TINKHAM, 1996; LIKHAREV, 1986].

Eine gute theoretische Beschreibung der Dynamik eines punktförmigen Josephson-Kontakts liefert das so genannte *RCSJ* (**R**esistively and **C**apacitively **S**hunted **J**unction)-Modell [STEWART, 1968; MCCUMBER, 1968]. Man geht hier von einem idealen Josephson-Kontakt aus, der einem Widerstand R und einer Kapazität C parallelgeschaltet ist, vgl. Abb. 2.6.

Der Gesamtstrom kann dann geschrieben werden als

$$I = I_S + I_Q + I_V \quad , \quad (2.15)$$

wobei I_S den Josephsonstrom, I_Q den Quasiteilchenstrom, also den Strom über den Ohmschen Widerstand R und I_V den Verschiebungsstrom über den Kondensator bedeuten. Hierbei wird eine lineare Strom-Spannungs-Beziehung des Quasiteilchenstroms angenommen.

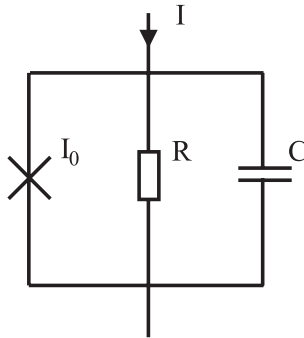


Abbildung 2.6: Ersatzschaltbild eines Josephson-Kontakts im RCSJ-Modell.

Man erhält eine dem physikalischen Pendel analoge Differentialgleichung. In Abhängigkeit der drei Parameter I_0 , R und C ergibt sich ein unterschiedliches Verhalten des Kontakts: Im Fall $\frac{2\pi}{\Phi_0} I_0 R^2 C < 1$ ist der Kontakt überdämpft, d.h. nichthysteretisch, andernfalls ist er unterdämpft und zeigt eine Hysterese. Die Strom-Spannungs-Charakteristiken (IVCs) für beide Fälle sind am Beispiel von $10 \times 10 \mu\text{m}$ großen Nb/Al₂O₃/Nb-Kontakten in Abb. 2.7 dargestellt.

Im überdämpften Fall besteht eine eindeutige Beziehung zwischen Strom und Spannung, nicht jedoch im unterdämpften Fall. Erhöht man den Strom über den Kontakt über I_c hinaus, springt der Josephson-Kontakt schlagartig in den resistiven Zustand. Bei sehr kleiner Dämpfung ist die Spannung dann zunächst etwa $U \approx 2\Delta/e$, bevor das Verhalten bei einer weiteren Erhöhung von I in ein Ohmsches Verhalten übergeht. Erniedrigt man nun den Strom wieder, verbleibt der Kontakt zunächst im resistiven Zustand und springt erst beim so genannten *Rücksprungstrom* I_r wieder in den supraleitenden, d.h. spannungslosen Zustand zurück.

Zur Beschreibung ausgedehnter Josephson-Kontakte spielt die Josephson-Eindringtiefe λ_J eine wichtige Rolle, siehe z.B. [BUCKEL und KLEINER, 2004, Kap. 6]. Sie ist definiert als

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi \mu_0 j_0 t_{eff}}} \quad , \quad (2.16)$$

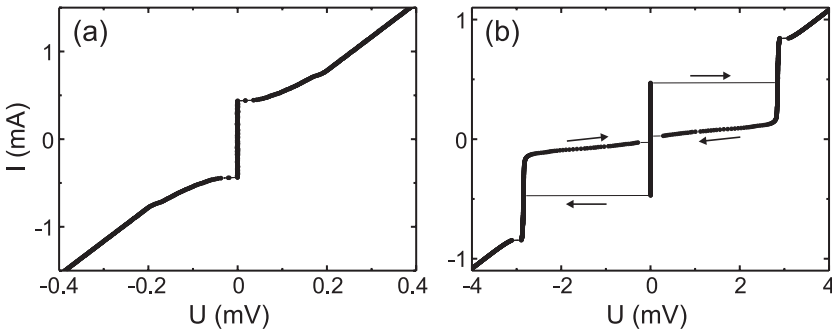


Abbildung 2.7: IVCs von $Nb/Al_2O_3/Nb$ -Josephson-Kontakten, Kontaktfläche $10 \times 10 \mu\text{m}$. (a) Überdämpfter, nichthysteretischer Kontakt. (b) Unterdämpfter, hysteretischer Kontakt. Messungen von E. Goldobin.

wobei j_0 die kritische Stromdichte und t_{eff} die effektive Dicke der Barriere ist. Für genügend dicke Elektroden ist die effektive Dicke die tatsächliche Barrierendicke t_b plus der magnetischen Eindringtiefen auf beiden Seiten, also $t_{eff} = t_b + \lambda_{L,1} + \lambda_{L,2}$.

λ_J gibt die Längenskala an, auf der sich die Phasendifferenz δ durch das von den Josephson-Strömen herrührende Eigenfeld ändern kann. Falls die Ausdehnung des Josephson-Kontakts (senkrecht zum angelegten Magnetfeld) kleiner ist als λ_J , spricht man von einem *kurzen* Kontakt, ist es größer als $4\lambda_J$, befindet man sich im Limit des *langen* Kontakts.

Für den Fall des kurzen Kontakts sind die Eigenfelder der Josephson-Ströme vernachlässigbar klein, so dass sich die Phase nur durch das angelegte Magnetfeld B im Kontakt räumlich ändert.

Mit einem Magnetfeld B in y -Richtung (Raumdefinitionen wie in Abb. 2.5) und einer Ausdehnung des Josephson-Kontakts in x -Richtung erhält man eine x -Abhängigkeit der Phasendifferenz δ , die linear mit x wächst [BUCKEL und KLEINER, 2004]:

$$\delta(x) = \delta_0 + \frac{2\pi}{\Phi_0} \cdot B \cdot t_{eff} \cdot x \quad (2.17)$$

Mit der 1. Josephson-Gleichung (2.12) erhält man somit eine oszillierende Suprastromdichte entlang der x -Koordinate, die sich mit a als

der Ausdehnung des Josephson-Kontakts in x -Richtung und dem magnetischen Fluss im Josephson-Kontakt $\Phi = B \cdot t_{\text{eff}} \cdot a$ folgendermaßen ergibt:

$$j_S(x) = j_0 \cdot \sin \left[\delta_0 + \frac{2\pi}{\Phi_0} \cdot B \cdot t_{\text{eff}} \cdot x \right] = j_0 \cdot \sin \left(\delta_0 + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \frac{x}{a} \right) \quad (2.18)$$

Um den kritischen Strom des ganzen Kontakts in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes B zu berechnen, muss man nun den Ausdruck für j_S über die Ausdehnung des Kontakts in x - und y -Richtung integrieren und schließlich die Startphase δ_0 so wählen, dass das Ergebnis maximal wird.

Für den Josephson-Kontakt im kurzen Limit erhält man

$$I_0(B) = I_0(0) \cdot \left| \frac{\sin \left(\frac{\pi B t_{\text{eff}} a}{\Phi_0} \right)}{\frac{\pi B t_{\text{eff}} a}{\Phi_0}} \right| = I_0(0) \cdot \left| \frac{\sin \left(\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)}{\pi \frac{\Phi}{\Phi_0}} \right|, \quad (2.19)$$

also die von der Beugung am Einzelspalt bekannte *Fraunhofer-Funktion*, siehe Abb. 2.8.

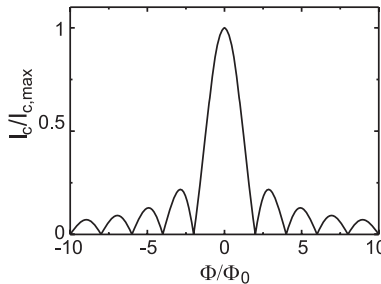


Abbildung 2.8: $I_0(B)$ -Charakteristik eines kurzen Josephson-Kontakts gemäß Gleichung (2.19).

Allgemein lässt sich $I_0(B)$ durch den Betrag der Fouriertransformation der Verteilung der kritischen Suprastromdichte $j_0(x)$ schreiben [DYNES und FULTON, 1971]:

$$I_0(B) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} dx j_0(x) e^{ikx} \right| \quad (2.20)$$

Bei langen Josephson-Kontakten sind die Eigenfeldeffekte stets mit zu berücksichtigen, so dass das Verhalten gegenüber externem Magnetfeld sehr kompliziert werden kann.

Der wohl am häufigsten verwendete Typ eines Josephson-Kontakts hat eine isolierende Barriere und wird daher als SIS -Kontakt (S für Supraleiter, I für Isolator) bezeichnet. Weitere Möglichkeiten sind SNS , $SINS$ und $SINIS$ (N steht hier für einen Normalleiter) und in jüngerer Zeit auch SFS bzw. $SIFS$ -Kontakte, also Josephson-Kontakte mit ferromagnetischer Zwischenschicht F . Diese werden in Kap. 2.4 besprochen.

Effekte der d -Wellen-Symmetrie der Kuprat-Supraleiter lassen sich anhand von S_dIS_s -Kontakten, d.h. Josephson-Kontakten aus einem d -Wellen- und einem s -Wellen-Supraleiter zeigen. Besteht der Kontakt aus mehreren, zueinander rechtwinklig angeordneten Facetten (einem *Zickzack-Kontakt*, siehe Abb. 2.9), so unterscheiden sich die Phasendifferenzen zwischen jeweils benachbarten Facetten um π .

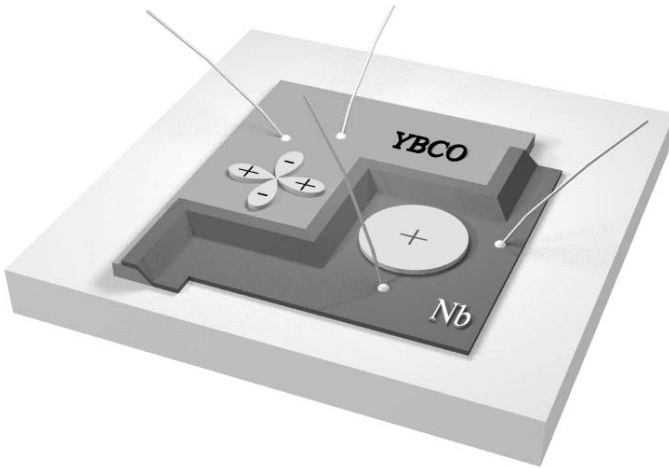


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung eines S_dIS_s -Zickzack-Kontakts. Abbildung erstellt von E. Goldobin.

Im Limit langer Kontakte können an den Ecken, auch *Phasensprungpunkte* genannt, *Semifluxonen* (halbzahlige Flussquanten) entstehen [GOLDOBIN *et al.*, 2002].

2.4 Josephson–Kontakte mit ferromagnetischer Zwischenschicht

Über viele Jahrzehnte hinweg galt der Magnetismus als der “natürliche Feind” der Supraleitung. Beispielsweise ist es bei der Herstellung supraleitender Materialien wichtig, magnetische Verunreinigungen durch z.B. Eisen oder Nickel zu vermeiden, da diese bereits in geringen Mengen die Supraleitung schwächen, d.h. die Cooper–Paar–Dichte herabsetzen können, siehe z.B. [BUCKEL und KLEINER, 2004, Seite 155 ff.]. In der wissenschaftlichen Forschung wurden die Gebiete Supraleitung und Magnetismus bislang weitgehend getrennt behandelt.

1977 erschien eine Arbeit, die für einen Josephson–Kontakt mit bestimmten magnetischen Verunreinigungen einen Grundzustand mit einer Phasendifferenz $\delta = \pi$ der makroskopischen Wellenfunktionen vorhersagte [BULAEVSKII *et al.*, 1977]. Die zusätzliche Phasendifferenz sorgt für eine modifizierte Strom–Phasen–Beziehung: $I = I_0 \cdot \sin(\delta + \pi) = -I_0 \sin \delta$, was man auch als negative Kopplung bezeichnet. Liegt ein solcher Zustand vor, spricht man von einem “ π ”–Zustand (im Gegensatz zu einem normalen “0”–Zustand) mit einem “negativen” kritischen Strom³.

Bulaevskiis Vorhersage konnte bislang experimentell nicht bestätigt werden, jedoch war das Interesse an einem solchen System geweckt.

Fünf Jahre später wurde vorhergesagt, dass auch ein SFS–Kontakt (also ein Josephson–Kontakt mit einer ferromagnetischen Zwischenschicht) mit geeigneter Schichtdicke und Austauschenergie⁴ einen π –Zustand hervorrufen kann [BUZDIN *et al.*, 1982]. Als Funktion der Dicke der ferromagnetischen Zwischenschicht d_F erhält man einen oszillierenden kritischen Strom. Für Temperaturen nahe der kritischen Temperatur⁵ und verschwindendem Grenzflächenwiderstand an der S/F –Grenzfläche erhält

³Der kritische Strom I_c wird natürlich am Einzelkontakt immer positiv gemessen, so dass die Bezeichnung “negatives I_c ” streng genommen nicht korrekt ist. Die Bezeichnung hat sich aber aufgrund ihrer Kürze dennoch durchgesetzt und wird auch in der vorliegenden Arbeit verwendet.

⁴Die Austauschenergie ist die Energiedifferenz zwischen *Spin up*– und *Spin down*–Leitungsband, also ein Maß für die Stärke des Ferromagneten.

⁵Die kritische Temperatur eines Josephson–Kontakts ist die Temperatur, ab der kein Suprastrom mehr über den Kontakt fließen kann, d.h. $I_c = 0$ gilt.

man mit der normierten Barrierendicke $\bar{d} = \frac{d_F}{\xi_F}$ ⁶ [BUZDIN, 2005]

$$I_c = \frac{V_0}{R_N} 2\bar{d} \left(\frac{\cos(\bar{d}) \sinh(\bar{d}) + \sin(\bar{d}) \cosh(\bar{d})}{\cosh(2\bar{d}) - \cos(2\bar{d})} \right) , \quad (2.21)$$

siehe Abb. 2.10. Hierbei ist $V_0 = \frac{\pi \Delta^2}{2eT_c}$; R_N bezeichnet den Ohmschen Widerstand des Kontakts im normalleitenden Zustand.

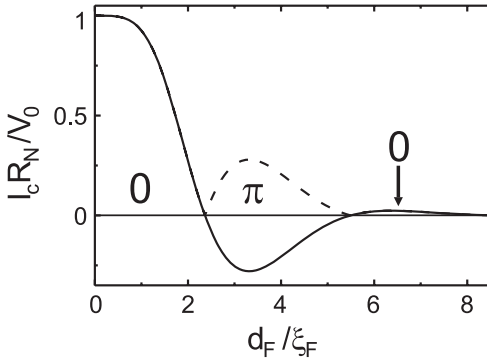


Abbildung 2.10: Kritischer Strom gegenüber der Dicke der ferromagnetischen Zwischenschicht in einem Josephsonkontakt. Den Zustand mit “negativem” I_c (d.h. mit negativer Strom-Phasenbeziehung) nennt man π -Zustand.

Da der Ferromagnet die Supraleitung durch inelastische Streuung der Cooper-Paare schwächt, ist die Oszillation gedämpft, d.h. sie wird mit zunehmender Dicke schnell schwächer. Immer dann, wenn die Strom-Phasenbeziehung negativ ist, liegt ein π -Zustand vor. I_c wird immer betragsmäßig gemessen, im π -Zustand findet man demnach die gestrichelte Linie.

Auch die kritische Temperatur zeigt ein nichtmonotones Verhalten bezüglich d_F , siehe [WONG *et al.*, 1986]. Unter bestimmten Bedingungen erwartet man in der Nähe der kritischen Temperatur eines Josephson-Kontakts mit ferromagnetischer Zwischenschicht auch einen temperaturabhängigen 0 - π -Übergang, vgl. [BERGERET *et al.*, 2005].

⁶ ξ_F ist die “Kohärenzlänge” des Ferromagneten, d.h. die charakteristische Länge, über die eine in einem angrenzenden Supraleiter bestehende Wellenfunktion im Ferromagneten abfällt.

Ob an einem Einzelkontakt eine negative Kopplung vorliegt, ist experimentell nicht leicht zu bestimmen, da es keine direkte Methode zur Bestimmung der Phase gibt. Hinweise auf eine I_c -Oszillation gibt eine Nullstelle in der $I_c(T)$ -Kurve; um aber die zusätzliche π -Phase nachzuweisen, muss man den zu untersuchenden Kontakt mit einem gewöhnlichen 0-Kontakt zusammenbringen (0- π -Interferometer, vgl. [GUICHARD *et al.*, 2003]). Aus den Interferenzen zwischen beiden Kontakten kann dann auf einen relativen Phasenunterschied zwischen beiden Kontakten geschlossen werden.

Erste experimentelle Untersuchungen von SFS-Kontakten auf das Vorliegen eines π -Zustands begannen bereits 1986, siehe [WONG *et al.*, 1986]. Die Verwendung von reinem Eisen als Ferromagneten erforderte sehr dünne und glatte ferromagnetische Schichten, und die gefundene nichtmonotone $I_c(T)$ -Abhängigkeit erlaubte noch keine eindeutige Interpretation.

Den ersten deutlichen Hinweis auf die Existenz von I_c -Oszillationen gaben Experimente an SFS-Kontakten von Ryazanov *et al.*, die eine Nullstelle in der $I_c(T)$ -Kurve fanden [RYAZANOV *et al.*, 2000, 2001a]. In einem weiteren Experiment konnten sie mit einer interferometrischen Anordnung mehrerer Josephson-Kontakte einen Phasenunterschied von π zwischen beiden Kontakten feststellen, siehe [RYAZANOV *et al.*, 2001b]. Diese Messungen wurden inzwischen mehrfach bestätigt, als Beispiel sei hier [SELLIER *et al.*, 2003] genannt.

Auch die vorhergesagte dickenabhängige I_c -Oszillation konnte inzwischen bestätigt werden, siehe z.B. [KONTOS *et al.*, 2002]. Dies geschah an SIFS-Kontakten, also Josephson-Tunnelkontakten, die außer einer ferromagnetischen Zwischenschicht auch eine dünne Isolatorschicht als Barriere aufweisen. Diese Kontakte sind zwar schwieriger herzustellen, aber aufgrund des höheren Widerstands im normalleitenden Zustand (typischerweise einige m Ω statt $\mu\Omega$ bei SFS-Kontakten) mit geringerem Aufwand zu messen.

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Proben weisen die dickenabhängige I_c -Oszillation ebenfalls auf, siehe [WEIDES *et al.*, 2006a].

Unklar ist bislang der Einfluss von magnetischen Domänen und deren Wänden auf den Cooper-Paar-Transport. In den meisten theoretischen Beschreibungen von SFS- oder SIFS-Kontakten wird die Domänenbildung nicht berücksichtigt, andererseits gibt es sogar Modelle, die die Ur-

sache der I_c -Oszillation in der Domänenbildung sehen, siehe [VOLKOV und ANISHCHANKA, 2005].

Die theoretischen und experimentellen Arbeiten zu *SFS*-Kontakten sind in den Übersichtsartikeln [GOLUBOV *et al.*, 2004; BUZDIN, 2005; BERGERET *et al.*, 2005] zusammengefasst.

In der vorliegenden Arbeit soll unter anderem untersucht werden, ob sich eine solche Domänenbildung im TTREM nachweisen lässt und wie sich diese auf die Stromverteilung über den Josephson-Kontakt auswirkt.

2.5 Andreev–Reflexion und gebundene Zustände

Bringt man einen Normalleiter und einen Supraleiter in Kontakt, so findet man einige Effekte, die unter dem Überbegriff *Proximity-Effekt* zusammengefasst werden, siehe z.B. [DE GENNES, 1999]. Beispielsweise wird der Ordnungsparameter im Supraleiter in der Nähe der Grenzfläche vermindert, umgekehrt induziert der Supraleiter im Normalleiter in der Nähe der Grenzfläche einen endlichen Ordnungsparameter.

An einer ideal glatten Grenzfläche zwischen einem Normalleiter und einem Supraleiter (kurz NS-Grenzfläche) kann ein Elektron mit dem Impuls \vec{p} und kleiner Energie ($|E| < \Delta$) nicht ohne weiteres in den Supraleiter eindringen, da dort keine erlaubten Zustände mit dieser Energie existieren. Die Elektronen werden zum Teil auf “normale” Art an der Grenzfläche reflektiert, sie können aber auch eine so genannte *Andreev-Reflexion* [ANDREEV, 1964] erfahren. Das Elektron wird als *Loch* reflektiert, und zwar mit einem ungewöhnlichen Reflexionswinkel: Die Gruppengeschwindigkeit \vec{v} des Elektrons kehrt sich um in eine Gruppengeschwindigkeit $-\vec{v}$ des Lochs (siehe Abb. 2.11), so dass der Impuls \vec{p} unverändert bleibt. Gleichzeitig ist auf der Seite des Supraleiters ein Cooper-Paar entstanden, das, wie alle Cooper-Paare im stromlosen Zustand, den Gesamtimpuls $\vec{p} = 0$ besitzt.

Eine quantenmechanische Rechnung zeigt, dass die Wellenfunktion des reflektierten Lochs gegenüber der Wellenfunktion des einfallenden Elektrons eine Phasenverschiebung von $-\gamma(E) - \phi$ erfährt, wobei

$$\gamma(E) = \arccos \frac{E}{|\Delta|} \quad (2.22)$$

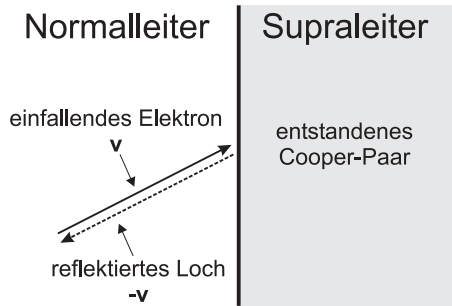


Abbildung 2.11: *Andreev–Reflexion an einer Normalleiter–Supraleiter–Grenzfläche. Ein Elektron wird als Loch mit umgekehrter Richtung reflektiert, im Supraleiter entsteht ein (impulsloses) Cooper–Paar.*

die Phasenänderung durch die Andreev–Reflexion und ϕ die Phase des supraleitenden Ordnungsparameters ist, siehe z.B. [LÖFWANDER *et al.*, 2001, Anhang 3].

Der umgekehrte Prozess ist natürlich ebenso möglich: Ein Loch wird als Elektron ebenfalls unter Impulsumkehr reflektiert, hierbei wird ein Cooper–Paar vernichtet.

An einer INS–Grenzfläche können sich durch diesen Mechanismus gebundene Zustände bilden: Ist die Dicke des Normalleiters klein, so dass Streuprozesse keine Rolle spielen, so werden an der Grenzfläche zwischen Normalleiter und Isolator die Elektronen bzw. die Löcher auf konventionelle Weise reflektiert. Somit können die Elektronen bzw. Löcher mehrfach reflektiert werden und mit sich selbst interferieren. Auf diese Weise entstehen so genannte *gebundene Andreev–Zustände*, englisch *Andreev Bound States* oder kurz ABS.

Der zu diesem Zyklus gehörende Prozess ist in Abb. 2.12 (a) dargestellt⁷. Ein sich der NS–Grenzfläche unter dem Winkel θ näherndes Elektron wird an dieser Grenzfläche Andreev–reflektiert und sammelt dabei die Phase $-\gamma - \phi$ auf. Das entstandene Loch läuft nun im Normalleiter zurück, wird an der IN–Grenzfläche konventionell reflektiert und läuft unter dem Winkel $\bar{\theta} = \pi - \theta$ wieder auf die NS–Grenzfläche zu. Dort

⁷Die im Folgenden vorgestellte Ableitung ist [LÖFWANDER *et al.*, 2001] entnommen.

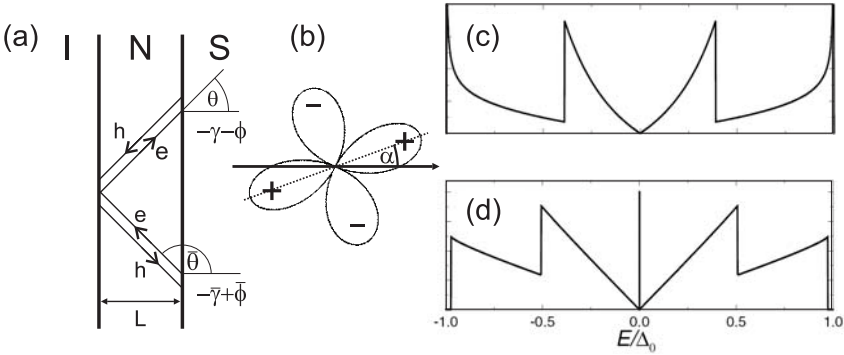


Abbildung 2.12: (a) Schematische Darstellung eines gebundenen Andreev-Zustands. (b) Definition des Lagewinkels α . (c) bzw. (d) Zustandsdichte der ABS für einen s - bzw. d -Wellen-Supraleiter. Abbildungen modifiziert aus [LÖFWANDER *et al.*, 2001].

wird das Loch erneut Andreev-reflektiert, wobei es die Phase $-\bar{\gamma} + \bar{\phi}$ aufammelt. Das entstandene Elektron wird wieder an der IN-Grenzfläche reflektiert, womit sich der Kreis schließt.

Die durch die Reflexionen an der IN-Grenzfläche und durch die Bewegung im Normalleiter zustande kommende Phasenänderung $\beta(E)$ ist eine ungerade Funktion der Energie E , insbesondere gilt $\beta(0) = 0$.

Die gesamte Phasenänderung in einem Umlauf muss der *Bohr-Sommerfeld-Bedingung* genügen, d.h. ein Vielfaches von 2π sein:

$$-\gamma - \phi - \bar{\gamma} + \bar{\phi} + \beta(E) = -(\gamma + \bar{\gamma}) + (\bar{\phi} - \phi) + \beta(E) = 2n\pi \quad (2.23)$$

Für den Fall eines isotropen, d.h. s -Wellen-Supraleiters gilt $\gamma = \bar{\gamma}$ und $\phi = \bar{\phi}$, somit vereinfacht sich Gleichung (2.23) zu

$$-2\gamma + \beta(E) = 2n\pi \quad . \quad (2.24)$$

Mit Gleichung (2.22) ergibt sich daraus die Spektralgleichung für s -Wellen-Supraleiter

$$\frac{E}{\Delta} = \pm \cos \frac{\beta(E)}{2} \quad . \quad (2.25)$$

Integration der möglichen Elektron/Loch-Trajektorien über den Winkel θ ergibt die Zustandsdichte der ABS, siehe Abb. 2.12 (c). ABS existieren

tieren demnach bei fast allen Energien $|E| < \Delta$, nicht jedoch für $E = 0$, wo die Zustandsdichte null ist.

Für d -Wellen–Supraleiter ist der supraleitende Ordnungsparameter winkelabhängig:

$$\Delta(\theta) = \Delta_0 \cdot \cos [2(\theta - \alpha)] \quad (2.26)$$

Hierbei gibt der Winkel α die Orientierung des Ordnungsparameters gemäß Abb. 2.12 (b) an. Damit sind Δ (für die erste Andreev–Reflexion unter dem Winkel θ) und $\bar{\Delta}$ (für die zweite Andreev–Reflexion unter dem Winkel $\bar{\theta}$) im allgemeinen nicht mehr gleich. Für geeignete Winkel α kann dann der Fall eintreten, dass für die Phasen statt $\phi = \bar{\phi}$ nun $\bar{\phi} = \phi + \pi$ gilt. Gleichung (2.24) lautet dann

$$-(\gamma + \bar{\gamma}) + \pi + \beta(E) = 2n\pi \quad . \quad (2.27)$$

Die Spektralgleichung für d -Wellen–Supraleiter ergibt sich wieder mit Hilfe von Gleichung (2.22):

$$\frac{E}{\Delta} = \pm \sin \frac{\beta(E)}{2} \quad (2.28)$$

Wegen $\gamma(E = 0) = \bar{\gamma}(E = 0) = \pi/2$ und $\beta(E = 0) = 0$ ist $E = 0$ nun immer eine Lösung der Gleichungen (2.27) und (2.28). Dies bedeutet, dass sich nun ein ABS mit der Energie $E = 0$ bilden kann. Integriert man nun für den Fall $\alpha = 45^\circ$ wie oben über die möglichen Trajektorien, so erhält man eine Zustandsdichte der ABS, wie sie in Abb. 2.12 (d) dargestellt ist. Die Zustände für $E = 0$ bezeichnet man auch als *midgap states* (MGS), da diese ABS Energien in der Mitte der Energielücke, also auf Fermi–Energieniveau aufweisen.

Gleichung (2.27) entsteht immer dann, wenn $\pi/2 - \alpha < |\theta| < \pi/2 + \alpha$ erfüllt ist. MGS treten also außer für die Fälle $\alpha = 0, \pm\pi/2$ immer auf.

Die vorgestellten Ableitungen gelten streng natürlich nur für ideal glatte Grenzflächen. In realen Systemen werden die Zustandsdichten mehr oder weniger stark verrundete Peaks aufweisen. Nichtsdestotrotz ist gerade das Auftreten der MGS bei d -Wellen–Supraleitern sehr robust.

C.-R. Hu war der erste, der zeigen konnte, dass man aus einer Untersuchung der gebundenen Andreev–Zustände an einer Oberfläche eines Supraleiters auf die Symmetrie des Ordnungsparameters schließen kann [HU, 1994]. Hu wies darauf hin, dass die Existenz dieser Zustände

unabhängig von der Dicke d_N des Normalleiters ist, insbesondere auch für $d_N \rightarrow 0$, also ganz ohne Normalleiter. Mit dieser Theorie konnte er die Beobachtung von *zero-bias conductance peaks* (ZBCPs), d.h. lokale Maxima in der differentiellen Leitfähigkeit $G(V) = \frac{dI(V)}{dV}$ bei Biastrom $I = 0$ in den Tunnelspektren von verschiedenen Hochtemperatur-Supraleitern erklären. Die Erklärung beruht auf der seit den sechziger Jahren bekannten Tatsache, dass die Leitfähigkeit von Tunnelkontakten im Wesentlichen die Quasiteilchen-Zustandsdichte im Supraleiter misst, vgl. [BARDEEN, 1961; COHEN *et al.*, 1962].

Y. Tanaka konnte die Rechnungen für NIS_d (Normalleiter-Isolator- d -Wellen-Supraleiter) bestätigen und zeigen, dass für *alle* Kristallorientierungen außer einer perfekten (100)-Orientierung ZBCPs in den Tunnelspektren auftreten [TANAKA und KASHIWAYA, 1995].

J.H. Xu wies schließlich darauf hin, dass bereits eine kleine "Beimischung" einer (110)-Komponente (z.B. durch mikroskopische Facettierung) zu einem (100)-Kontakt genügt, um einen merklichen ZBCP im Tunnelspektrum zu verursachen [XU *et al.*, 1996], vgl. auch [BARASH *et al.*, 1997] und [FOGELSTRÖM *et al.*, 1997].

Auch andere Mechanismen können ZBCPs erzeugen, wie z.B. ein Josephson-Strom, ein supraleitender Kurzschluss, ein Tunneln in eine normalleitende Region oder eine Streuung durch magnetische Verunreinigungen in der Barriere. Um ABS zweifelsfrei feststellen zu können ist es daher wichtig, die anderen möglichen Ursachen für ZBCPs auszuschließen. Wie in [HU, 1998] gezeigt, ist die Energielücke des s -Wellen-Supraleiters im Tunnelspektrum von S_dIS_s -Kontakten als zentrales Minimum zu sehen. Dies ist zur Veranschaulichung in Abb. 2.13 dargestellt. Für einen Kontakt aus zwei s -Wellen-Supraleitern findet man keinen ZBCP, sondern ein von der Energielücke herrührendes Minimum für $V = 0$ (a). Für ein S_dIS_d - wie auch für ein NIS_d -System findet man einen ausgeprägten ZBCP (b), während ein S_sIS_d -System die oben erwähnte Überlagerung des zentralen Minimums mit einem breiten ZBCP zeigt (c).

Eine Superposition eines solchen zentralen Minimums mit einem (breiteren) ZBCPs ist daher ein eindeutiger Hinweis auf ABS und schließt die oben erwähnten anderen Mechanismen zur Bildung von ZBCPs — mit Ausnahme der magnetischen Verunreinigungen — aus, vgl. [HU, 1998]. Die magnetischen Verunreinigungen können als Ursache ebenfalls

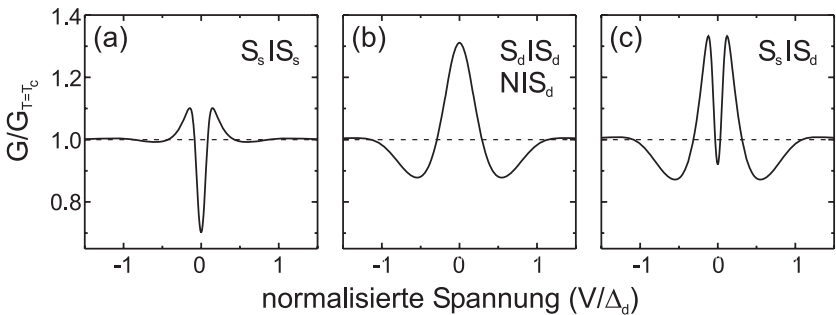


Abbildung 2.13: Normalisierte Leitfähigkeit $G/G_{T=T_c}$ für verschiedene Systeme aus s - bzw. d -Wellen-Supraleitern unter Berücksichtigung einer starken Kurvenverbreiterung. Die Energielücken Δ_s bzw. Δ_d des s - bzw. d -Wellen-Supraleiters verhalten sich wie $\Delta_s = 0,07\Delta_d$, die Spannung ist auf Δ_d normalisiert. Kurven berechnet von T. Dahm und B. Chesca.

leicht ausgeschlossen werden, wenn man das Verhalten des ZBCPs für $B > B_{c,Nb}$ und $T > T_{c,Nb}$ betrachtet, siehe [CHESCA *et al.*, 2005].

Diese besondere Eigenschaft von S_dIS_s -Kontakten macht sie bei der Untersuchung des supraleitenden Ordnungsparameters den anderen Kontaktarten überlegen. C.-R. Hu betonte, dass das Auftreten von ZBCPs in Tunnelspektren von d -Wellen-Supraleitern praktisch in allen Fällen auf die gebundenen Andreev-Zustände an der Oberfläche des Supraleiters zurückzuführen ist [HU, 1998].

Ein noch ungeklärter Punkt ist die große Ähnlichkeit der ZBCPs in NIS_d - und $S_dIS_{s,d}$ -Kontakten⁸. Hierfür gibt es zwei konkurrierende Erklärungsmodelle: Manche Autoren erklären die ZBCPs mit einer Faltung von Zustandsdichten mit stark verbreiterten *midgap states* (Faltungsmodell, siehe [HU, 1998]), während andere Autoren von starken Relaxierungseffekten in der Barriere ausgehen, die eine Entkopplung in zwei Kontakte S_dI und $IS_{s,d}$ bewirkt (Entkopplungsmodell, siehe [LÖFWANDER *et al.*, 2001]). Hier liegt somit eine “Serienschaltung” $S_dI + IS_{s,d}$ zweier unabhängiger Kontakte vor; bei identischen Kontakttransparenzen läge an beiden Kontakten jeweils die halbe Spannung $V/2$, und die s -Wellen-Energielücke sollte deutlich über $V = \Delta_s/e$ auftreten. Im Fal-

⁸ $S_{s,d}$ ist ein s - oder d -Wellen-Supraleiter.

tungsmodell sollte dagegen die s -Wellen-Energielücke bei Δ_s/e und die d -Wellen-Energielücke bei Δ_d/e auftreten. Da es bisher für solche Kontakte keine direkten Messungen der Energielücken gab, war bislang noch unklar, welches der beiden Modelle die Verhältnisse besser beschreibt.

Die Ergebnisse dieses noch recht jungen Forschungsgebiets sind in den Übersichtsartikeln [KASHIWAYA und TANAKA, 2000] und [LÖFWANDER *et al.*, 2001] zusammengefasst.

2.6 SQUIDS

Superconducting QUantum Interference Devices, kurz SQUIDS [JAKLEVIC *et al.*, 1964], bestehen aus einem supraleitenden Ring mit einem (*rf*-SQUID) oder zwei (*dc*-SQUID) Josephson-Kontakten.

Durch die Interferenz der supraleitenden Wellenfunktionen an den beiden Josephson-Kontakten und das Phänomen der Flussquantisierung ergibt sich für das *dc*-SQUID eine Strom-Spannungs-Kennlinie, die periodisch vom angelegten Fluss durch den supraleitenden Ring abhängt, siehe z.B. [TINKHAM, 1996]. Die Periode ist hier gerade ein Flussquant Φ_0 . Der qualitative Verlauf dieser Funktion, für ganz- bzw. halbzahligem Fluss Φ , ist in Abb. 2.14 (a) dargestellt.

dc-SQUIDS betreibt man üblicherweise mit einem konstanten Strom I_B im resistiven Bereich der Kennlinie, angedeutet durch die gestrichelte Linie. Damit ergibt sich typischerweise ein sinusähnlicher Verlauf der

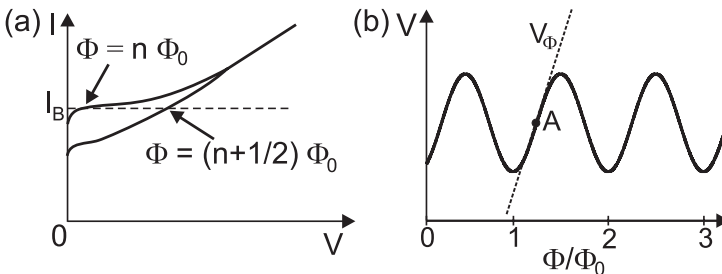


Abbildung 2.14: (a) Strom-Spannungs-Kennlinie eines *dc*-SQUIDS bei ganz- bzw. halbzahligem Fluss Φ . (b) Qualitativer Verlauf einer Spannungs-Fluss-Kennlinie eines *dc*-SQUIDS bei konstantem Steuerstrom I_B . Der optimale Arbeitspunkt A (siehe Text) ist markiert. Abbildungen modifiziert aus [STRAUB, 2003].

V - Φ -Kennlinie⁹, qualitativ dargestellt in Abb. 2.14 (b). Diese Kennlinie ist so zunächst noch nicht zur Messung des Gesamtflusses im SQUID geeignet, da jedem Spannungswert (im Prinzip unendlich) viele mögliche Flusswerte zugeordnet werden können.

Die Flussempfindlichkeit (auch als “Transferfunktion” bezeichnet) ist definiert als $V_{\Phi} = \frac{\partial V}{\partial \Phi}$, was in Abb. 2.14 b) der Steigung der Tangente im Punkt A (gestrichelt) entspricht. Zunächst wird der Hub der V - Φ -Kennlinie mittels I_B maximiert. Der Arbeitspunkt wird dann so gewählt, dass die Flussempfindlichkeit besonders groß ist, z.B. der Punkt A. Eine geeignete Ausleseelektronik sorgt durch Flusskompensation dafür, dass dieser Arbeitspunkt und damit die maximale Empfindlichkeit stets beibehalten wird, siehe z.B. [DRUNG, 2003].

SQUIDS sind hochempfindliche Messgeräte. SQUIDS können nicht nur magnetischen Fluss messen, sondern auch alle anderen physikalischen Größen, die sich in Fluss umwandeln lassen, wie das magnetische Feld und räumliche Ableitungen davon, Spannung, Stromstärke usw. Die maximale Auflösung für Magnetfelder, wie sie z.B. für ein wichtiges Einsatzgebiet für SQUIDS, der Magnetoenzephalografie, benötigt wird, beträgt ca. 10 fT in einer typischen Bandbreite von 100 Hz bei He-gekühlten Niob-SQUIDS. Die Auflösung von SQUIDS aus Hochtemperatur-Supraleitern (betrieben bei 77 K) ist mindestens eine Größenordnung geringer.

2.7 Hot Electron Bolometer

Für die Untersuchung der Physik der interstellaren Materie ist die *Ferninfrarotstrahlung* mit Wellenlängen zwischen 20 und 300 μm bzw. Frequenzen im niedrigen THz-Bereich sehr interessant. Beispielsweise befindet sich eine für die Sternentstehung wichtige Hauptkühllinie des einfach ionisierten Kohlenstoffs (CII, 1.9 THz) in diesem Bereich. Aufgrund der hohen Frequenzen ist es nicht möglich, die Signale in ihrer Zeitabhängigkeit aufzunehmen. Um höchstempfindliche spektroskopische Empfänger herzustellen, bedient man sich des Prinzips des *Heterodyn-Mischens*. Hierbei wird das eintreffende schwache

⁹Im Folgenden wird stets die *zeitlich gemittelte* Spannung betrachtet und mit V bezeichnet.

Signal mit dem starken Signal eines Lokaloszillators (LO) kombiniert, der eine feste Frequenz f_{LO} nahe der Signalfrequenz f_S besitzt. Der Mischer, ein möglichst nichtlineares Bauelement, konvertiert das kombinierte Signal zu einer Zwischenfrequenz $f_{ZF} = |f_{LO} - f_S|$ im Bereich einiger GHz. Für diese erheblich niedrigeren Frequenzen existieren sehr rauscharme Verstärker. Das Prinzip der Heterodyn-Mischung ist z.B. in [FROMMBERGER, 2001] und [BUCKEL und KLEINER, 2004] ausführlich erläutert.

Typische bisher verwendete Mischerelemente sind *Schottky-Dioden* und *SIS-Josephson-Kontakte*. Schottky-Dioden haben den Nachteil einer hohen benötigten LO-Leistung sowie einer im Vergleich zu supraleitenden Bauelementen relativ geringen Empfindlichkeit, während die SIS-Kontakte durch die doppelte Energielücke des verwendeten Materials in ihrer Maximalfrequenz beschränkt sind (z.B. bei Nb 1.4 THz) [TUCKER, 1979].

In den letzten Jahren kam ein weiteres vielversprechendes Mischerelement dazu: das *Hot Electron Bolometer* (HEB). Es liefert eine hohe spektrale Empfindlichkeit, ist für Frequenzen bis in den zweistelligen THz-Bereich verwendbar und kommt mit einer geringen frequenzunabhängigen LO-Leistung zwischen 20 und 1000 nW aus, vgl. [FROMMBERGER, 2001].

Bolometer sind thermische Detektoren, die aus einem Strahlungsabsorber und einem damit verbundenen Wärmebad konstanter Temperatur bestehen. Einfallende Strahlung erhöht die Temperatur des Absorbers, die dann von einem Thermometer registriert wird. Im Fall eines supraleitenden Absorbers befindet sich die Temperatur des Supraleiters knapp unterhalb von T_c , so dass kleine Temperaturschwankungen große Änderungen im Widerstand zur Folge haben. Mit der Wärmekapazität C des Absorbers und der Wärmeleitung G zum Wärmebad ergibt sich eine *thermische Zeitkonstante* τ des Bolometers:

$$\tau = \frac{C}{G}$$

Je kleiner diese Zeitkonstante ist, desto höheren (Zwischen-)Frequenzen kann das Bolometer folgen. Um zu möglichst großen Frequenzen zu kommen, versucht man, C möglichst klein und G möglichst groß zu machen.

Zur Gesamtwärmekapazität des supraleitenden Films trägt zum einen die Wärmekapazität des Elektronengases und zum anderen

die Wärmekapazität des Gitters bei. Ist die Elektron–Elektron–Wechselwirkungszeit τ_{ee} deutlich kürzer als die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Phononen τ_{eph} , so erwärmt sich das Elektronengas zunächst, ohne dass sich das Gitter mit aufheizt (daher der Ausdruck “heiße Elektronen”). In diesem Fall spielt die Wärmekapazität des Gitters keine Rolle mehr, die Gesamtwärmekapazität ist um diesen Beitrag verringert. Dies setzt allerdings voraus, dass die zusätzliche Wärme des Elektronengases so schnell wieder abgegeben werden kann, dass die Elektronen keine Zeit haben, ihre Energie an das Gitter weiterzugeben.

Es gibt zwei mögliche Kühlmechanismen für das heiße Elektronengas: die Diffusionskühlung und die Phononenkühlung [FROMMBERGER, 2001], siehe Abb. 2.15.

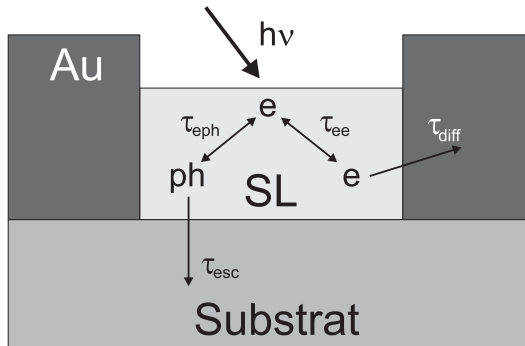


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung der Prozesse und Kühlmechanismen in einem HEB-Bauelement. Es bedeuten: $h\nu$ einfallende Strahlung der Frequenz ν , e Elektron, ph Phonon, SL Supraleiter; Wechselwirkungs(WW)zeiten: τ_{eph} Elektron–Phonon-WW, τ_{ee} Elektron–Elektron-WW, τ_{diff} Elektronen–Diffusionszeit, τ_{esc} Zeitdauer, mit der Phononen den Film verlassen. Nach [FROMMBERGER, 2001].

Bei der Diffusionskühlung nutzt man die hohe Elektronen–Diffusionskonstante mancher Materialien. Hier verlassen die Elektronen so schnell das Bauelement und diffundieren in das Wärmebad, dass sie keine Zeit für eine Wechselwirkung mit Phononen haben. Die geometrische Länge der aktiven Fläche muss dazu so klein gewählt werden, dass die typische Elektronen–Diffusionszeit τ_{diff} deutlich kleiner ist als τ_{eph} .

Bauelemente dieser Art sind typischerweise nur wenige 100 nm lang. Meist wird Nb als Supraleiter verwendet, siehe z.B. [FIEGLE *et al.*, 1997; KARASIK *et al.*, 1997; GANZEVLES *et al.*, 1999].

Für phononengekühlte HEBs nutzt man einen anderen Kühlmechanismus: Manche Materialien haben eine so kurze Elektron–Phonon–Wechselwirkung τ_{eph} , dass dieser Mechanismus als Kühlung benutzt werden kann. Voraussetzung hierfür ist jedoch, dass die angeregten Phononen den supraleitenden Film so schnell verlassen (Zeitkonstante τ_{esc}), dass sie vorher nicht mehr mit anderen Phononen oder Elektronen wechselwirken können. Daher müssen diese Filme möglichst dünn sein, ohne jedoch die supraleitenden Eigenschaften zu verlieren, eine ausreichend hohe Schallgeschwindigkeit aufweisen, und es muss eine gute akustische Impedanzanpassung zwischen Film und Substrat gewährleistet sein. Als Material eignet sich vor allem NbN mit Filmdicken < 5 nm und $\tau_{eph} \approx 15$ ps (siehe z.B. [CHEREDNICHENKO *et al.*, 1997; KAWAMURA *et al.*, 1999]), was Zwischenfrequenzen von bis zu 10 GHz erwarten lässt [GOUSEV *et al.*, 1994]. Auch hier bewegen sich die Strukturgrößen im Bereich von 1 μm .

Erste Modelle zur Beschreibung der HEBs beschränkten sich auf die Annahme einer homogenen Temperaturverteilung über die Mikrobrücke, siehe z.B. [ARAMS *et al.*, 1966; PROBER, 1993; KOLLBERG, 1997]. Diese Modelle sind für die vorliegende Arbeit nicht brauchbar, da es bei der Tieftemperatur–Rasterelektronenmikroskopie ja gerade auf die Auswirkungen einer *lokalen* Temperaturänderung ankommt.

Ein ausführliches Modell zur physikalischen Beschreibung von dünnen Mikrobrücken (ohne aber deren Anwendung als HEBs zu berücksichtigen) lieferten bereits in den Siebziger Jahren Skocpol, Beasley und Tinkham [SKOCPOL *et al.*, 1974], seitdem auch als SBT–Modell bezeichnet. Das Modell nimmt an, dass sich ein durch die Ohmsche Wärme selbstheizender Bereich (“*Hot Spot*”) von variabler Größe in der Mikrobrücke bildet, in dem die Temperatur die kritische Temperatur des Supraleiters übersteigt und der somit resistiv ist, siehe Abb. 2.16. Der Spannungsabfall über die Brücke ist demnach der Spannungsabfall über dem Hot Spot, der wiederum von der genauen Temperaturverteilung und damit von der Größe des Hot Spots abhängt. Ausgehend von diesem Modell kann nun unter Berücksichtigung der Ohmschen Wärme und aller Wärmeflüsse die Strom–Spannungs–Charakteristik berechnet werden.

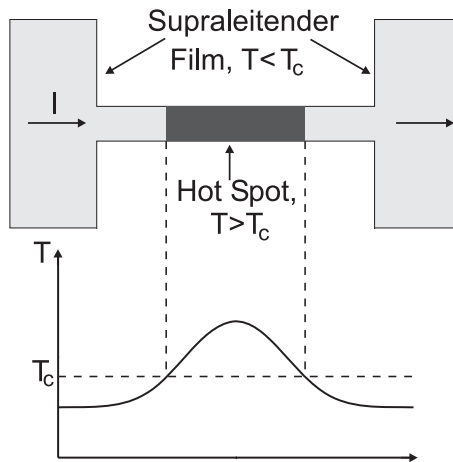


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung und Temperaturverteilung des Hot Spot-Modells von Skocpol, Beasley und Tinkham.

Dieses Modell wurde später von D. Wilms Floet für den Fall einer Mikrobrücke unter Hochfrequenzeinstrahlung erweitert [FLOET *et al.*, 1999]. Das erweiterte SBT-Modell erlaubt in vielen Fällen eine gute Beschreibung der physikalischen Vorgänge in HEB-Elementen. Es hat jedoch das Manko, dass für den resistiven Zustand von einem konstanten (d.h. temperaturunabhängigen) spezifischen Flächenwiderstand ausgegangen wird, während es in der Realität einen kontinuierlichen und teilweise mehrere Kelvin breiten Übergang zwischen dem supraleitenden und dem völlig resistiven Zustand gibt. Beispielsweise war der Übergang der von M. Frommberger hergestellten Proben bei einem T_c von ca. 10 K fast 5 K breit, siehe [FROMMBERGER, 2001, Seite 25]. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Proben zeigen einen schmaleren Übergang [SCHUSTER, 2006], jedoch ist auch hier der Einfluss des Übergangs nicht zu vernachlässigen.

Erst vor kurzer Zeit erschien die erste Arbeit, die das Modell um einen variablen Flächenwiderstand erweitert, siehe [BARENDS *et al.*, 2005].

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau und Signalentstehung

Das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM) bildet das Herzstück der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen. Es ermöglicht eine orts aufgelöste Untersuchung verschiedener Probeneigenschaften, die auf andere Weise nicht oder nur sehr eingeschränkt zugänglich sind.

In diesem Kapitel werden die technischen Details der Messaufbauten zur Proben(vor)charakterisierung und der eigentlichen Messung am TTREM beschrieben; zudem werden die verschiedenen Mechanismen der Signalentstehung diskutiert.

3.1 Messaufbau zur Vorcharakterisierung von Proben

Proben, die im TTREM untersucht werden sollen, werden üblicherweise zunächst im Badkryostaten vorcharakterisiert. Dies hat folgende Gründe:

Zum einen ist der Einbau von Proben in das TTREM aufwändig und langwierig. Neben mehreren Klebestellen, die jeweils erst trocknen müssen, und der nicht einfachen Probenkontaktierung (s.u.) muss zunächst ein ausreichendes Vakuum hergestellt werden, um die Probe schließlich in einer ebenfalls langwierigen Prozedur abzukühlen. Dieser hohe Aufwand rechtfertigt einen Test der zu untersuchenden Probe im

Badkryostat.

Zum anderen können die Messbedingungen im Badkryostat erheblich besser kontrolliert werden. Dies betrifft die Probentemperatur, die im Helium-Bad stets der Siedetemperatur von He, also 4.2 K entspricht¹, während sie im TTREM nie genau bekannt ist und von der Qualität der Klebestellen und weiteren Parametern abhängt. Auch die stets vorhandenen störenden elektromagnetischen Wechselfelder können wesentlich besser abgeschirmt werden. Durch eine Vorcharakterisierung im Badkryostaten können Effekte der ungünstigeren Umgebung im TTREM bestimmt werden.

Die Vorcharakterisierung erfolgte in einem Kryostat aus glasfaserverstärktem Kunststoff (GFK), der eine dreilagige Mumetallabschirmung zur Verringerung von äußeren Magnetfeldern besitzt. Der Kryostat sowie die verwendete Messelektronik (rauscharme Spannungsverstärker und Stromquellen) befand sich in einer Abschirmkammer, die den Aufbau vor dem Einfluss von äußeren elektromagnetischen Feldern bis hin zu ca. 1 GHz schützt.

In den meisten Fällen genügte eine Messung bei $T = 4.2\text{ K}$. Hierfür wird die an einem Standard-Probenstab befestigte und kontaktierte Probe direkt in das flüssige Helium getaucht, was eine sehr gute Ankopplung und damit eine konstante Temperatur gewährleistet.

In einigen Fällen wurde auch bei höheren Temperaturen gemessen. Hierfür wird der Kryostat nur etwa bis zur Hälfte mit flüssigem Helium gefüllt und der Probenstab nur so weit in den Kryostaten eingeführt, dass sich die Probe in einer bestimmten Höhe über dem flüssigen Helium im kalten Heliumgas befindet. Je nach Probenhöhe kann die Temperatur zwischen 4.2 und ca. 50 K variiert werden. Zur Kontrolle der Temperatur wurde ein geeichter Kohlewiderstand verwendet, der sich möglichst nah und auf gleicher Höhe wie die Probe befand.

Zur Erzeugung kleiner Magnetfelder wurde ein Probenhalter mit eingebauter Kupferspule verwendet, wie er in [STRAUB, 2003, Seite 33 f.] beschrieben ist. Mit dieser Spule kann ein Magnetfeld senkrecht zur Filmebene erzeugt werden.

¹Proben mit höherem T_c werden meist im Stickstoff-Bad, also bei ca. 77 K untersucht. Alle in der vorliegenden Arbeit untersuchten Proben mit Ausnahme der in Kap. 7 besprochenen YBCO-SQUIDS weisen aber deutlich niedrigere kritische Temperaturen auf und wurden daher im flüssigen Helium gemessen.

Je nach Art der Probe wurde das hochfrequente Rauschen der Messströme teilweise mit π -Filtern (siehe z.B. [CLAUSS, 2004, Seite 62]) unterdrückt.

Die Charakterisierungsmessungen der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Proben beinhaltete die Aufnahme von Strom-Spannungs-Charakteristiken (IVCs) und $I_c(B)$ -Kennlinien. Sie wurden mit Hilfe eines PCs mit Messkarte und der Software *GoldExI* von Dr. E. Goldobin [GOLDOBIN, 2002] aufgenommen.

3.2 Charakterisierung von Proben in hohen Magnetfeldern

Der im vorhergehenden Kapitel beschriebene Messaufbau ist nur für geringe Magnetfelder ausgelegt. Proben, die in hohen Magnetfeldern (1 mT bis 7 T) untersucht werden sollen, werden daher in einem Metall-Kryostaten mit supraleitenden Magnetfeldspulen in einer *Split Coil*-Anordnung gemessen. Die Magnetfeldrichtung liegt hier in einer festen waagerechten Richtung; der Probenstab ist jedoch um seine vertikale Achse drehbar, so dass die Magnetfeldrichtung beliebig in der waagerechten Ebene variiert werden kann.

Bei derart hohen magnetischen Feldern ist eine Abschirmung äußerer magnetischer Felder nicht nötig, und elektrische Felder werden durch die Metallwand des Kryostaten abgeschirmt, so dass hier auf eine Abschirmkammer verzichtet werden kann.

Ansonsten ist der Messaufbau identisch mit der im GFK-Kryostaten.

3.3 Das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM)

Das TTREM besteht aus einem konventionellen Rasterelektronenmikroskop (*CamScan*, Serie 4), das um ein neues Bildverarbeitungssystem und eine *Kryostufe* erweitert wurde. Eine Kryostufe kombiniert einen Kryostaten mit einem Probenhalter, so dass die zu untersuchende Probe über einen Kaltfinger mit dem Kryogen (flüssiges Helium oder flüssiger Stickstoff) gekühlt werden kann.

3.3.1 Aufbau der Kryostufen

Für das Rasterelektronenmikroskop sind drei Kryostufen verfügbar:

Vor allem für die Untersuchung von Hochtemperatur-Supraleitern geeignet ist die jüngste, mit flüssigem Stickstoff kühlbare Stufe, siehe [GERBER, 1997; GERBER *et al.*, 1997]. Diese Kryostufe wurde beispielsweise für die von R. Straub durchgeführten Vortexabbildungen verwendet, welche die Grundlage für die Analyse der Stromverteilung in YBCO SQUIDS (siehe Kap. 7) bilden.

Zudem existieren zwei weitgehend baugleiche Helium-Kryostufen. Der ursprüngliche Aufbau der älteren Stufe ist in [SEIFERT, 1982] beschrieben. Der Probenhalter wurde von R. Straub neu konzipiert und mit einer zusätzlichen Magnetfeldabschirmung (Mumetall und Blei) ausgestattet [STRAUB, 2003], siehe Abb. 3.1. Die aus Blei bestehende supraleitende Abschirmung wurde für die vorliegende Arbeit durch Niob ersetzt.

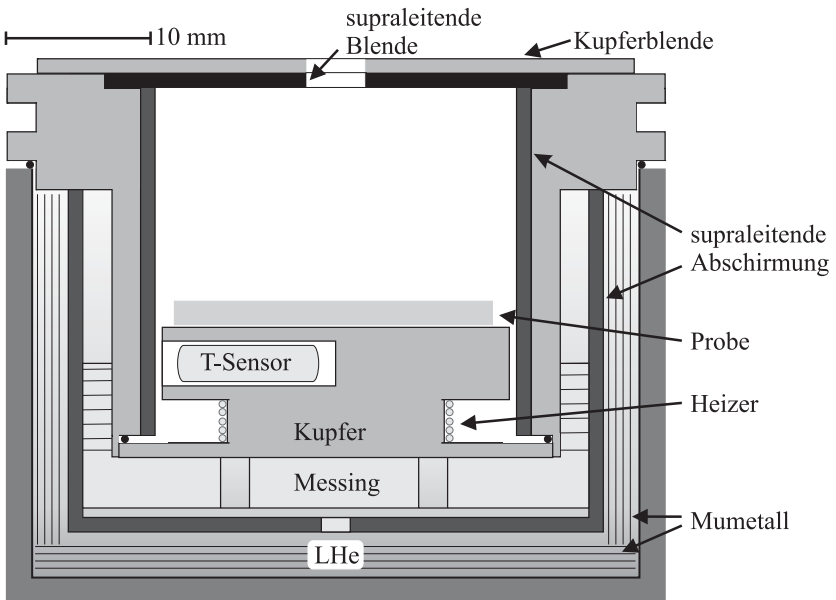


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Probenhalters der He-Kryostufe im TTREM. Abbildung modifiziert aus [STRAUB, 2003].

Diese Kryostufe wurde zur Untersuchung der YBCO–Nb–Zickzack–Kontakte (Kap. 4) und der Hot Electron Bolometer (Kap. 6) verwendet.

Die neuere Heliumstufe wurde von T. Doderer (siehe [DODERER *et al.*, 1990; DODERER, 1991]) konzipiert. Der Probenhalter ist ebenfalls magnetisch abgeschirmt, hier mit Blei. Wesentlicher Unterschied besteht in der Möglichkeit, Magnetfelder in der Probenebene bis maximal 0.7 mT anzulegen. Dies wird über zwei zueinander rechtwinklig angeordnete Helmholtzspulenpaare erreicht. Außerdem besteht hier die Möglichkeit, die Probe mittels eines *Semi-Rigid*–Kabels mit Mikrowellen zu bestrahlen, vgl. [CLAUSS, 2004, Seite 66]. Diese Stufe wurde für die Untersuchung der Josephson–Kontakte mit ferromagnetischer Zwischenschicht (Kap. 5) verwendet.

Beide Stufen besitzen zur Verringerung des Wärmeeintrags in den Helium–Bereich außen einen Tank, den so genannten *Stickstoff–Schild*, der mit flüssigem Stickstoff gefüllt wird und der regelmäßig aufgefüllt werden muss.

Wichtig für eine erfolgreiche Messung im TTREM ist ein gutes Vakuum. Das Vakuum der Elektronenoptik, das Isoliervakuum zwischen Helium–Tank und Stickstoff–Schild und das Isoliervakuum zwischen dem Stickstoff–Schild und der Außenwand der Stufe hängen zusammen und bilden ein gemeinsames Vakuumsystem. Somit muss nur dieses eine System gepumpt werden, was aber den Nachteil hat, dass es relativ viele Dichtungen gibt, wodurch das Vakuumsystem recht anfällig ist. Die hauptsächlich verwendeten Indium–Dichtungen altern und müssen daher von Zeit zu Zeit erneuert werden. Typische Drücke sind bei warmem Kryostaten $2\text{--}3 \cdot 10^{-5}$ mbar, nach Füllen des Stickstoff–Schilds $2\text{--}3 \cdot 10^{-6}$ mbar und bei gefülltem, d.h. kaltem Kryostaten je nach Zustand der Indium–Dichtungen $7 \cdot 10^{-7}$ bis $1 \cdot 10^{-5}$ mbar.

Der Kühlung der Probe durch den Kupfer–Kaltfinger entgegen wirkt der Wärmeeintrag durch die Probenkontaktierung und durch die Wärmestrahlung von der REM–Säule, die sich auf Raumtemperatur befindet. Trotz umfangreicher Maßnahmen zur Verringerung des Wärmeeintrags ist es in der Regel nicht möglich, die Proben unter ca. 6 K abzukühlen.

Um bei tieferen Temperaturen messen zu können, ist es möglich, das Helium–Gas aus dem Kryostaten abzupumpen und somit die Temperatur des flüssigen Heliums auf ca. 1.7 K zu senken.

Die Standzeit einer Helium–Füllung beträgt je nach Güte des Vakuums und der Vorgeschichte (beim Helium–Nachfüllen ist die Standzeit deutlich höher als beim Abkühlen von Raumtemperatur) zwischen 3 und $4\frac{1}{2}$ Stunden.

3.3.2 Messaufbau und Probenkontaktierung in der He–Kryostufe

Für den Einbau einer Probe in die He–Kryostufe wird in der Regel derselbe Probenhalter verwendet wie in Kap. 3.1 beschrieben. Die Probe wird in diesen Probenhalter eingeklebt und mit $25\ \mu\text{m}$ dicken Aluminium–Drähten *gebondet*, d.h. kontaktiert. Der Probenhalter selbst wird auf den Kupfer–Kaltfinger (siehe Abb. 3.1) geklebt, die weitere Kontaktierung erfolgt mit 80 bis 200 nm dicken Kupferdrähten. Geklebt wird in beiden Fällen mit *Leitsilber*. Diese Klebestellen sind entscheidend für eine gute thermische Ankopplung der Probe an das flüssige Helium, so dass hier auf eine gute Qualität der Leitsilber–Kontaktflächen geachtet werden muss. Eine schlechte Ankopplung hat eine höhere Proben temperatur zur Folge.

In den Kupfer–Kaltfinger ist ein Kohlewiderstand als Temperatursensor eingebaut (siehe Abb. 3.1). Dieser Sensor liegt thermisch näher am flüssigen Helium als an der Probe, da sich zwischen ihm und der Probe noch die beiden beschriebenen Leitsilber–Klebestellen befinden. Er ist daher nur eingeschränkt zur Bestimmung der Proben temperatur verwendbar: Während der Sensor eine Temperatur sieht, die sich nur um einige Zehntel Kelvin von der Heliumtemperatur (4.2 K) unterscheidet, hat die Probe in Wirklichkeit (je nach Qualität der Leitsilber–Klebestellen) meist um die 6 K. Zur Grobkontrolle der Temperatur, insbesondere des Abkühlvorgangs, hat er sich aber als sehr nützlich erwiesen.

In manchen Fällen möchte man die Temperatur kurzfristig erhöhen, beispielsweise um die Probe unter Anlegen eines anderen Einkühlfelds wieder unter die kritische Temperatur zu kühlen. Dafür existieren in beiden Helium–Stufen Heizdrähte, die die Probe auf 20 K und mehr erwärmen können. Bei Verwendung dieses Heizers ist zu beachten, dass jeder Heizvorgang mit einem höheren Verbrauch an flüssigem Helium verbunden ist und daher sparsam eingesetzt werden sollte.

Die Probe wird analog zum Messaufbau im Badkryostaten mit Strom–

und Spannungszuführungen kontaktiert und kann unter Verwendung von rauscharmen Stromquellen und Spannungsverstärkern gemessen werden.

3.3.3 Der Abkühlvorgang

Der Abkühlvorgang ist ein langwieriger und recht kritischer Prozess. Vor dem Abfüllen des flüssigen Heliums sollte zunächst der Stickstoff-Schild gefüllt sein, der Helium-Tank selbst sollte so weit wie möglich abgekühlt sein, was sich am besten mit Hilfe von kaltem Stickstoff-Gas, das über mehrere Stunden durch den Helium-Tank geblasen wird, erreichen lässt².

Beim anschließenden Abfüllen des flüssigen Heliums darf das Helium weder zu schnell noch zu langsam abgefüllt werden, sonst erhöht sich der Helium-Verbrauch unnötig. Nach dem Befüllen des Tanks mit flüssigem Helium dauert es in der Regel bis zu einer halben Stunde, bis der Probenhalter und die Probe vollständig abgekühlt sind.

Auch beim Erreichen der Endtemperatur ist die Temperatur nicht vollständig stabil. Mit Hilfe des in diesem Temperaturbereich äußerst empfindlichen Kohlewiderstands lassen sich auch feinste Temperaturschwankungen messen. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 3.2 gezeigt.

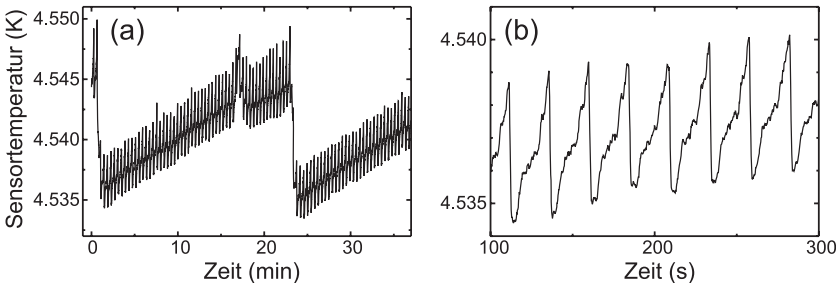


Abbildung 3.2: Messung der zeitlichen Temperaturschwankungen am Sensor. Beide Graphen zeigen dieselbe Messung in einem unterschiedlichen Zeitintervall.

²Versuche, diese Zeit durch das vorübergehende Befüllen mit *flüssigem* Stickstoff zu reduzieren, scheiterten an der Schwierigkeit, den flüssigen Stickstoff wieder vollständig zu entfernen. Bleibt ein Rest flüssiger Stickstoff zurück, gefriert dieser beim Befüllen mit Helium schnell und verstopft die Rohrleitungen.

Im zeitlichen Verlauf der Temperatur erkennt man zwei Perioden: eine große Periode mit einer Schwankung von etwas über 10 mK und einer Dauer von ca. 22.5 Minuten, sowie eine kleinere Periode mit einer Schwankung von etwas über 4 mK und einer Dauer von ca. 24.5 Sekunden.

Durch den Wärmeeintrag siedet das Helium an der Unterseite des Kupfer-Kaltfingers, und es bilden sich Blasen gasförmigen Heliums. Diese können zwar entweichen, jedoch ist es gut vorstellbar, dass sich die Blasen jeweils erst ab einer bestimmten Größe vom Kupferfinger lösen. Je größer die Blase, desto geringer ist die Wärmeankopplung des Kaltfingers, desto wärmer wird also der Kaltfinger und damit die Probe. Die Temperatur sollte demnach mit Bildung einer Blase langsam ansteigen und bei Entweichen der Blase schnell wieder zurücksinken. Genau dieses Verhalten liegt beiden beschriebenen periodischen Temperaturschwankungen zugrunde: ein allmählicher Anstieg und ein plötzlicher Abfall der Temperatur. Es ist vorstellbar, dass es an zwei verschiedenen Stellen jeweils zu einer Blasenbildung kommt, wobei die Maximalgröße und die Wachstumsrate der Blasen unterschiedlich ist, was in den beiden beobachteten Schwankungsperioden resultiert.

Aufgrund der geringen Absolutschwankung (weniger als 20 mK) beeinträchtigen die Schwankungen die Messungen in der Regel nicht. Nur bei Proben, bei denen es auf eine sehr hohe Temperaturstabilität ankommt, kann es zu Problemen kommen. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Proben fallen nicht in diese Kategorie.

Beim ersten Einkühlvorgang funktioniert die Magnetfeldabschirmung häufig noch nicht gut, so dass sich eingefrorener Fluss in den Proben befinden kann. Dieses Problem lässt sich durch einmaliges Heizen (s.o.) der Probe über die kritische Temperatur meist beheben.

3.3.4 Bildaufnahmesystem und Lock-in-Technik

Der gesamte schematische Aufbau ist in Abb. 3.3 dargestellt.

Über die Probe kann über eine rauscharme Stromquelle ein steuerbarer Strom geschickt werden, die erhaltene Spannung wird von einem Vorverstärker aufgenommen und verstärkt. Da bei den meisten Proben kleine Spannungsänderungen durch Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl gemessen werden sollen, wird die *Lock-in*-Technik angewandt.

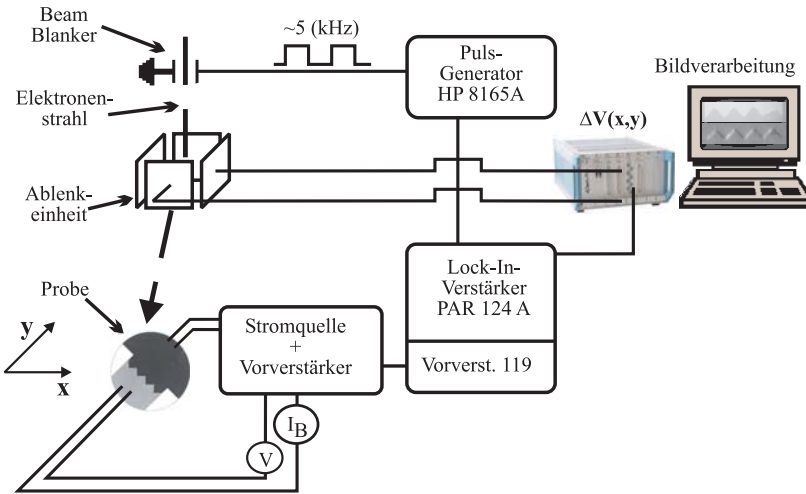


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Messaufbaus für die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie. Abbildung modifiziert aus [STRAUB, 2003].

Ein Pulsgenerator liefert ein Rechtecksignal mit einer Amplitude von 10 V und einer variablen Frequenz im Bereich von 1 bis 10 kHz. Dieses Signal geht zum einen an den *Beam Blanker*, der bei positivem Spannungssignal den Elektronenstrahl unterbricht, also einen gepulsten Elektronenstrahl liefert. Dasselbe Signal geht als Referenz an den Lock-in-Detektor (*PAR 124*), der das von der Probe kommende Spannungssignal damit differentiell und phasensensitiv misst.

Die Steuerung und Messung des Probenstroms und der Probenspannung sowie der eventuell angelegten Magnetfelder werden von einem PC mit zwei Messkarten übernommen. Auch hier wird das Programm *GoldExI* [GOLDOBIN, 2002] verwendet.

Die Steuerung der Elektronenstrahlposition und die Zuordnung des Lock-in-Signals zum Bestrahlungsort wird von einem weiteren PC mit einem *AdWinPro* System (Jäger Messtechnik GmbH) und der speziell für das TTREM entwickelten, auf LABVIEW basierenden Software REMSOFT (siehe [DÖNITZ, 2002; WEBER, 2003]) geleistet. Um ein optimales Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu bekommen, wird über das Lock-in-

Ausgangssignal üblicherweise zehn– bis achtzigtausend Mal gemittelt.

Um eine gute Abbildung zu erhalten, muss das Bild ausreichend zeitlich stabil sein. Das Rasterelektronenmikroskop ist zwar über ein Dämpfungssystem gegenüber den Schwingungen des Bodens geschützt; bei sehr empfindlichen Messungen, die eine hohe Ortsauflösung erfordern, kann es jedoch von großem Vorteil sein, Messungen nachts, d.h. bei deutlich reduzierten Gebäudeschwingungen durchzuführen.

Ebenfalls von Bedeutung sind langsame Verschiebungen des Bildausschnitts im TTREM, die durch mechanische Drifts der Probe oder des Probenhalters, Drifts in der Elektronenoptik oder durch Aufladungseffekte verursacht werden können. Geschwindigkeiten von bis zu $1\ \mu\text{m}$ pro Minute sind hierbei möglich. Abbildungen mit dem TTREM können — je nach Anzahl der Bildpunkte und der Wiederholrate — durchaus 20 Minuten und mehr dauern, so dass solche Drifts nicht unerheblich sind. Da sie aber in der Regel relativ gleichmäßig erfolgen, ist es häufig möglich, sie nach der Bildaufnahme zu korrigieren.

3.4 Signalentstehung im TTREM

Das Prinzip der Tieftemperatur–Rasterelektronenmikroskopie ist mit dem Prinzip des gewöhnlichen REMs identisch: Es beruht auf der ortsgenauen Zuordnung einer *globalen* Messgröße zu einer *lokalen* Anregung. Bei der herkömmlichen Rasterelektronenmikroskopie ist die Anregung der Beschuss mit Elektronen; detektiert wird meist die Anzahl der Rückstreu– oder der Sekundärelektronen. Bei der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Methode dient ebenfalls der “gewöhnliche” Elektronenstrahl als Anregungsquelle, während ein Spannungssignal von der Probe die globale Antwort liefert.

3.4.1 Prinzipien der Signalentstehung

Der Elektronenstrahl wirkt stets als lokale Wärmequelle, da ein Teil der Energie des Elektronenstrahls am Bestrahlungsort absorbiert und in Wärme umgewandelt wird. Durch die lokale Temperaturerhöhung in der unmittelbaren Umgebung des Bestrahlungsorts wird eine lokale Eigenschaft der zu untersuchenden Probe verändert, welche von Probe zu Probe verschieden sein kann. Die lokale Temperaturerhöhung kann fol-

gende Wirkungen haben:

- Verringerung des lokalen kritischen Stroms $j_c(T)$ von Josephson-Kontakten. Dies bewirkt in einem von einem konstanten Strom $I \gtrsim I_c$ durchflossenen Josephson-Kontakt eine (zusätzliche) Spannung über dem Kontakt, die in guter Näherung proportional zu j_c ist [BOSCH *et al.*, 1985, 1987]³. Insbesondere *verringert* sich die Spannung über einen Kontakt, der an einer Stelle mit negativem j_c bestrahlt wird, da nun der *gegenläufige* Suprastrom unterdrückt wird. Dieser Mechanismus wird für die Untersuchung der YBCO-Nb-Zickzack-Kontakte (Kap. 4) und der Josephson-Kontakte mit ferromagnetischer Zwischenschicht (Kap. 5) verwendet.
- Erhöhung des lokalen Widerstands von Proben, die sich im Übergangsbereich zwischen normal- und supraleitendem Bereich befinden. Dies wird zur Abbildung der stabilen Hot Spots in Hot Electron Bolometern (Kap. 6, insbesondere Kap. 6.3) verwendet.
- Induktion eines Hot Spots: Ein sehr dünner, supraleitender Film kann durch eine lokale Erwärmung lokal in den normalleitenden Zustand versetzt werden. Die dort dissipierte Leistung erwärmt dann den Film in einem größeren Bereich (dem Hot Spot) über T_c , vgl. Kap. 2.7. Dies findet in Kap. 6, insbesondere Kap. 6.4 Anwendung.
- Erhöhung der Londonschen Eindringtiefe λ_L bzw. der Pearl-Länge Λ , wodurch sich die lokale Strom- und Magnetfeldkonfiguration ändern kann. Dies kann zur Abbildung von Flussquanten und zur Bestimmung der Stromverteilung in SQUID-Washern genutzt werden, siehe Kap. 7.

3.4.2 Temperaturverteilung durch den Elektronenstrahl

Auch wenn der Durchmesser des Elektronenstrahls deutlich kleiner ist als $1 \mu\text{m}$, wird sich stets ein größerer Bereich bilden, in dem die Temperatur durch die Wirkung des Elektronenstrahls erhöht ist. Die Elektronen

³Unter bestimmten Bedingungen spielt zusätzlich zu diesem lokalen Effekt auch noch ein nichtlokaler Effekt eine Rolle, der in Kap. 4.3 diskutiert wird.

geben beim Auftreffen auf die Probe nicht sofort ihre gesamte Energie ab, sondern verlieren sie durch fortgesetzte Streuprozesse in der so genannten Streubirne, einem Bereich unterhalb des Bestrahlungsortes an der Oberfläche. Aber auch wenn die Elektronen ihre Energie an einem Punkt verlieren würden, würde sich eine durch die Wärmeleitfähigkeiten von Substrat und Film bestimmte Temperaturverteilung einstellen, die den bekannten Wärmeleitungsgleichungen genügen muss.

Für Untersuchungen im TTREM ist zwischen den beiden Fällen tiefer und höherer Temperaturen zu unterscheiden. Für die Untersuchung von Hochtemperatur-Supraleitern, die meist bei der Siedetemperatur von Stickstoff (77 K) durchgeführt werden, spielt der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Film und Substrat keine Rolle, und die Verteilung wird je nach Filmstärke von den Wärmeleitungseigenschaften des Films bzw. des Substrats bestimmt. Berechnungen zu verschiedenen Modellen für das entstehende Temperaturprofil finden sich in [GROSS und KOELLE, 1994] und [CLEM, 2006].

Für den Fall tiefer Temperaturen (Kühlung der Proben mit flüssigem Helium) spielt die thermische Ausheillänge η eine wichtige Rolle, die definiert ist als

$$\eta = \sqrt{\frac{\kappa_F d}{\alpha}} \quad ,$$

wobei κ_F die thermische Leitfähigkeit des Films, d die Filmstärke und α der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Film und Substrat ist. Ein Modell für Filmstärken von der Größenordnung der Strahlreichweite findet sich in [GROSS und KOELLE, 1994]. Die Temperaturerhöhung ist für dieses Modell proportional zur Strahlleistung, also zum Strahlstrom I_S und zur Beschleunigungsspannung U_S . Für extrem dünne Filme gilt dies nicht mehr: hier sollte die im Film deponierte Leistung nur schwach von U_S abhängen, da nun der Hauptanteil der Strahlleistung im Substrat deponiert wird. Bei Erhöhung der Beschleunigungsspannung vergrößert sich dieser Bereich, die deponierte Leistung im dünnen Film an der Oberfläche sollte sich aber nur wenig ändern.

3.4.3 Wahl des Arbeitspunkts und der Strahlparameter

Wichtig für eine erfolgreiche Abbildung mit dem TTREM ist die Wahl eines geeigneten Arbeitspunkts, d.h. die Einstellung der Parameter Bias-

strom I_B , Temperatur T und manchmal auch äußeres Magnetfeld B . Liegt der Arbeitspunkt zu weit von allen kritischen Parametern entfernt ($I_B \ll I_c$, $T \ll T_c$ und $B \ll B_c$), wird die Probe bei Bestrahlung supraleitend und damit spannungsfrei bleiben, so dass kein Spannungssignal auftritt.

Meist ist daher ein Arbeitspunkt geeignet, in dem die Probe bereits gerade resistiv ist. Am leichtesten lässt sich dies mit Hilfe des Biasstroms $I_B \gtrsim I_c$ erreichen. Dies hat zwei Vorteile: zum einen weisen die meisten Proben in diesem Bereich einen hohen differentiellen Widerstand $\frac{dV}{dT}$ auf, was eine relativ große Spannungsänderung und damit ein relativ großes Signal bei einer kleinen lokalen Temperaturerhöhung zur Folge hat, zum anderen kann hier die Spannung unter geeigneten Bedingungen auch geringer werden, so dass man auch negative Signale erhält, die eine Interpretation einfacher machen. Bei hysteretischen IVCs empfiehlt sich eine Messung auf dem unteren Ast, da der obere in der Regel nicht stabil ist.

Bei zu großen Strahlleistungen besteht die Gefahr, dass der Elektronenstrahl selbst als so große Störung wirkt, dass das System seinen Zustand ändert und nach Bestrahlung anders ist als vor der Bestrahlung. Daher sollten die Strahlparameter so klein wie möglich, aber so groß wie für ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis nötig sein. Oft muss man hier den geeigneten Kompromiss finden, der von Probe zu Probe unterschiedlich ist. Die in dieser Arbeit verwendeten Strahlströme I_S bewegten sich zwischen einigen pA und einigen nA, also über drei Größenordnungen, die verwendeten Beschleunigungsspannungen U_S dagegen "nur" zwischen 5 und 20 kV.

Manche Proben reagieren empfindlich, d.h. mit einer Änderung ihres Zustands, auf kleine elektrische Entladungen. Diese können im REM entstehen, wenn nichtleitende Stellen (z.B. das freiliegende Substrat) neben der Probe getroffen werden. Dort bilden sich durch die deponierten Elektronen Aufladungen, die sich spontan wieder entladen können. Meist hilft hier eine Verringerung des Strahlstroms, bei manchen Proben muss jedoch jede Bestrahlung von nichtleitenden Stellen vermieden werden. Dies ist nicht einfach, da beispielsweise die Wahl des zu messenden Bildausschnitt ein REM-Oberflächenbild, also eine Bestrahlung in einem größeren Bereich voraussetzt.

Kapitel 4

YBCO–Niob–Zickzack– Kontakte

Aus zwei verschiedenen Supraleitern bestehende Josephson–Kontakte sind meist schwieriger herzustellen als Kontakte mit nur einem supraleitenden Material. Dies gilt insbesondere für Josephson–Kontakte aus einem konventionellen, metallischen Supraleiter und einem Hochtemperatursupraleiter. Erst seit wenigen Jahren gelingt es, solche Kontakte in einer akzeptablen und wiederholbaren Qualität herzustellen. Dabei verspricht die Untersuchung solcher Kontakte wichtige Ergebnisse zum Verständnis der Hochtemperatursupraleitung, unter anderem weil die Ergebnisse meist leichter interpretierbar sind als reine Hochtemperatursupraleiter–Kontakte.

In den in der vorliegenden Arbeit untersuchten YBCO–Niob–Zickzack–Kontakten¹ sollte ursprünglich — aufbauend auf der Doktorarbeit von R. Straub [STRAUB, 2003] — mit dem TTREM die Supra­stromverteilung abgebildet werden. Da sich aber bereits bei der Probencharakterisierung deutliche Hinweise auf das Auftreten von gebundenen Andreev–Zuständen (ABS) ergaben, wurden die Charakterisierungsmessungen ausgeweitet. Die Analyse der ABS bildet ein wichtiges eigenständiges Ergebnis, das in Kap. 4.2 dargestellt wird. Die Abbildung von Josephson–Strömen wird in Kap. 4.3 vorgestellt.

¹Vgl. Kap. 2.3, insbesondere Abb. 2.9.

4.1 Untersuchte Proben

Die in dieser Arbeit untersuchten YBCO–Nb–Rampenkontakte wurden von Ariando von der Universität Twente in Enschede, Niederlande, hergestellt. Der genaue Herstellungsprozess der Rampenkontakte ist in [SMILDE, 2001] und [SMILDE *et al.*, 2002b] ausführlich dargestellt, hier soll nur eine kurze Übersicht gegeben werden: Auf einem $5 \times 10 \text{ cm}^2$ großen SrTiO_3 -Substrat wird durch Laserablation zunächst die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -Schicht (150 nm Dicke) und anschließend eine Schicht SrTiO_3 (100 nm) aufgebracht. Dann wird unter Verwendung einer Fotolackmaske unter einem Winkel von 45° mit Ar^+ -Ionen geätzt, so dass die ca. 20° steile Rampe entsteht. Nun wird eine Zwischenschicht aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (ca. 5 nm), dann die eigentliche Barrierenschicht Au (12–14 nm) und schließlich eine weitere Schicht Nb (140 nm) als Gegenelektrode aufgebracht. Die letzten drei Schichten werden in einem letzten Schritt mit Ionenätzen strukturiert. Ein Querschnitt des so entstandenen Rampenkontakts ist in Abb. 4.1 (a) gezeigt.

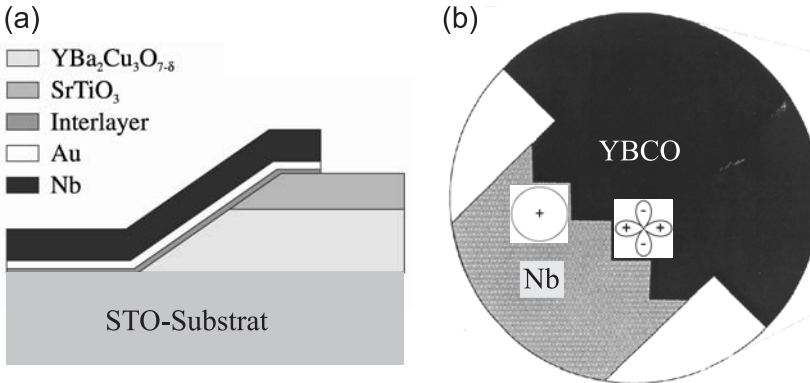


Abbildung 4.1: (a) Rampenkontakt im Querschnitt. Die Au-Dicke beträgt 14 nm (Probe TS1) bzw. 12 nm (TUE3 und TUE4). Der Interlayer besteht aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. (b) Zickzack-Kontakt B in der Aufsicht. Die Facetten sind abwechselnd in (100)- und (010)-Richtung angeordnet, so dass je zwei benachbarte Facetten eine Phasendifferenz von π aufweisen. Abbildung modifiziert aus [STRAUB, 2003].

Messungen des kritischen Josephsonstroms unter Anlegen von Magnetfeldern parallel und senkrecht zur Filmebene zeigen, dass der Transport in c -Achsenrichtung, d.h. senkrecht zum Film, praktisch vernachlässigbar ist und der Strom ausschließlich in ab -, also Film-Ebene fließt.

Ein Teil der Kontakte ist im so genannten Zickzack-Design realisiert, siehe Abb. 4.1 (b). Dabei besteht der Kontakt aus mehreren, identisch breiten Facetten, die abwechselnd in der (100)- und (010)-Richtung der YBCO-Kristallstruktur angeordnet sind. Dadurch entsteht beim Cooperpaar-Tunneln durch den Kontakt eine Phasendifferenz von π zwischen zwei jeweils benachbarten Kontakten².

Das Layout der verschiedenen Kontakte (A–J) auf einem Chip ist in Abb. 4.2 dargestellt. Die Art der jeweiligen Kontakte ist in Tab. 4.1 aufgeführt.

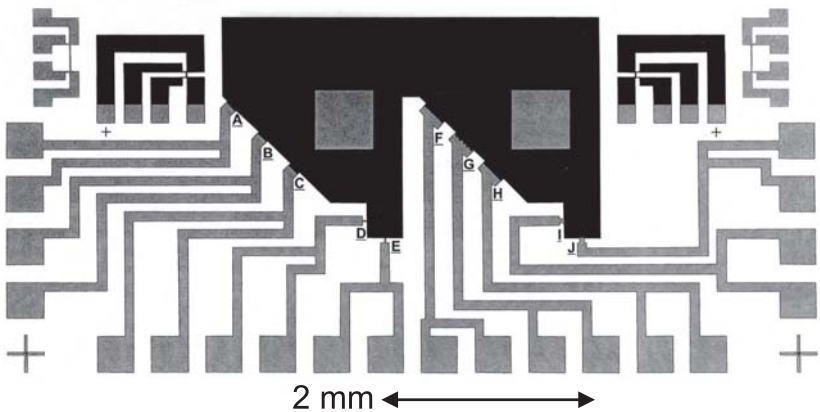


Abbildung 4.2: Layout des vermessenen Chips. Schwarze Bereiche bestehen aus YBCO, graue aus Niob. Die Rampenkontakte A–J sind in Tabelle 4.1 erläutert. Abbildung modifiziert aus [STRAUB, 2003].

²Tatsächlich ist das YBCO “verzwillingt”, d.h. jede Facette hat sowohl (100)- wie auch (010)-Anteile. Dies wirkt sich aber nicht auf die π -Phasendifferenz zwischen benachbarten Facetten aus. Aus Gründen der Einfachheit kann daher diese Bezeichnung beibehalten werden.

Tabelle 4.1: Parameter der Kontakte auf jedem Chip. Vier Proben haben Zickzack-Design, dazu sind je zwei Proben gerade Kontakte in den Kristallrichtungen (100), (010) und (110).

Kontakt	Art	Facettenanzahl	Facettenlänge (μm)
A	Zickzack	40	5
B	Zickzack	8	25
C	(110)	1	140
D	(100)	1	5
E	(010)	1	5
F	Zickzack	80	5
G	Zickzack	10	40
H	(110)	1	280
I	(100)	1	50
J	(010)	1	50

Die drei untersuchten Chips unterscheiden sich nur in der Dicke der Au-Schicht (nach Angabe der Hersteller 14 nm für *TS1* bzw. 12 nm für *TUE4* und *TUE3*, [ARIANDO, 2005]). Die Kontakte auf Chip *TS1* zeigen die kleinste Suprastromdichte und damit die größte Josephson-Eindringtiefe λ_J , alle Kontakte sind hier im kurzen Limit. Die Kontakte des Chips *TUE4* haben bereits höhere Stromdichten, so dass die Kontakte teilweise im Grenzbereich zwischen kurzem und langem Limit liegen. Der Chip *TUE3* zeigt die größten Stromdichten, die Kontakte befinden sich hier im langen Limit. Da die Suprastromdichten auf einem Chip von Kontakt zu Kontakt recht stark variieren können³, kann keine für einen ganzen Chip einheitliche Josephson-Eindringtiefe angegeben werden.

³Die Hersteller der Proben schreiben über die bei ähnlichen Proben gefundenen Variationen in der Suprastromdichte: “Small variations in the thickness of the Au barrier layer ... may well account for a considerable part of this J_c difference.”, siehe [ARIANDO *et al.*, 2005].

4.2 Probencharakterisierung und gebundene Andreev–Zustände

Wie in Kap. 2.5 beschrieben, beruhen *zero-bias conductance peaks* (ZBCP), d.h. eine erhöhte differentielle Leitfähigkeit $G(V) = \frac{dI(V)}{dV}$ bei betragsmäßig kleinen Biasströmen⁴, auf dem Entstehen von so genannten *Andreev Bound States* (ABS). ABS bilden sich nur an Grenzflächen von Supraleitern mit $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie und dienen damit als Indikatoren für diesen Symmetrie-Typ des Ordnungsparameters. Bislang sind ZBCPs in drei verschiedenen Systemen experimentell beobachtet worden: in NIS_d -, S_dIS_d - und S_dIS_s -Kontakten⁵. Während ABS in NIS_d -Kontakten bereits experimentell ausführlich untersucht wurden und theoretisch gut verstanden sind (siehe Kap. 2.5), sind S_dIS_d -Kontakte experimentell wesentlich weniger gut untersucht worden (siehe [EKIN *et al.*, 1997], [ALFF *et al.*, 1998] und [CHESCA *et al.*, 2005]). Ähnliches gilt für Systeme mit S_dIS_s -Kontakten: die hierzu gemachten Untersuchungen (siehe [WILKINS *et al.*, 1990], [APRILI *et al.*, 1998] und [COVINGTON und GREENE, 2000]) beruhen auf der *Raster-Tunnel-Mikroskopie* (STM). Diese Messungen haben den gravierenden Nachteil, dass die kristallographische Richtung des Tunnels bei der Messung nicht genau bekannt ist und sich auch von Messung zu Messung ändern kann.

Das Besondere an SIS -Systemen ist, dass Cooperpaar- und Quasiteilchentunneln gleichzeitig stattfinden können. Eine Kombination beider Eigenschaften erlaubt daher eine genauere Aussage über die Symmetrie des Ordnungsparameters. Bisherige Untersuchungen haben allerdings jeweils nur einen der beiden Aspekte berücksichtigt. Während die oben genannten Untersuchungen sich auf das Quasiteilchentunneln und die gebundenen Zustände beschränken, gibt es beispielsweise zu S_dIS_s -Kontakten auch Untersuchungen, die sich nur auf das Cooperpaar-Tunneln (siehe [SMILDE *et al.*, 2002a] und [SMILDE *et al.*, 2002b]) konzentrieren. In diesem Kapitel konnte mit den hier betrachteten S_dIS_s -Kontakten zum ersten Mal ein direkter Vergleich gezogen werden.

⁴Nicht zu verwechseln mit dem spannungsfreien Josephson-Strom, der bei betragsmäßig noch deutlich kleineren Strömen auftritt und dessen differentielle Leitfähigkeit divergiert.

⁵Wie in Kap. 2 werden auch hier wieder folgende übliche Abkürzungen benutzt: I für Isolator, N für ein Normalmetall und S_s bzw. S_d für einen Supraleiter mit s - bzw. d -Wellensymmetrie des Ordnungsparameters.

Die untersuchten Proben, bestehend aus YBCO/Au/Nb–Rampenkontakten, scheinen auf den ersten Blick S_dNS_s –Kontakte zu sein und somit nicht auf die oben beschriebene Theorie zu passen. Wie aus den Experimenten jedoch ersichtlich werden wird, scheint sich an der Grenzfläche eine dünne isolierende Tunnelbarriere zu bilden; zusätzlich sorgt der Proximity–Effekt in der Au–Schicht dafür, dass sich der ganze Kontakt wie ein S_dIS_s –Kontakt verhält.

Durch die verschiedenen Kontaktgeometrien können die verschiedenen Tunnelrichtungen relativ zur YBCO–Kristallstruktur detailliert untersucht werden, und zwar sowohl das Cooperpaar–Tunneln wie auch das Quasiteilchen–Tunneln. Das Cooperpaar–Tunneln lässt sich hierbei durch Anlegen eines Magnetfelds “abschalten”, so dass das Quasiteilchen–Tunneln auch getrennt untersucht werden kann. Alle in diesem Kapitel genannten Magnetfelder sind senkrecht zur Filmebene angelegt, also in (001)–Richtung des YBCO–Kristalls.

In den folgenden Graphen sind Daten des Chips *TUE4* gezeigt, die Ergebnisse gelten aber qualitativ auch für die anderen beiden Chips.

4.2.1 Josephson–Tunneln

Die untersuchten Proben zeigen für 4.2 K und ohne angelegtes Magnetfeld eine hysteretische IVC (siehe den Inset in Abb. 4.3 (b)), die durch das RCSJ–Modell (vgl. Kap. 2.3) beschrieben werden kann.

Der kritische Strom in Abhängigkeit von (kleinen) angelegten Magnetfeldern, die $I_c(B)$ –Charakteristik, ist in Abb. 4.3 gezeigt. Für den (100)–Kontakt *I* erhält man ein Fraunhofer–Muster (Abb. 4.3 (a)), wie man es für einen Josephson–Kontakt ohne Phasensprungpunkte erwartet (vgl. Gleichung (2.19), Abb. 2.8). Der (110)–Kontakt *H* verhält sich jedoch qualitativ anders, siehe Abb. 4.3 (b). Hier sieht man *viele*, wild verteilte, jedoch symmetrisch zum Nullfeld liegende Peaks, vergleichbar mit dem bekannten Muster für asymmetrische 45°–Bikristallkontakte in *d*–Wellen–Supraleitern, siehe z.B. [MANNHART *et al.*, 1996]. Das $I_c(B)$ –Verhalten lässt sich durch eine Mikrofacettierung des Kontakts mit ebenso vielen Phasensprungpunkten erklären, siehe [HILGENKAMP *et al.*, 1996] und [MINTS und KOGAN, 1997]. Das I_cR_n –Produkt der beiden Kontakte unterscheidet sich stark: Für den Kontakt *I* findet man $I_cR_n \approx 0.545$ mV, für den Kontakt *H* dagegen nur $I_cR_n \approx 0.018$ mV.

Die Zickzack–Kontakte, die in Kap. 4.3 ausführlich untersucht wer-

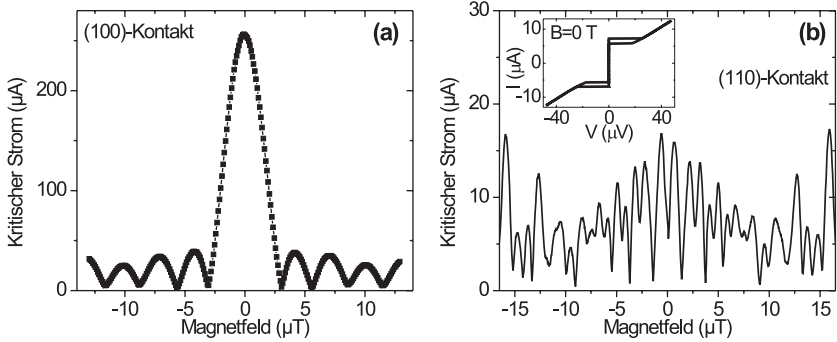


Abbildung 4.3: Kritischer Strom in Abhängigkeit des angelegten Magnetfelds, gemessen bei 4.2 K für (a) den (100)-Kontakt I und (b) den (110)-Kontakt H . Der Inset in (b) zeigt die Strom-Spannung-Kennlinie bei $B = 0$. Abbildung modifiziert aus [CHESCA *et al.*, 2006].

den, zeigen ebenfalls eine mit der d -Wellen-Symmetrie erklärbare Abweichung vom Fraunhofer-Muster.

Zwischen den verschiedenen Tunnelrichtungen bestehen also große Unterschiede, das Josephson-Tunneln ist stark von der Kristallorientierung abhängig.

4.2.2 Quasiteilchen-Tunneln

Abb. 4.4 zeigt Quasiteilchen-Tunnelspektren von den vier verschiedenen Kontakten A , G , I und H bei 4.2 K und bei 9.05 K, also knapp unterhalb der kritischen Temperatur von Nb ($T_{c,Nb} \approx 9.1$ K). Dabei wurde der Josephson-Strom durch ein Magnetfeld von 0.01 T unterdrückt.

Bei 4.2 K wird durch den Proximity-Effekt eine Energielücke in der Goldschicht induziert, die bei Spannungen um ± 1.25 mV als Peaks zu sehen sind. Diese induzierte Energielücke ist etwas kleiner als die Energielücke von Nb, die aus der Messung von YBCO/Nb-Kontakten zu etwa ± 1.4 mV bestimmt wurde (vgl. [WILKINS *et al.*, 1990; GAVALER *et al.*, 1989]). Es wird vermutet, dass die gemessene Energielücke der durch den Proximity-Effekt induzierten Energielücke in der Barrierenschicht entspricht und somit mit zunehmender Barrierendicke abnehmen müsste, vgl. [PILGRAM *et al.*, 2000] und [SCHEER *et al.*, 2001]. Vergleichende

Messungen von B. Chesca an Proben mit einer 30 nm dicken Au–Schicht bestätigen diese Vermutung [CHESCA *et al.*, 2005]. Wie Rechnungen von T. Dahm und B. Chesca zeigen, treten die Peaks zudem bei Spannungen auf, die etwas *höher* sind als die tatsächliche induzierte Energielücke in der Au–Schicht [CHESCA *et al.*, 2006]. Im Folgenden werden diese Peaks der Einfachheit halber als Nb–Peaks bezeichnet.

Bei 9.05 K sind die Nb–Peaks vollständig unterdrückt und es entstehen ausgeprägte ZBCPs. Bei beiden Temperaturen sind die Effekte qualitativ unabhängig von der Kontaktgeometrie.

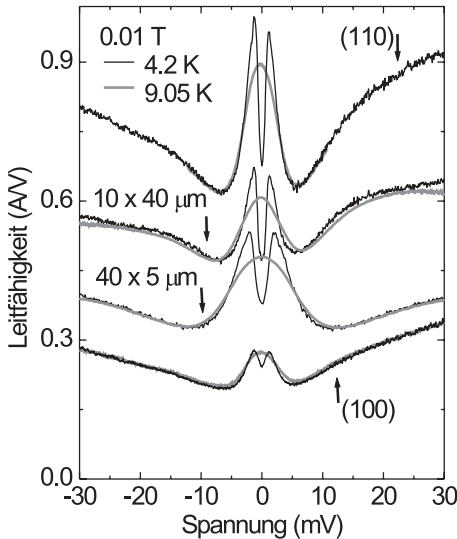


Abbildung 4.4: Tunnelspektren von 4 Kontakten mit verschiedenen Geometrien: die (100)– und (110)–Kontakte I und H, sowie die beiden Zickzack–Kontakte G und A, gemessen bei zwei verschiedenen Temperaturen: 4.2 K — schwarze Linie, und 9.05 K (knapp unter $T_{c,Nb}$) — graue Linie. Hierbei wurde ein Magnetfeld von $B = 0.01$ T angelegt, um den Josephson–Strom vollständig zu unterdrücken. Abbildung modifiziert aus [CHESCA *et al.*, 2006].

In den beiden folgenden Graphen sind die Abhängigkeiten der Tunnelspektren vom angelegten Magnetfeld (Abb. 4.5) und von der Temperatur (Abb. 4.6) dargestellt.

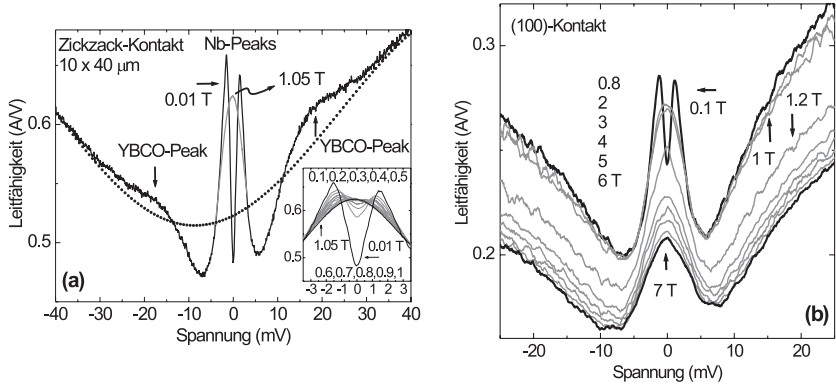


Abbildung 4.5: Tunnelspektren für verschiedene Magnetfelder, gemessen bei 4.2 K. (a) Kontakt A (siehe auch Abb. 4.4) für $B = 0.01$ T in schwarz, $B = 1.05$ T (knapp unterhalb von $B_{c2,Nb}$) in grau. Die gepunktete Linie zeigt die Leitfähigkeit, wie sie ohne Energielücken zu erwarten wäre. Das Inset zeigt die Leitfähigkeitsspektren bei niedrigen Spannungen und elf verschiedenen Werten des Magnetfelds. (b) (100)-Kontakt für zehn verschiedene Werte für B von 0.1 T bis 7 T. Abbildung modifiziert aus [CHESCA *et al.*, 2006].

In Abb. 4.5 (a) ist die Magnetfeldabhängigkeit der Leitfähigkeit von Kontakt A gezeigt. Analog zu Abb. 4.4 werden auch durch ein knapp unterkritisches Magnetfeld (hier 1.05 T, bei $B_{c2,Nb} \approx 1.15$ T) die Nb-Peaks zugunsten eines ZBCPs unterdrückt. Zusätzlich ist hier die Energielücke von YBCO als Peaks bei etwa ± 19 mV zu erkennen. Dieser Wert stimmt gut mit bisherigen Messungen der Energielücke in YBCO überein, siehe [APRILI *et al.*, 1998] und [COVINGTON und GREENE, 2000]. Im Inset ist der Übergang von den Nb-Peaks zum ZBCP bei steigendem Magnetfeld gezeigt. Für größere Magnetfelder als $B_{c2,Nb}$ sinkt die Leitfähigkeit sprunghaft ab, da nun das Nb normalleitend ist, siehe Abb. 4.5 (b). Der ZBCP bleibt jedoch auch bei Magnetfeldern bis 7 T praktisch unverändert. Ein Aufspalten des ZBCPs, wie es beispielsweise in [FOGELSTRÖM *et al.*, 1997] theoretisch beschrieben und in [KRUPKE

und DEUTSCHER, 1999] experimentell gefunden worden ist, wird hier nicht beobachtet.

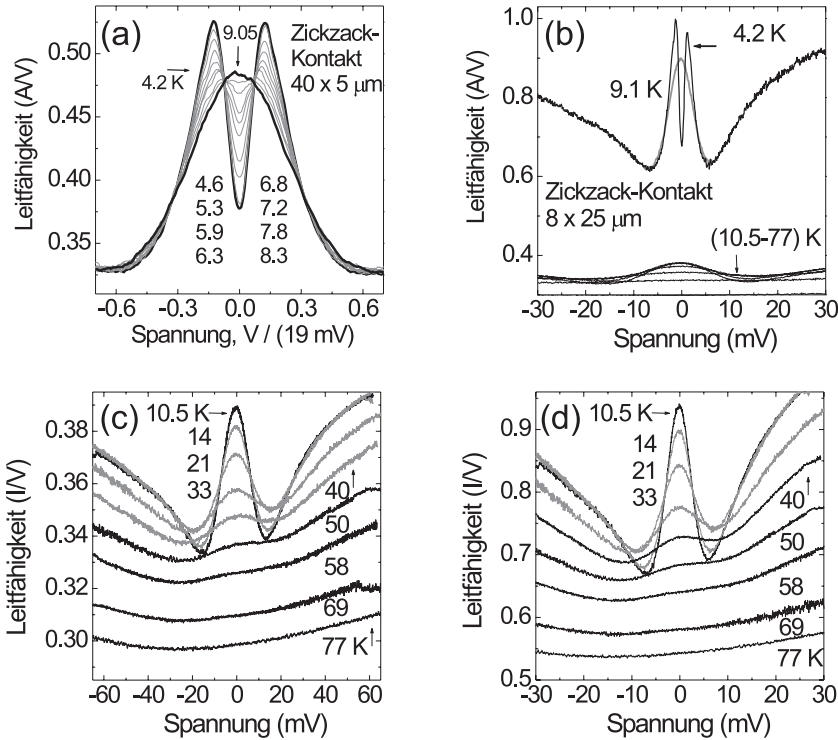


Abbildung 4.6: $G(V)$ für verschiedene Temperaturen, gemessen bei $B = 0.01$ T. (a) $40 \times 10 \mu\text{m}$ Zickzack-Kontakt A bei zehn verschiedenen Temperaturen zwischen 4.2 K und 9.05 K (knapp unter $T_{c,Nb}$). (b)–(d) $G(V)$ von Kontakt B. (b) Temperaturbereich $4.2 \text{ K} \leq T \leq 77 \text{ K}$. (c) Nur Temperaturen $T > T_{c,Nb}$. (d) Wie (c), jedoch unter Abzug des Beitrags des normalleitenden Niob. Abbildung modifiziert aus [CHESCA et al., 2006].

In Abb. 4.6 (a) ist die Leitfähigkeit von Kontakt A bei verschiedenen Temperaturen gezeigt. Ganz analog zur Unterdrückung der Supraleitung in Nb durch Anlegen eines Magnetfelds verschwinden auch hier die Nb-Peaks mit steigender Temperatur nach und nach, so dass bei einer knapp unterkritischen Temperatur (9.05 K) erneut nur der ZBCP übrig

bleibt. Bei Überschreiten der kritischen Temperatur sinkt die Leitfähigkeit schlagartig stark ab, bei einer Erhöhung der Temperatur bis 77 K verschwindet hier allerdings auch der ZBCP. Dies ist exemplarisch für den Kontakt B für alle Temperaturen in Abb. 4.6 (b) und speziell für den Temperaturbereich oberhalb von $T_{c,Nb}$ in Abb. 4.6 (c) gezeigt. Hierbei ist in der auftretenden Spannung zu berücksichtigen, dass das Nb bereits normalleitend ist und zur gemessenen Spannung beiträgt:

$$V_{ges} = V_K + I \cdot R_{Nb} ,$$

wobei V_{ges} die gesamte gemessene Spannung, V_K die Spannung am Kontakt, I der Strom und R_{Nb} der Normalwiderstand des Niobs ist. Zieht man den Beitrag des normalleitenden Niobs wieder ab⁶, so erhält man das korrekte Leitfähigkeitsverhalten des Tunnelkontakts mit den YBCO-Peaks an den korrekten Positionen. Dies ist in in Abb. 4.6 (d) dargestellt.

In beiden Fällen (variierte Temperatur, variiertes B-Feld) zeigt sich, dass das qualitative Ergebnis völlig unabhängig von der Kontaktgeometrie ist. Das bedeutet, dass das Quasiteilchentunneln nicht von der Kristallrichtung abhängt, ganz im Gegensatz zum Josephson-Tunneln, das sehr empfindlich auf die Kristallrichtung ist. Dies kann man nur dann verstehen, wenn man eine (ausreichend ausgeprägte) *Mikrofacettierung* des Kontakts annimmt: In diesem Fall kommen alle Kristallrichtungen an der Grenzfläche vor, d.h. es gibt genügend Stellen, an denen *lokal* die Bedingung für das Ausbilden von ABS erfüllt sind (vgl. Kap. 2.5). Da die Größe der Facetten hierfür keine Rolle spielt, lassen sich aus den Ergebnissen des Quasiteilchentunnelns keine weiteren Aussagen hierüber treffen.

Die Ergebnisse des Josephson-Tunnelns lassen jedoch weitergehende Schlüsse über eine Mikrofacettierung zu, wenn man davon ausgeht, dass sich eine solche Facettierung in einer Modulation von $j_c(x)$ niederschlägt. Gleichung (2.20) liefert einen Zusammenhang zwischen der $j_c(x)$ -Verteilung über den Kontakt und der $I_c(B)$ -Funktion: Letztere ist gerade die Fouriertransformierte von $|j_c(x)|$. Für sehr kleine Variationen von $j_c(x)$ lassen sich somit keine Aussagen treffen, da sich diese — aufgrund der Eigenschaft der Fouriertransformation — erst bei sehr hohen Magnetfeldern bemerkbar machen, die für eine Messung der

⁶ R_{Nb} erhält man durch Vergleich der Widerstände knapp unterhalb und knapp oberhalb der kritischen Temperatur.

$I_c(B)$ -Charakteristik nicht zugänglich sind. Berechnungen verschiedener Modelle für die $j_c(x)$ -Verteilung durch B. Chesca und T. Dahm erlauben jedoch die Bestimmung eines oberen Limits für die Facettenlängen der hier vermessenen Proben: Einige Hundert nm für die (100)-Kontakte bzw. 10 μm für die (110)-Kontakte [CHESCA *et al.*, 2006].

Um die Frage zu beantworten, welches der beiden möglichen Modelle (Faltungsmodell oder Entkopplungsmodell, vgl. Kap. 2.5) den Tunnelprozess von einem d - in einen s -Wellen-Supraleiter besser beschreibt, muss man die Positionen der jeweiligen Energielücken-Peaks betrachten. Diese Peaks treten in den vorgestellten Spektren in der Nähe der für das Faltungsmodell erwarteten Werte, also etwa bei $\Delta_d/e \approx 19\text{ mV}$ für YBCO und bei $\Delta_s/e \approx 1.4\text{ mV}$ (bzw. etwas darunter, s.o.) auf. Im Entkopplungsmodell müsste insbesondere letzterer Wert deutlich höher sein, so dass dieses Modell ausgeschlossen werden kann [CHESCA *et al.*, 2006].

Die normalisierte integrierte Zustandsdichte (*integrated density of states, IDOS*) zwischen -3 mV und $+3\text{ mV}$, d.h. das Integral

$$\int_{-3\text{ mV}}^{3\text{ mV}} \left| \frac{G(V)_B}{G(V)_{B_{c,Nb}}} \right| dv \quad \text{bzw.} \quad \int_{-3\text{ mV}}^{3\text{ mV}} \left| \frac{G(V)_T}{G(V)_{T_{c,Nb}}} \right| dv$$

ist für verschiedene Magnetfelder B bzw. für verschiedene Temperaturen T am Beispiel des Kontakts A in Abb. 4.7 gezeigt.

Die Gesamtzahl der Zustände ist für alle Messungen bemerkenswert konstant; man findet Abweichungen von höchstens wenigen Prozent.

Die Ergebnisse lassen sich somit wie folgt zusammenfassen:

- Durch die Unterdrückung der Supraleitung im Nb durch Magnetfeld oder Temperatur werden die Nb-Peaks unterdrückt, gleichzeitig wird der ZBCP immer deutlicher. Nahe der kritischen Parameter (d.h. $T_{c,Nb}$ und $B_{c2,Nb}$) sind die Nb-Peaks völlig verschwunden und der ZBCP ist maximal ausgeprägt. Die Gesamtzahl der Zustände bleibt hierbei erhalten.

Erhöht man die Temperatur oder das Magnetfeld über den kritischen Wert, sinkt die Leitfähigkeit plötzlich ab. Während eine Erhöhung des Magnetfelds bis 7 T keine wesentliche Änderung des ZBCPs zeigt, kann der ZBCP durch eine Temperaturerhöhung

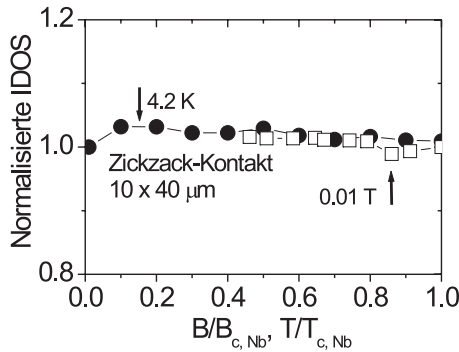


Abbildung 4.7: Normalisierte integrierte Zustandsdichte IDOS (zwischen -3 mV und 3 mV) als Funktion des normalisierten magnetischen Flussdichte $B/B_{c, Nb}$ (schwarze Punkte) und der normalisierten Temperatur $T/T_{c, Nb}$ (weiße Kästchen). Die $G(V)$ -Messungen gegenüber der Temperatur wurden bei 0.01 T , die $G(V)$ -Messungen gegenüber dem Magnetfeld bei 4.2 K durchgeführt. Abbildung modifiziert aus [CHESCA *et al.*, 2006].

stark unterdrückt werden. Eine Aufspaltung des ZBCPs im Magnetfeld wird nicht beobachtet.

Diese Ergebnisse stützen die Annahme der d -Wellen-Symmetrie in YBCO und beweisen die Existenz von gebundenen Andreev-Zuständen an der S_dIS_s -Grenzfläche.

- Das Quasiteilchen-Tunneln ist im Gegensatz zum Josephson-Tunneln von der Kristallrichtung unabhängig, was auf eine Mikrofacetrierung der Kontakte schließen lässt. Aus Modellrechnungen ergeben sich obere Grenzen für die Facettenlängen.
- Aufgrund der Positionen der Nb- bzw. YBCO-Peaks kann zudem die Frage des genauen Tunnelprozesses geklärt werden. Die gefundenen Werte legen nahe, dass das Faltungsmodell dem Entkopplungsmodell vorzuziehen ist.

Die Ergebnisse dieses Kapitels sind in [CHESCA *et al.*, 2006] veröffentlicht.

4.3 Abbildung von Josephson–Strömen

Die ersten Abbildungen von Josephson–Strömen in Josephson–Kontakten mit Hilfe der Tieftemperatur–Rasterelektronenmikroskopie wurden an der Universität Tübingen bereits Mitte der achtziger Jahre durchgeführt [BOSCH *et al.*, 1985, 1987]. Die damaligen Untersuchungen geschahen an “langen” Josephson–Kontakten, d.h. an Kontakten mit einer Kontaktlänge $l > 4 \cdot \lambda_J$.

Das Abbildungsprinzip beruht zum einen auf einer lokalen Änderung des maximalen Suprastroms j_c durch den Elektronenstrahl. Der am Ort x_0 auftreffende Strahl sorgt in einer Umgebung von x_0 für eine lokale Temperaturerhöhung ΔT und damit für eine Verringerung $\Delta j_c(x)$ der lokalen kritischen Stromdichte in dieser Umgebung des Orts x_0 , die wiederum proportional zu $-j_c(x_0)$ selbst ist. Da $j_c(x_0)$ und der tatsächlich fließende Suprastrom $j_S(x_0)$ über die 1. Josephson–Beziehung verknüpft sind (vgl. Kap. 2.3), verringert sich auch $j_S(x_0)$, sofern die lokale Phasendifferenz $\delta(x_0)$ unverändert bleibt. Hierdurch ändert sich auch der gesamte kritische Strom I_c über den Kontakt gemäß $I_c = \int j_S(x) dx$. Die sich aus diesem Beitrag ergebende Änderung des kritischen Stroms ΔI_c ist somit proportional zur lokalen Änderung von $j_c(x)$ bei x_0 :

$$\Delta I_c \propto \Delta j_S(x_0) = \Delta j_c(x_0) \cdot \sin(\delta(x_0)) \propto -j_c(x_0) \cdot \sin(\delta(x_0)) \quad (4.1)$$

Hierbei kann I_c auch erhöht werden: Für $-\pi < \delta(x_0) < 0$ ist $j_S(x_0)$ negativ, d.h. der Strom fließt an der Stelle x_0 entgegen der makroskopischen Stromrichtung. Eine betragsmäßige Verringerung dieser Größe bewirkt gemäß (4.1) eine Erhöhung von I_c .

Neben dem beschriebenen lokalen Beitrag zur kritischen Stromstärke I_c gibt es noch einen weiteren, nichtlokalen Beitrag, der auf der Änderung der ortsabhängigen Phasendifferenz $\delta(x)$ über dem Kontakt beruht [CHANG *et al.*, 1985]. Für kurze Kontakte ist dieser Effekt vernachlässigbar klein, wenn einerseits $T \ll T_c$ gilt und andererseits die Störung durch den Elektronenstrahl “klein” ist, d.h. wenn $\Delta \lambda_L / \lambda_L \ll 1$ ist. In den Untersuchungen im Tieftemperatur–Rasterelektronenmikroskop sind diese Bedingungen in der Regel erfüllt.

Für lange Kontakte kann der nichtlokale Beitrag das Ergebnis *qualitativ* verändern. Die Interpretation solcher Messungen ist daher in der Regel komplexer.

Im Rasterelektronenmikroskop wird an die Probe üblicherweise ein Biasstrom angelegt, der knapp oberhalb des kritischen Stroms des Kontakts liegt. Die lokale Stromdichte entspricht dann näherungsweise gerade der kritischen Stromdichte: $j(x) \approx j_c(x)$.

Am Kontakt liegt somit eine (kleine) Spannung an, die sich nun entgegengesetzt zu ΔI_c verhält: Eine Erhöhung von I_c äußert sich in einer Erniedrigung der Spannung und umgekehrt. Für kleine Änderungen gilt die Näherung $\Delta U \propto -\Delta I_c$. Insgesamt gilt also

$$\Delta U \propto j_S(x_0) = j_c(x_0) \cdot \sin(\delta(x_0)) \quad , \quad (4.2)$$

d.h. aus der Spannungsänderung über der Probe lässt sich direkt auf die lokale Josephson–Stromdichte schließen. Im Falle einer homogenen Probe (d.h. vom Ort unabhängiges j_c) kann man aus dem Spannungssignal $U(x)$ direkt auf die Phasendifferenz $\delta(x)$ schließen.

4.3.1 Untersuchungen anhand eines geraden Vergleichskontakts

Gleichung (4.2) gilt für den Fall des kurzen Kontakts und einer geringen Störung (geringe Leistung des Elektronenstrahls). Durch eine Untersuchung des geraden Josephson–Kontakts J von Chip *TUE4* kann die Gültigkeit dieser Beziehung getestet werden.

Nach Gleichung (2.18) gilt in einem ausgedehnten, aber kurzen Kontakt $j_S(x) = j_c \cdot \sin(\delta_0 + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \frac{x}{a})$, wobei sich die Anfangsphase δ_0 so einstellt, dass das Integral $I_S = \int j_S(x) dx$ maximal wird.

In Abb. 4.8 sind die Fälle $\Phi = 0$, $\Phi = \Phi_0$, $\Phi = \frac{3}{2}\Phi_0$, $\Phi = 2\Phi_0$ und $\Phi = \frac{5}{2}\Phi_0$ dargestellt.

- Für $\Phi = 0$ erhält man eine homogene Stromverteilung $j_S(x) = j_c \cdot \sin \delta_0$ mit maximalem Gesamtstrom für $\delta_0 = \pm n\pi + \frac{\pi}{2}$ ($n = 0, 1, 2, \dots$).
- Für $\Phi = \Phi_0$ bzw. für $\Phi = 2\Phi_0$ findet man eine Stromverteilung der Form $j_S(x) = j_c \cdot \sin(\delta_0 + 2\pi \frac{x}{a})$ bzw. $j_S(x) = j_c \cdot \sin(\delta_0 + 2\pi \frac{2x}{a})$. Da das Integral $I_S = \int j_S(x) dx$ in beiden Fällen für jeden Wert von δ_0 null ist, ist auch jeweils $I_c = 0$. Dargestellt sind die Fälle $\delta_0 = -\pi/2$ bzw. $\delta_0 = \pi/2$.

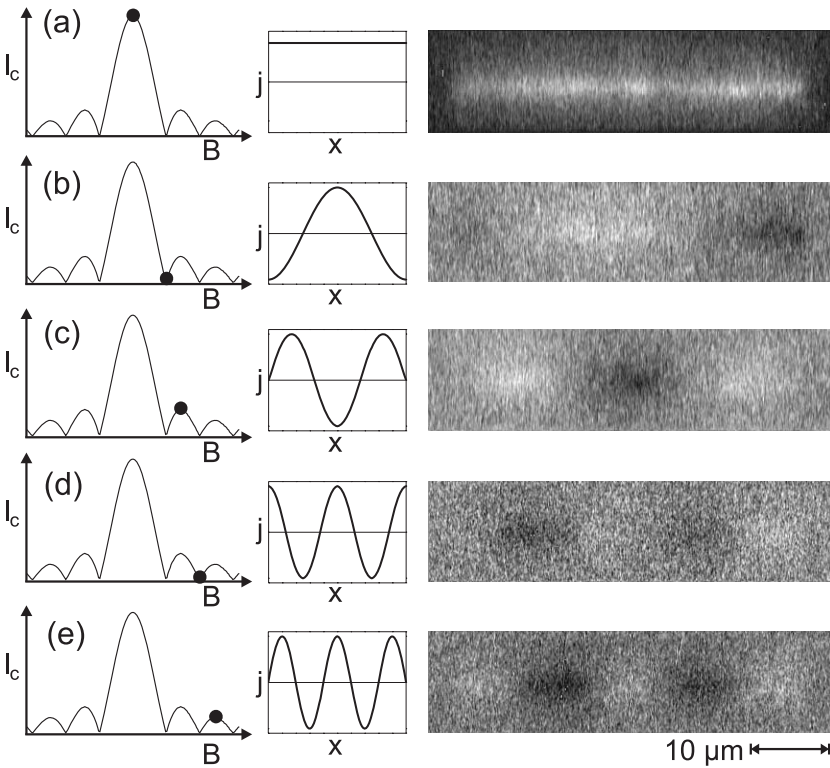


Abbildung 4.8: *Abbildung der Josephson–Stromverteilung im Kontakt TUE4/J für die Fälle (a) $\Phi = 0$, (b) $\Phi = \Phi_0$, (c) $\Phi = \frac{3}{2}\Phi_0$, (d) $\Phi = 2\Phi_0$, (e) $\Phi = \frac{5}{2}\Phi_0$. Dargestellt sind jeweils die Position in der fraunhoferförmigen $I_c(B)$ –Charakteristik, die theoretische Suprastromverteilung $j(x)$ entlang des Kontakts und die Abbildung im Tieftemperatur–Rasterelektronenmikroskop.*

- Für $\Phi = \frac{3}{2}\Phi_0$ bzw. für $\Phi = \frac{5}{2}\Phi_0$ ergibt sich $j_S(x) = j_c \cdot \sin(\delta_0 + 2\pi \frac{3x}{2a})$ bzw. $j_S(x) = j_c \cdot \sin(\delta_0 + 2\pi \frac{5x}{2a})$. Das Integral $I_S = \int j_S(x) dx$ wird in beiden Fällen maximal für $\delta_0 = \pm n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). Dargestellt ist jeweils der Fall $\delta_0 = 0$.

Auf der rechten Seite von Abb. 4.8 sind die jeweiligen Abbildungen mit dem Tieftemperatur–Rasterelektronenmikroskop gezeigt. Ein helles Signal entspricht positiver Spannungsänderung bei Bestrahlung und da-

mit positiver Suprastromrichtung.

Für den magnetfeldfreien Fall ($\Phi = 0$) findet man wie erwartet ein weitgehend homogenes, positives Signal. Für die anderen Fälle entspricht die Verteilung der positiven und negativen Signale gut der theoretisch erwarteten: Beispielsweise sind für den Fall $\Phi = \frac{5}{2}\Phi_0$ die drei Maxima und die beiden Minima (im Bild weiß–schwarz–weiß–schwarz–weiß) gut zu erkennen; entsprechendes gilt für die anderen Magnetfelder.

Die vorgestellten Messungen zeigen, dass — zumindest für den Fall des kurzen Kontakts — dass die Abbildung der Spannungsänderung durch Elektronenbestrahlung direkt die Suprastromverteilung in Josephson–Kontakten liefert. Dieses Ergebnis bestätigt die in der Dissertation von R. Straub vorgestellten Interpretationen der Abbildung kurzer Zickzack–Kontakte [STRAUB, 2003], die im folgenden Kapitel rekapituliert werden soll.

4.3.2 Abbildung von Josephson–Stromverteilungen in Zickzack–Kontakten

Für einen kurzen Josephson–Kontakt bestehend aus N (N gerade) Facetten der Länge a mit einem Phasensprung von π zwischen je zwei Facetten gilt folgende Erweiterung (vgl. [MINTS und KOGAN, 1997]) von Gleichung (2.18):

$$j_S(x) = (-1)^n \cdot j_0 \cdot \sin\left(\delta_0 + 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \frac{x}{Na}\right) \quad , \quad (4.3)$$

wobei n die n -te Facette bedeutet. Der Term $(-1)^n$ entsteht, da der Phasensprung um π an jeder Facette wegen $\sin(\alpha+\pi) = -\sin(\alpha)$ eine Vorzeichenumkehr des Suprastroms erzeugt. Auch hier stellt sich die Phase δ_0 so ein, dass das Integral $I_S = \int j_S(x) dx$ maximal wird. Die Berechnung von I_S lässt sich für diesen Fall analytisch durchführen, vgl. [SMILDE *et al.*, 2002a]. Die Abhängigkeit des kritischen Stroms vom angelegten Magnetfeld ist für das Beispiel $N = 10$ in Abb. 4.9 dargestellt.

Ohne angelegtes Magnetfeld vereinfacht sich Gleichung (4.3) zu

$$j_S(x) = (-1)^n \cdot \sin(\delta_0) \quad , \quad (4.4)$$

siehe Abb. 4.10 (a).

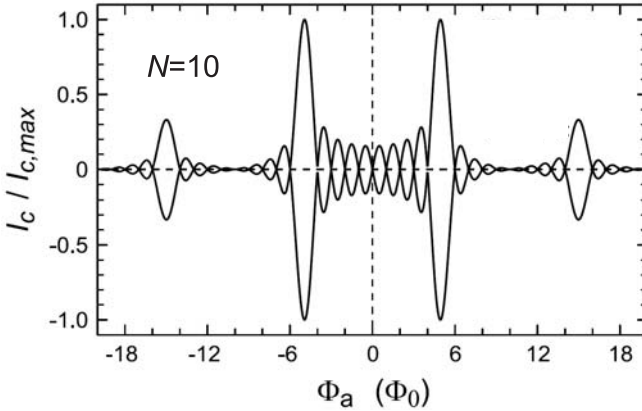


Abbildung 4.9: Theoretische Abhängigkeit des kritischen Stroms vom angelegten Magnetfeld für einen Zickzack-Josephsonkontakt mit 10 Facetten. Abbildung modifiziert aus [SMILDE et al., 2002a].

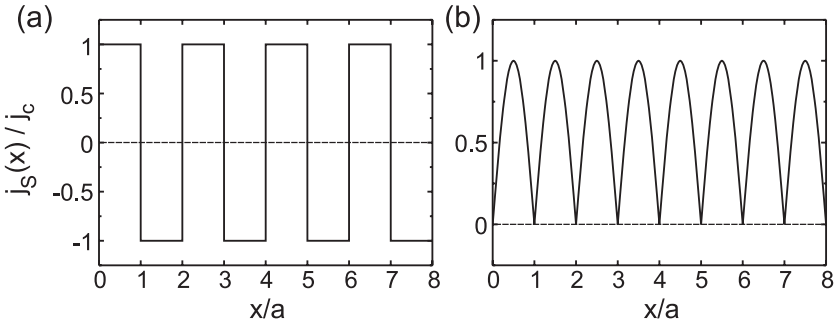


Abbildung 4.10: Verteilung der Suprastromdichte j_s gegenüber der x -Koordinate eines Zickzack-Josephsonkontakts mit 8 Facetten für die Fälle (a) $\Phi = 0$ und (b) $\Phi = \frac{1}{2}\Phi_0 N$.

Dies bedeutet, dass der Suprastrom in jeder Facette den gleichen konstanten Wert hat, jedoch in abwechselnder Richtung über die einzelnen Facetten fließt. Wegen der anfangs vorausgesetzten Geradzahligkeit von

N verschwindet somit der Netto–Suprastrom:

$$I_S = \int_0^{Na} j_S(x) dx = \sin \delta_0 \cdot \int_0^{Na} (-1)^n dx = 0 \quad (4.5)$$

Das maximal mögliche I_S ergibt sich für $\Phi = \frac{1}{2}\Phi_0 N$. In diesem Fall heben sich (mit der Anfangsphase $\delta_0 = \pi$) der Vorzeichenwechsel in der Sinus–Funktion und der Vorzeichenwechsel durch den Term $(-1)^n$ gerade gegenseitig auf, so dass der Suprastrom über den ganzen Kontakt in *eine* Richtung fließt:

$$j_S(x) = (-1)^n \cdot j_c \cdot \sin\left(\delta_0 + \pi \frac{x}{a}\right) = j_c \cdot \left| \sin\left(\pi \frac{x}{a}\right) \right|, \quad (4.6)$$

siehe Abb. 4.10 (b). Integriert man die Suprastromdichte über den Kontakt, so erhält man

$$I_S = \int_0^{Na} j_S(x) dx = \int_0^{Na} j_c \cdot \left| \sin\left(\pi \frac{x}{a}\right) \right| dx = \frac{2}{\pi} \cdot j_c \cdot Na \quad (4.7)$$

Die vorgestellten Betrachtungen konnten bereits anhand von Probe $TS1/B$ in der Arbeit von R. Straub experimentell bestätigt werden [STRAUB, 2003]. Die dort gemessene $I_c(B)$ –Charakteristik sowie die TTREM–Abbildungen zu den beiden diskutierten Fällen $\Phi = 0$ und $\Phi = \frac{1}{2}\Phi_0 N$ sind in Abb. 4.11 dargestellt.

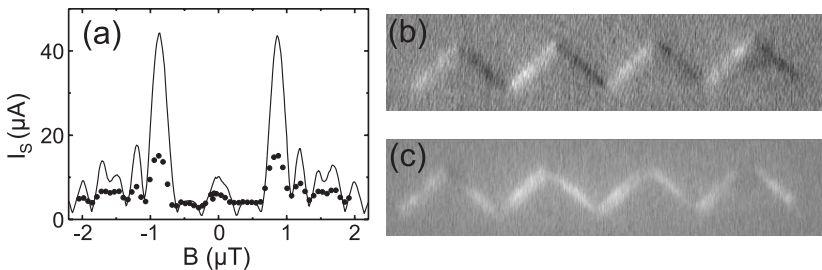


Abbildung 4.11: Messungen von R. Straub am Kontakt $TS1/B$. (a) $I_c(B)$ –Charakteristik im Badkryostaten (Linie) und im TTREM (Punkte). (b) und (c) Abbildung der Josephson–Stromverteilung für $\Phi = 0$ bzw. $\Phi = \frac{1}{2}\Phi_0 N$. Abbildung modifiziert aus [STRAUB, 2003].

Die $I_c(B)$ -Charakteristik (Abb. 4.11 (a)) entspricht — sowohl für die Messung im Badkryostaten als auch für die Messung im TTREM — qualitativ dem vorhergesagten Verlauf. Man erkennt das erwartete scharfe Maximum für ein endliches Feld. Im Nullfeld ist der kritische Strom über den Kontakt klein, jedoch nicht null. Dies ist vermutlich auf eine nicht perfekte Zickzack-Geometrie zurückzuführen, siehe dazu die Simulationsrechnungen in [STRAUB, 2003]. In Abb. 4.11 (b) und (c) sind die entsprechenden Abbildungen der Josephson-Stromverteilung für die beiden besprochenen Fälle gezeigt. Im Nullfeld wechseln sich helle und dunkle Facetten, d.h. Facetten mit wechselnder Suprastromrichtung ab, während im globalen Maximum des kritischen Stroms (bei $\Phi = \frac{1}{2}\Phi_0 N$) alle Facetten hell erscheinen, d.h. hier fließt der Suprastrom in allen Facetten wie vorhergesagt in dieselbe Richtung.

In der vorliegenden Arbeit wurden bei den drei Zickzack-Proben $TUE4/B$, $TUE3/B$ und $TUE3/G$ Abbildungen der Josephson-Stromverteilungen bei verschiedenen Magnetfeldern durchgeführt. Die $I_c(B)$ -Charakteristiken für die drei Proben ist in Abb. 4.12 dargestellt.

Aus der bekannten Probengeometrie lässt sich nun mit Hilfe von Gleichung (2.16) die Josephson-Eindringtiefe und damit die relativen Längen der Kontakte bzw. der Facetten bestimmen, siehe Tab. 4.2.

Die Probe $TUE4/B$ zeigt den niedrigsten kritischen Strom und damit die größte Josephson-Eindringtiefe λ_J , siehe Abb. 4.12 (a). Obwohl die Facettenlänge dreimal so groß ist wie λ_J und die Gesamtlänge damit noch achtmal größer, zeigt die $I_c(B)$ -Charakteristik dieser Probe noch die typische Signatur kurzer Zickzack-Proben mit dem maximalen Suprastrom bei endlichem Magnetfeld und einem relativ großen Bereich mit geringem kritischen Strom für kleine Magnetfelder.

Die beiden Proben B und G des Chips $TUE3$ zeigen ein etwa dreimal kleineres λ_J als Probe $TUE4/B$, entsprechend ist die relative Länge der Kontakte größer. Bei Probe $TUE3/B$ sind die Facetten bereits knapp 10 λ_J lang, bei Probe $TUE3/G$ sogar fast 15 λ_J .

Die $I_c(B)$ -Charakteristik der Probe $TUE3/B$ weist ebenfalls den maximalen Suprastrom im endlichen Magnetfeld auf, siehe Abb. 4.12 (b). Die beiden Peaks sind aber bereits wesentlich schlechter getrennt: Der kritische Strom fällt jeweils nicht so steil zu betragsmäßig geringeren Feldern hin ab, und im Nullfeld findet man immer noch etwa zwei Drittel

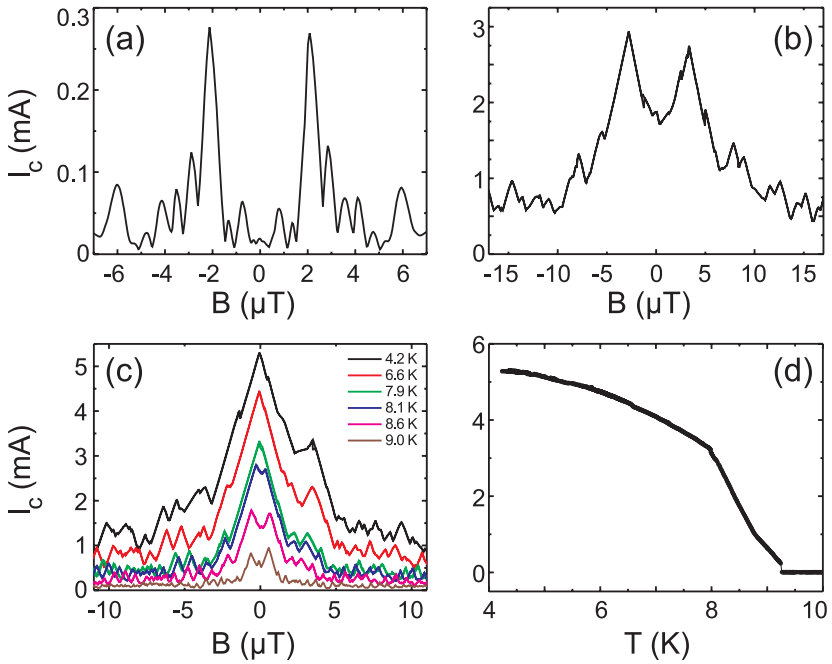


Abbildung 4.12: $I_c(B)$ -Charakteristiken dreier Proben. (a) Probe TUE4/B, (b) Probe TUE3/B, (c) Probe TUE3/G. (d) $I_c(T)$ -Verlauf von Probe TUE3/G im Nullfeld.

Tabelle 4.2: Aus den $I_c(B)$ -Charakteristiken berechnete Parameter (kritische Stromdichte, Josephson-Eindringtiefe, relative Gesamt- bzw. Facettenlänge) der drei untersuchten Proben.

Probe Nr.	max. I_c (mA)	j_c (kA/cm ²)	λ_J (μ m)	Ges.länge (in λ_J)	Facettenlänge (in λ_J)
TUE4/B	0.285	1.49	8.38	24	3.0
TUE3/B	2.94	15.4	2.61	77	9.6
TUE3/G	5.30	13.9	2.75	145	14.5

der maximalen kritischen Stromstärke. Die noch längere Probe *TUE3/G* zeigt nur noch einen Peak, d.h. der maximale Suprastrom fließt im Nullfeld, siehe Abb. 4.12 (c).

Der Übergang im qualitativ unterschiedlichen Verhalten der $I_c(B)$ -Charakteristik (zwei bzw. ein Peak) zwischen den Proben *B* und *G* des Chips *TUE3* lässt sich sehr schön demonstrieren, wenn man bei der längeren Probe *G* die $I_c(B)$ -Charakteristiken bei verschiedenen Temperaturen betrachtet, siehe Abb. 4.12 (c). Durch eine Temperaturerhöhung verringert sich die kritische Stromdichte, wodurch sich wiederum die Josephson-Eindringtiefe gemäß Gleichung (2.16) erhöht, der Kontakt also effektiv kürzer wird⁷. Der Übergang vom ein-Peak- zum zwei-Peak-Verhalten ist gut zu erkennen und findet bei etwa 8.0 K statt. In Abb. 4.12 (d) ist das $I_c(T)$ -Verhalten der Probe im Nullfeld gezeigt, auch hier ist der Übergang gut zu erkennen: Der kritische Strom im Nullfeld sinkt deutlich schneller ab, sobald sich der Peak in zwei Peaks aufspaltet.

Die Ursache für das beschriebene Verhalten bei langen Kontakten liegt in einer Umkonfiguration der Phasendifferenz $\delta(x)$. Je länger der Kontakt, desto "weicher" ist $\delta(x)$, d.h. desto höher ist die Raumfrequenz, auf der sich $\delta(x)$ ändern kann. Für sehr lange Zickzack-Kontakte ist der energetisch günstigste Zustand durch das Vorhandensein von *Semifluxonen* gekennzeichnet. Semifluxonen sind an den Facettengrenzen lokalisierte Pakete magnetischen Flusses von der Größe eines halben Abrikosov-Vortex, also mit $\Phi = \Phi_0/2 = h/4e$, vgl. [GOLDOBIN *et al.*, 2002].

Abbildungen der Josephson-Stromverteilung bei Probe *TUE4/B* bei Magnetfeldern zwischen den beiden Peaks in der $I_c(B)$ -Charakteristik zeigt Abb. 4.13. Hier wie auch in den beiden folgenden Abbildungen ist in der $I_c(B)$ -Charakteristik für jede Abbildung der tatsächliche Biasstrom I_B dargestellt, der ja aufgrund der Messmethode geringfügig über dem kritischen Strom I_c liegt (vgl. Kap. 3.4.3).

Zunächst fällt auf, dass die beiden Peaks nicht wie erwartet symmetrisch zum Nullfeld, sondern um ca. $1 \mu\text{T}$ zu negativen Feldern hin verschoben ist. Zudem ist der Peak bei positiven Feldern deutlich weniger scharf als nach der Messung im Badkryostaten erwartet. Solch eine

⁷Gleichzeitig erhöht sich die effektive Probendicke t_{eff} durch die Erhöhung von $\lambda_{L,Nb}$, was die Josephson-Eindringtiefe λ_J verringert; dieser Effekt ist allerdings deutlich schwächer als der Effekt der verringerten Suprastromdichte.

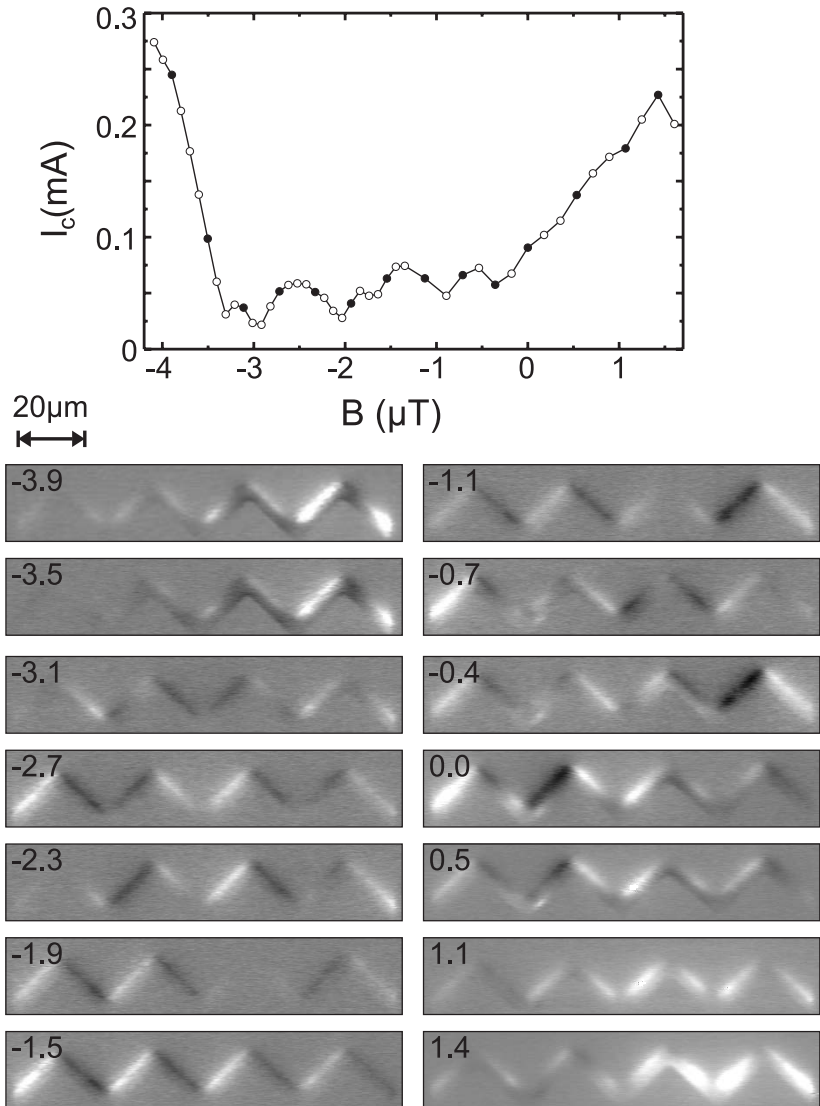


Abbildung 4.13: TTREM-Bilder der Probe TUE4/B bei verschiedenen Magnetfeldern (Angaben in μT). Die gezeigten Bilder sind in der $I_c(B)$ -Charakteristik als schwarz ausgefüllte Kreise angedeutet.

Abweichung der Symmetrie ist möglicherweise durch einen in der Nähe des abzubildenden Kontakts gefangenen magnetischen Fluss zu erklären, der das effektive Feld in einem gewissen Maß verändern kann.

Der Abstand zwischen den Peaks ist gegenüber der Messung im Badkryostaten leicht erhöht, was darauf hindeuten könnte, dass das von der verwendeten Spule produzierte Feld bei gleichem Spulenstrom im TTREM etwas höher ist als im Badkryostaten. Dies ist aufgrund der unterschiedlichen Geometrie der magnetischen Abschirmungen möglich.

In der Mitte der Peaks, hier bei ca. $-1.5 \mu\text{T}$, findet man die erwartete Stromverteilung für den feldfreien Fall, nämlich eine einheitliche Stromrichtung innerhalb der Facetten und eine abwechselnde Stromrichtung von Facette zu Facette. Dies bestätigt die Messungen von R. Straub.

Im Bereich der Peaks, also für die Magnetfelder mit den höchsten kritischen Strömen, gestaltete sich die Abbildung der Stromverteilung problematisch. Für den negativen Feldbereich, also bei ca. $-4.1 \mu\text{T}$, war es nicht möglich, eine stabile Abbildung zu erhalten, da sich der Zustand durch die Bestrahlung oder durch andere störende Einflüsse ständig änderte. Für den positiven Feldbereich, also bei ca. $1.4 \mu\text{T}$, gelang eine stabile Abbildung. Hier ist über einen weiten Bereich eine einheitliche Stromrichtung (weiß) zu sehen, vor allem in den linken Facetten finden sich jedoch auch kleine (schwarze) Bereiche mit umgekehrter Stromrichtung.

Insgesamt ähneln die Abbildungen qualitativ den von R. Straub an der deutlich kürzeren Probe *TS1/B* gemachten. Dies bestätigt, dass sich die Probe *TUE4/B* wie eine Probe im kurzen Limit verhält, was ja bereits aus der $I_c(B)$ -Charakteristik abgeleitet werden konnte.

Die Messungen zu Probe *TUE3/B* sind in Abb. 4.14 gezeigt. In der im TTREM bestimmten $I_c(B)$ -Charakteristik fällt auf, dass die Bereiche mit dem größtem kritischen Strom, also die beiden Peaks, einen etwas größeren Abstand zueinander haben. Dies bestätigt die oben angestellte Vermutung, dass sich die Spuleneichung im TTREM gegenüber der Eichung im Badkryostaten leicht ändert.

Für diese Probe gibt es einige qualitative Unterschiede zu den Messungen an den kurzen Proben:

- Der Wechsel der Stromrichtung erfolgt unregelmäßiger. Dies lässt auf eine "weichere" $\delta(x)$ -Verteilung schließen, was ja für die große relative Länge des Kontakts auch zu erwarten ist.

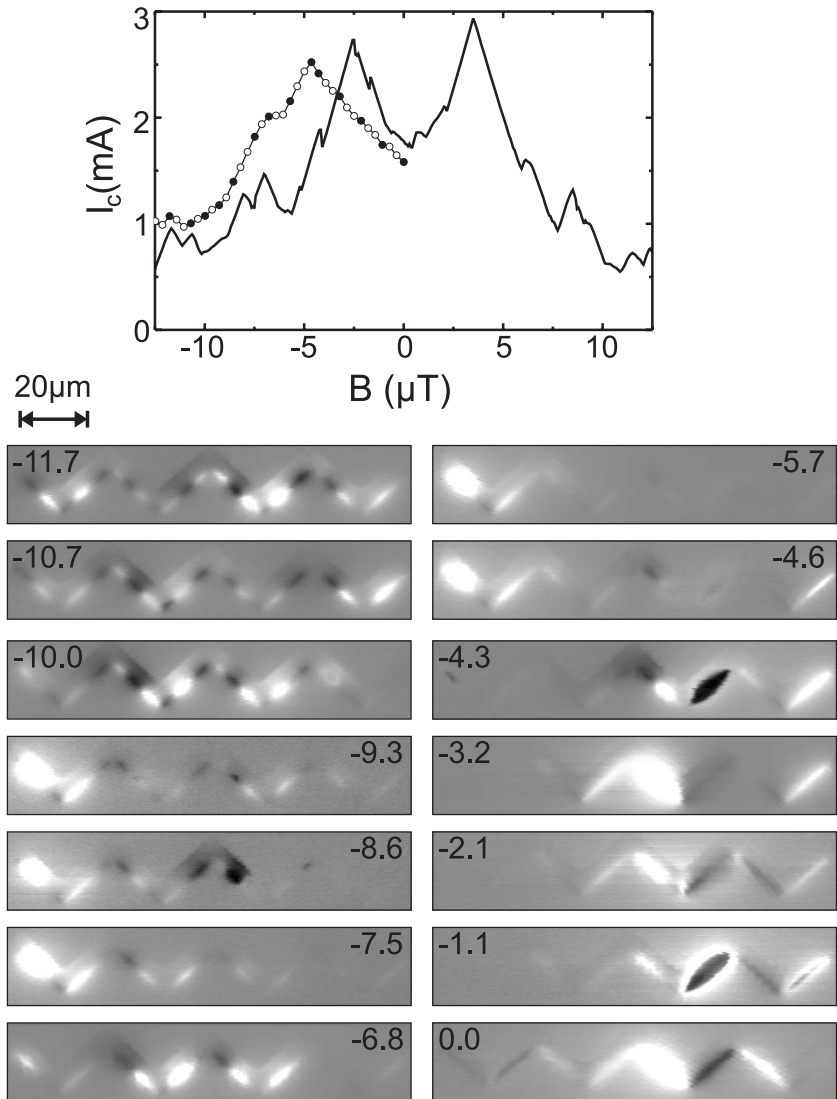


Abbildung 4.14: Wie Abb. 4.13, jedoch für Probe TUE3/B. Die schwarze Linie zeigt zum Vergleich die Messung im Badkryostaten.

- Für betragsmäßig höhere Magnetfelder ist außer dem eigentlichen Kontakt auch der Rand der Niob–Schicht zu erkennen, vgl. den Probenaufbau in Abb. 4.1 (a).
- Für die Abbildungen zu den Feldern -4.3 bzw. $-1.1 \mu\text{T}$ findet man in der Facette ganz rechts ein ungewöhnliches Bild: Während die Facette selbst dunkel ist, ist die Umgebung der Facette hell. Dies ist mit dem einfachen Signalentstehungsmodell für kurze Proben nicht zu erklären.
- Für einige Felder (am deutlichsten für $-5.7 \mu\text{T}$) beschränkt sich der Kontrast auf die beiden Facetten ganz links, die ein sehr starkes Signal zeigen. Nach dem einfachen Modell zur Signalentstehung würde dies bedeuten, dass der Großteil des gesamten Stroms auf diese Facetten konzentriert ist. Eine solche Stromverteilung ist aber nicht realistisch.
- Zwischen zwei benachbarten Messpunkten, hier z.B. zwischen -4.6 und $-4.3 \mu\text{T}$, sind drastische Veränderungen in der Stromkonfiguration möglich.

Diese Beobachtungen legen nahe, dass der auf Seite 60 beschriebene nichtlokale Beitrag zur Signalentstehung nicht mehr vernachlässigbar ist.

Die entsprechenden Abbildungen für die noch längere Probe *TUE3/G* finden sich in Abb. 4.15. Auch hier bestätigt sich die Vermutung einer leicht veränderten Spuleneichung, da der kritische Strom etwas flacher, d.h. langsamer zu höheren Magnetfeldern hin abfällt als bei der Messung im Badkryostaten.

Bei dieser Probe finden sich ähnliche Effekte wie bei Probe *TUE3/B*, die vermutlich Ausdruck des nichtlokalen Beitrags zur Signalentstehung sind, der von Chang et al. vorhergesagt wurde [CHANG *et al.*, 1985] und bei langen Kontakten eine entscheidende Rolle spielt. Insbesondere das bei einigen Feldern auftretende Phänomen eines stark auf die äußersten Facetten konzentrierten Signals ist bei dieser Probe sehr ausgeprägt. Bemerkenswert ist hier, dass sich am Peak (hier von 0.7 auf $1.1 \mu\text{T}$) die Position dieses starken Signals von ganz rechts auf ganz links ändert.

Die Auswirkungen des lokalen und des nichtlokalen Beitrags lassen sich am besten anhand von Linescans entlang der Facetten diskutieren, siehe Abb. 4.16.

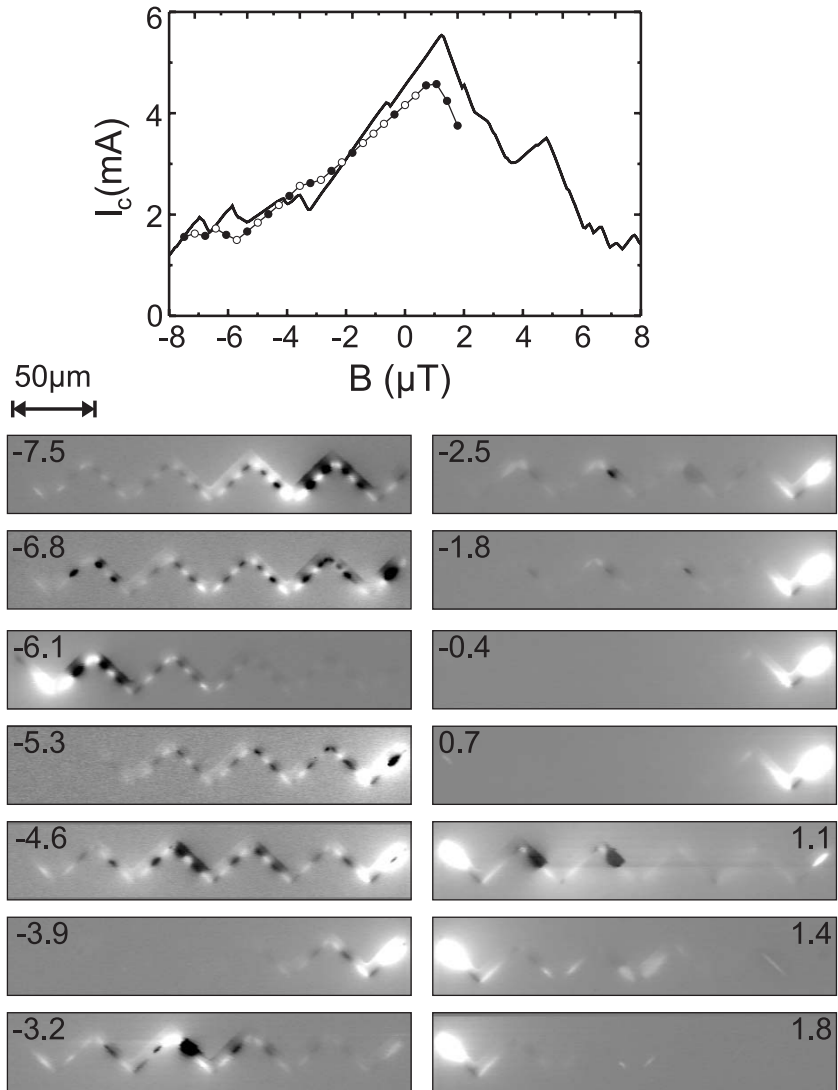


Abbildung 4.15: Wie Abb. 4.13, jedoch für Probe TUE3/G. Die schwarze Linie zeigt zum Vergleich die Messung im Badkryostaten.

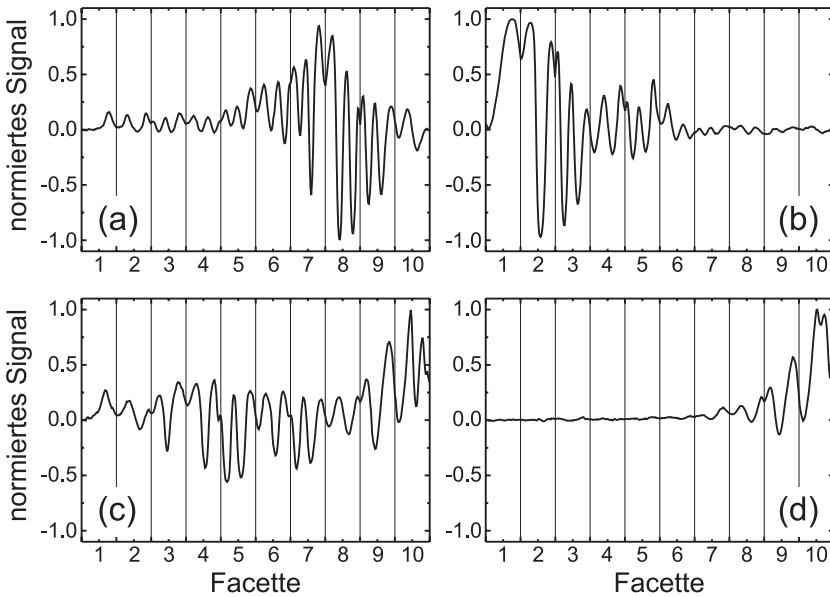


Abbildung 4.16: Linescans von vier TTREM-Abbildungen der Probe TUE3/G. (a) $B = -7.5 \mu\text{T}$, (b) $B = -6.1 \mu\text{T}$, (c) $B = -4.6 \mu\text{T}$, (d) $B = -3.9 \mu\text{T}$. Linescans berechnet durch A. Edele.

In Abb. 4.16 (a) ist der Linescan zur Abbildung $B = -7.5 \mu\text{T}$ gezeigt. Es liegt nahe, dass das lokale Signal deutlich in Form von schnell abwechselnden Stromrichtungen (positives Signal entspricht positiver, negatives Signal negativer Stromrichtung) zu erkennen ist. Die Amplitude dieser Oszillationen (und damit der Bildkontrast) variiert jedoch: In der linken Hälfte ist sie konstant klein, steigt dann um ein mehrfaches an und fällt zum rechten Rand hin wieder ab. Diese Amplitudenfunktion überlagert sich mit den Oszillationen und bildet gleichsam eine "Einhüllende". Da ein solches Verhalten mit der lokalen Antwort nicht zu erklären ist, ergibt sich die Vermutung, dass die Einhüllende ein Effekt des nichtlokalen Beitrags ist. Deutlicher findet man diesen Effekt in Abb. 4.16 (b), der Linescan zu $B = -6.1 \mu\text{T}$: Auch hier ist den Oszillationen eine einhüllende Funktion überlagert. Links ist die Amplitude der Oszillationen sehr groß und nimmt nach rechts hin immer weiter ab, so dass in der rechten Hälfte kaum noch Kontrast übrig ist und insgesamt nur noch wenige

Oszillationen vorhanden sind.

Der Einfluss des nichtlokalen Beitrags variiert stark. Im Linescan zu $B = -4.6 \mu\text{T}$, Abb. 4.16 (c), findet man eine fast konstante Oszillationsamplitude, während im Linescan zu $B = -3.9 \mu\text{T}$, Abb. 4.16 (d), der Kontrastunterschied enorm ist. Gleichzeitig ist in diesen beiden Linescans ein weiterer Effekt des nichtlokalen Beitrags zu sehen: Jeweils am rechten Rand erkennt man — im Gegensatz zur Änderung der Oszillationsamplitude — hier einen *Offset*, d.h. ein zusätzliches konstantes Signal, das den Mittelwert der Oszillationen ins Positive verschiebt. Dies ist Ausdruck des in den Bildern erkennbaren, bereits besprochenen starken Randsignals.

Die Abbildung von Josephson–Stromverteilungen in drei Zickzack–Proben unterschiedlicher relativer Länge zeigt somit deutliche Unterschiede zwischen Proben im kurzen und Proben im langen Limit. Für die kurze Probe $TUE4/B$ konnten zunächst die in [STRAUB *et al.*, 2001] gemachten Beobachtungen bestätigt werden, insbesondere die von Facette zu Facette wechselnde Stromrichtung im Nullfeld, die als weiteren Beweis für die $d_{x^2-y^2}$ -Wellen–Symmetrie des supraleitenden Ordnungsparameters in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ gelten kann. Für die beiden Proben $TUE3/B$ und $TUE3/G$, die eine erheblich größere relative Länge aufweisen, ist eine Interpretation der Abbildungen komplexer, da das einfache, lokale Signalentstehungsmodell nicht mehr ausreichend ist. Die Abbildungen zeigen zusätzlich zum lokalen Beitrag des Signals offenbar Effekte des nichtlokalen Beitrags, wie eine Amplitudenmodulation und einen Offset. Diese Effekte können so stark werden, dass der lokale Beitrag kaum noch zu erkennen ist. Dies stützt die in [CHANG *et al.*, 1985] vorgestellte theoretische Beschreibung der Signalentstehung der Spannungsantwort von bestrahlten Josephson–Kontakten und trägt somit zum Verständnis der Signalentstehung im TTREM bei.

Für eine systematische Analyse des nichtlokalen Beitrags zur Signalentstehung sind die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Proben möglicherweise zu komplex. Eine detaillierte Untersuchung von einfacheren (Zickzack–)Proben, wie z.B. Proben mit nur zwei Facetten, könnte in Zukunft vielleicht — evtl. auch unter Zuhilfenahme von numerischen Simulationen — ein genaueres, quantitatives Verständnis der Signalentstehung ermöglichen.

Kapitel 5

Josephson– Stromverteilung in SIFS–Kontakten

Obwohl bereits Ende der Siebziger Jahre theoretisch vorhergesagt wurde, dass in Josephson–Kontakten mit ferromagnetischer Zwischenschicht (“SIFS–Kontakte”) unter bestimmten Bedingungen eine π –Kopplung auftreten kann, dauerte es bis zum Jahr 2000, bis verlässliche Hinweise darauf gefunden wurden (vgl. Kap. 2.4). Der Grund hierfür liegt in der Schwierigkeit, ausreichend glatte und homogene Proben herzustellen. Das Tieftemperatur–Rasterelektronenmikroskop wird in diesem Kapitel dazu verwendet, um Informationen über die Homogenität der Stromverteilung im Kontakt zu gewinnen, die auf andere Art nur schwer zugänglich sind.

Bei SIFS–Kontakten stellt sich auch immer die Frage, inwieweit eine Domänenbildung im Ferromagneten stattfindet und wie sich diese auf die physikalischen Eigenschaften des Kontakts auswirken. Da zur Untersuchung eine orts aufgelöste Messung erforderlich ist, soll in diesem Kapitel außerdem untersucht werden, ob sich eine Bildung von Domänen mit dem Tieftemperatur–Rasterelektronenmikroskop nachweisen oder ausschließen lässt.

5.1 Probenherstellung

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Josephson-Kontakte mit ferromagnetischer Zwischenschicht wurden von M. Weides am Forschungszentrum Jülich hergestellt. Der Herstellungsprozess ist detailliert in [WEIDES *et al.*, 2006b] beschrieben und soll hier kurz zusammengefasst werden:

Auf einem thermisch oxidierten Silizium-Wafer wird zunächst eine 120 nm dicke Niob-Schicht als untere Elektrode und eine 5 nm dicke Aluminium-Schicht aufgesputtert. Das Aluminium wird nun in einer dünnen Sauerstoffatmosphäre oberflächlich (ca. 1 nm) oxidiert; das so entstandene Al_2O_3 stellt die Tunnelbarriere dar. Anschließend wird die ferromagnetische Schicht und eine weitere 40 nm dicke Nb-Schicht aufgebracht. Die Strukturierung der Probe erfolgt über einen dreistufigen fotolithografischen Prozess mit Argon-Ionenstrahl-Ätzen und Nb_2O_5 als Isolator. Als letzter Strukturierungsschritt wird eine 400 nm dicke Nb-Topielektrode aufgebracht.

Die verwendete ferromagnetische Schicht besteht aus einer Legierung aus 40% Kupfer und 60% Nickel. Dieser relativ schwache Ferromagnet mit einer Curie-Temperatur von $T_C = 225$ K ist stärker als die von Ryzanov beim ersten beobachteten $0-\pi$ -Übergang verwendete $\text{Ni}_{50}\text{Cu}_{50}$ -Legierung mit $T_C \approx 60$ K, vgl. [RYAZANOV *et al.*, 2001a]. Die Dicke d_F der ferromagnetischen Schicht wurde zwischen 1 und 15 nm variiert, die in dieser Arbeit untersuchten Proben hatten $d_F = 5.0$ nm. Bei dieser Dicke liegt noch eine 0 -Kopplung vor [WEIDES, 2006].

Die Josephson-Eindringtiefe λ_J beträgt bei allen untersuchten Proben etwa $200 \mu\text{m}$, was bei allen Proben größer als die räumlichen Abmessungen ist, so dass sich die Proben im Limit kurzer Kontakte befinden (vgl. Kap. 2.3).

Bei der Untersuchung von SIFS-Kontakten im Magnetfeld ist zu beachten, dass sich die effektive magnetische Flussdichte \vec{B}_{eff} am Kontakt aus der angelegten Flussdichte \vec{B}_{ext} und der Magnetisierung des Ferromagneten \vec{M} zusammensetzt:

$$\vec{B}_{\text{eff}} = \vec{B}_{\text{ext}} + \mu_0 \vec{M}$$

Um den Einfluss der Magnetisierung der Probe abzuschätzen, kann man die Flussdichte in einer (vollständig magnetisierten) Domäne folgender-

maßen berechnen:

$$\mu_0 M = \mu_0 \cdot m_{\text{atom}} \cdot \rho_n = \mu_0 \cdot m_{\text{atom}} \cdot \frac{\rho N_A}{m_{\text{mol}}},$$

wobei m_{atom} das atomare Dipolmoment, ρ_n die Atomdichte, ρ die Masendichte, N_A die Avogadro-Konstante und m_{mol} das Molgewicht ist. Mit den Werten $m_{\text{atom}} = 0.15 \mu_B = 0.15 \cdot 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$, $\rho = 8.92 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, $m_{\text{mol}} = 60.0 \text{ g}$ [WEIDES, 2006] ergibt sich

$$\mu_0 M = 0.155 \text{ T}.$$

Im “schlimmsten” Fall, d.h. der vollständigen Magnetisierung der Probe in einer Richtung, ergäbe sich demnach eine Verschiebung des Fraunhofer-Muster in der $I_c(B)$ -Charakteristik von maximal 0.155 T.

Eine solche Verschiebung wurde allerdings weder in den Messungen von M. Weides in Jülich noch von den im Folgenden vorgestellten Messungen beobachtet. Bei den Messungen, die ein Fraunhofer-Muster aufwiesen, war das Maximum stets weniger als $100 \mu\text{T}$ vom Nullfeld verschoben.

5.2 Untersuchung der ersten Proben

Die zunächst untersuchten Proben *SFS11/3-1* und *3-3* hatten eine quadratische Kontaktfläche von $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Ein rasterelektronenmikroskopisches Oberflächenbild ist in Abb. 5.1 (a) gezeigt. Die obere Elektrode ist als helle, die untere Elektrode als graue Fläche erkennbar. Die Kontaktfläche ist auf dem REM-Bild nicht zu sehen und als gestrichelte Linie angedeutet.

Ein homogener Kontakt sollte gemäß Kap. 2.3 ein regelmäßiges Fraunhofer-Muster in der $I_c(B)$ -Charakteristik (siehe Abb. 2.8) und im Nullfeld einen homogenen Stromtransport zeigen.

Probe *SFS11/3-1* zeigt ein leicht gestörtes Fraunhofer-Muster in der $I_c(B)$ -Charakteristik, siehe Abb. 5.1 (d). Der zentrale Peak ist klar zu sehen, jedoch sind die Nebenmaxima nicht symmetrisch. Für diese Abweichung gibt es mehrere mögliche Ursachen: es könnte magnetischer Fluss in der Probe gefangen sein, der Ferromagnet könnte inhomogen magnetisiert sein oder der Kontakt selbst könnte inhomogen sein, z.B. durch raue Grenzflächen des Ferromagneten oder der Al_2O_3 -Barriere.

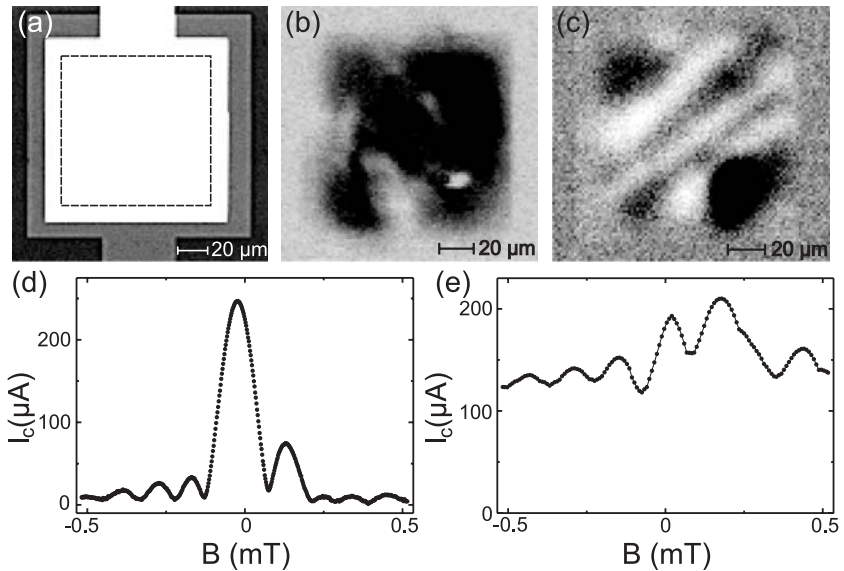


Abbildung 5.1: Probe SFS11/3-1 und 3-3. (a) REM-Oberflächenbild. Die nicht sichtbare Kontaktfläche ist mit der gestrichelten Linie angedeutet. (b) Probe 3-1: Spannungsbild ($U_S = 20 \text{ kV}$, $I_S = 2 \text{ nA}$) ohne angelegtes Magnetfeld. (c) Probe 3-3: Spannungsbild ($U_S = 20 \text{ kV}$, $I_S = 1 \text{ nA}$) ohne angelegtes Magnetfeld. Der große schwarze Fleck rechts unten ist ein Kurzschluss in der Probe. (d)+(e) $I_c(B)$ -Charakteristiken von Probe 3-1 bzw. 3-3.

Eine Abbildung der Stromverteilung bei $B = 0$ zeigt Abb. 5.1 (b). Statt einer homogenen schwarzen Fläche (entsprechend einer homogenen positiven Spannungsänderung und damit einem homogenen Stromfluss) sind im Bild deutliche Inhomogenitäten zu erkennen. An einigen Stellen ist das Signal deutlich schwächer, was auf einen geringeren Stromfluss an diesen Stellen hindeutet. Wahrscheinlich ist hier die ferromagnetische Schicht dicker als in den übrigen Bereichen, so dass der Suprastrom unterdrückt ist.

Eine noch größere Inhomogenität wies Probe 3-3 auf, die gleichzeitig hergestellt wurde und sich auf demselben Chip fast benachbart zu Probe 3-1 befand. Die $I_c(B)$ -Charakteristik zeigt eine starke Abweichung

vom idealen Fraunhofer-Muster bei homogenem Stromtransport, siehe Abb. 5.1 (e). Es ist kein zentraler Peak erkennbar; außerdem sinkt I_c auch in den Minima nicht unter $100 \mu\text{A}$. In der Abbildung der Stromverteilung, siehe Abb. 5.1 (c), erkennt man zum einen ein diagonales Streifenmuster, zum anderen ein sehr starkes Spannungssignal nahe der rechten unteren Ecke. Dieses Signal ist um ein mehrfaches stärker als das der Diagonalstreifen. Der Bildkontrast ist jedoch hier auf die Diagonalstreifen optimiert, so dass die tatsächliche Signalstärke im Bild nicht zu erkennen ist.

Da es sich bei den Diagonalstreifen um abwechselnd positive und negative Signale, also um abwechselnd positive und negative Stromrichtung handelt (im Gegensatz etwa zur Stromverteilung in Probe *3-1*), liegt die Vermutung nahe, dass das effektive Magnetfeld im Josephson-Kontakt in Wirklichkeit nicht null ist, sondern eine Magnetisierung der Probe in Richtung der Diagonalen vorliegt. Aus der Anzahl der Streifen kann man schließen, dass das effektive Magnetfeld also etwa dem des vierten Nebenmaximums einer Fraunhofer-Charakteristik entspricht, vgl. Kap. 4.3.1.

Das starke Signal rechts unten ist ein anderes Phänomen. Hier ist die ferromagnetische Schicht an einer Stelle offenbar so dünn, dass sie wie ein Kurzschluss wirkt. Das hohe Spannungssignal zeigt, dass hier ein sehr hoher Suprastrom fließt, was wiederum auf eine an dieser Stelle sehr dünne ferromagnetische Barriere hinweist. Dieser hohe Suprastrom ist unabhängig vom Magnetfeld und sorgt daher für den I_c -Offset in der $I_c(B)$ -Charakteristik, d.h. dafür, dass der maximale Suprastrom für kein Magnetfeld auf null zurückgeht.

Die Vermutung, dass der verwendete Herstellungsprozess eine nicht unerhebliche Rauigkeit der ferromagnetischen Schicht bedingt, wurde anschließend von M. Weides geprüft, siehe [WEIDES *et al.*, 2006b]. In der Tat betrug die Rauigkeit, bestimmt mit Hilfe der mittleren quadratischen Abweichung, nach der Deposition der ferromagnetischen Schicht 0.9 nm , während ein reiner, 120 nm dicker Nb-Film eine Rauigkeit von 0.44 nm aufwies. Eine weitere Untersuchung ergab, dass durch das Aufbringen einer 2 nm dicken Zwischenschicht aus Kupfer nach der Oxidation des Aluminiums die Rauigkeit der ferromagnetischen Schicht auf 0.68 nm , also etwa um ein Viertel reduziert werden konnte.

Die folgenden Proben wurden daher stets mit der zusätzlichen (normalleitenden) Kupfer-Schicht hergestellt. Genau betrachtet liegt nun an-

stelle eines SIFS-Kontakts ein SINFS-Kontakt vor. In anschließenden Untersuchungen konnte jedoch gezeigt werden, dass die kritische Stromdichte des Kontakts durch die zusätzliche dünne Schicht nicht verändert wird, die Kontakte aber eine vielfach kleinere Parameter-Streuung aufweisen, vgl. [WEIDES *et al.*, 2006b].

5.3 Untersuchung von Proben mit verbesserter Herstellung

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen an zwei Proben vorgestellt, die von M. Weides mit der verbesserten Methode hergestellt wurden. Die beiden Proben *SFS31/3-1* und *3-3* haben mit $1000 \mu\text{m}^2$ eine zehnfach kleinere Fläche als die im vorigen Kapitel untersuchten Proben. Probe *3-1* hat eine elliptische Kontaktfläche mit $63.94 \mu\text{m}$ Durchmesser in der langen und $20 \mu\text{m}$ in der kurzen Achse. Probe *3-3* ist kreisförmig mit einem Durchmesser von $35.68 \mu\text{m}$, siehe Skizzen in Abb. 5.2 (a).

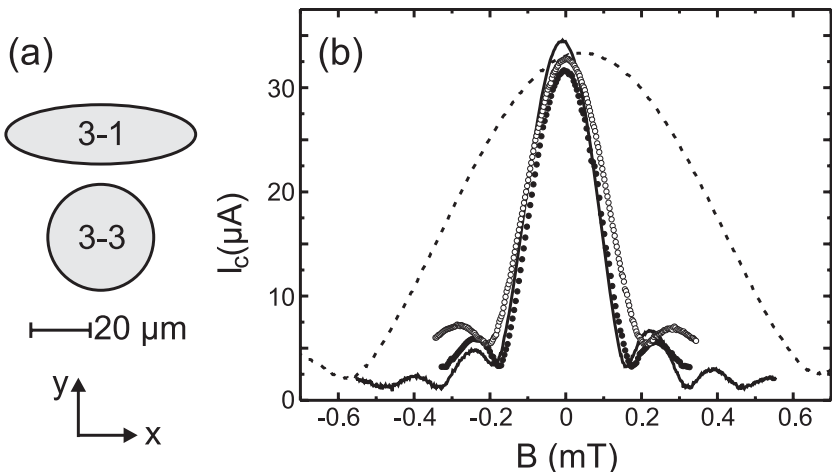


Abbildung 5.2: (a) Skizze der Kontaktflächen der Proben *SIFS34/3-1* und *3-3*. (b) $I_c(B)$ -Charakteristiken von Probe *SIFS34/3-1*. Messung im TTREM: Schwarze Kreise – Magnetfeld in y -Richtung, weiße Kreise – Magnetfeld in x -Richtung; Messungen durch M. Weides in Jülich: Durchgezogene Linie – Magnetfeld in y -Richtung, gestrichelte Linie – Magnetfeld in x -Richtung.

Aufgrund der magnetischen Formanisotropie liegt die Magnetisierung des NiCu in der Ebene, siehe z.B. [ELMERS, 1999]. Somit hat der elliptische Kontakt 3-1 eine magnetisch "harte" und eine "weiche" Achse, während die kreisförmige Probe 3-3 keine ausgezeichnete magnetische Achse besitzt. Das Auftreten von magnetischen Domänen sollte daher in der Probe 3-3 begünstigt sein.

5.3.1 Probe SIFS34/3-1

Die Periode der Fraunhofer-Oszillationen sollte umgekehrt proportional zur Ausdehnung einer Probe senkrecht zur Magnetfeldrichtung (d.h. die "Breite" bezüglich dieser Richtung) sein. Die elliptische Probe 3-1 sollte also für Magnetfelder entlang der langen (x -)Achse eine dreimal höhere Oszillationsperiode aufweisen als für Magnetfelder entlang der kurzen (y -)Achse. Dies wurde bei der Vorcharakterisierung der Proben durch M. Weides im Forschungszentrum Jülich auch so beobachtet, siehe die durchgezogene und die gestrichelte Linie in Abb. 5.2 (b).

Eine Überraschung ergab sich bei der Wiederholung dieser Messung im TTREM: Die Oszillationslänge für Magnetfelder entlang der langen Achse war lediglich um etwa 19% größer als für Magnetfelder entlang der kurzen Achse, siehe die schwarzen und weißen Kreise in Abb. 5.2 (b).

Wären die Magnetfeldachsen tatsächlich gegenüber den beiden Hauptachsen verkippt, würden sich die scheinbaren Breiten der Probe gegenüber den beiden Feldachsen annähern. Bei einer Verkipfung um 45° müssten die beiden Achsen dieselbe $I_c(B)$ -Charakteristik zeigen. Andererseits gibt es eine sehr einfache Methode, die effektive Feldrichtung eines Spulenpaares im Rasterelektronenmikroskop zu bestimmen: die Elektronen erfahren im Magnetfeld die Lorentzkraft und werden senkrecht zur Feldrichtung und zu ihrer Bewegungsrichtung abgelenkt. Legt man also beispielsweise ein Magnetfeld in x -Richtung an, dann beobachtet man eine Bildverschiebung in y -Richtung. Die tatsächliche Feldrichtung der beiden Spulenpaare konnte auf diese Weise bestimmt werden. Es stellte sich heraus, dass die Feldrichtungen nur jeweils um wenige Grad von den Hauptachsen der elliptischen Kontaktfläche von Probe 3-1 abweichen, so dass diese Ursache für den geringen Unterschied in der $I_c(B)$ -Charakteristik bezüglich beider Achsen ausgeschlossen werden kann.

Wahrscheinlich ist das Feld daher nur in der unmittelbaren Nähe der

Probe selbst, nicht jedoch im Probenraum gegenüber der Achsenrichtung verdreht. Möglicherweise ist eines der Spulenpaare leicht gegenüber der Probenebene verkippt, so dass die so entstehende Feldkomponente in z -Richtung durch Flussfokussierungseffekte am Supraleiter und/oder durch Einfluss der äußeren magnetischen Abschirmung in eine waagrechte Komponente verdreht wird, was zu einer scheinbaren Gesamtdrehung und -erhöhung des Magnetfelds in der Ebene führt.

Im Gegensatz zu allen bisher vorgestellten Messungen wurde für die Untersuchung der Proben *SFS31/3-1* und *3-3* das gasförmige Helium im Heliumkryostaten abgepumpt (vgl. Kap. 3.3.1). Der sich einstellende Druck betrug ca. 11 mbar, was einer Helium-Temperatur von 1.7 K entspricht. Die genaue Probentemperatur konnte nicht bestimmt werden, eine Abschätzung kann aber mit Hilfe der kritischen Ströme im Nullfeld gegeben werden: Ohne Abpumpen des Heliums, also mit einer Probentemperatur von ca. 6 K (vgl. Kap. 3.3.1), ergibt sich $I_c = 24 \mu\text{A}$, mit Abpumpen $I_c = 33 \mu\text{A}$ und im He-Badkryostaten $I_c = 30 \mu\text{A}$. Die tatsächliche Probentemperatur sollte also um oder etwas unter 4 K betragen.

Alle folgenden in diesem Kapitel gezeigten Spannungsbilder sind stets bei den gleichen Strahlparametern $U_S = 10 \text{ kV}$, $I_S = 0.7 \text{ nA}$ aufgenommen. Bei allen Bildern ist jeweils der Nullwert grau gehalten und der Kontrast so optimiert, dass das größte absolute Signal gerade ganz schwarz (positive Spannungsänderung entsprechend negativer I_c -Änderung) bzw. weiß (negative Spannungsänderung entsprechend negativer I_c -Änderung) ist.

Spannungsbilder bei Probe *SIFS34/3-1* sind für die Magnetfeldrichtung parallel zur kurzen Achse in Abb. 5.3 gezeigt.

Im Nullfeld (Bild 5) sieht man ein nahezu völlig homogenes, positives Spannungssignal. Hier zeigt sich, dass die im vorigen Kapitel besprochene Verbesserung der Probenherstellung tatsächlich in der Lage war, einen homogenen Stromfluss über die Probe zu sichern.

Die Probe verhält sich bei fast allen Feldern genau so, wie man es von einem kurzen Josephson-Kontakt erwartet, vgl. Kap. 2.3 und 4.3.1. Beispielsweise sind im ersten Nebenmaximum (Bilder 2, 10) deutlich die drei Sinus-Halbwellen (positives, negatives, positives Spannungssignal und damit Stromrichtung) zu erkennen.

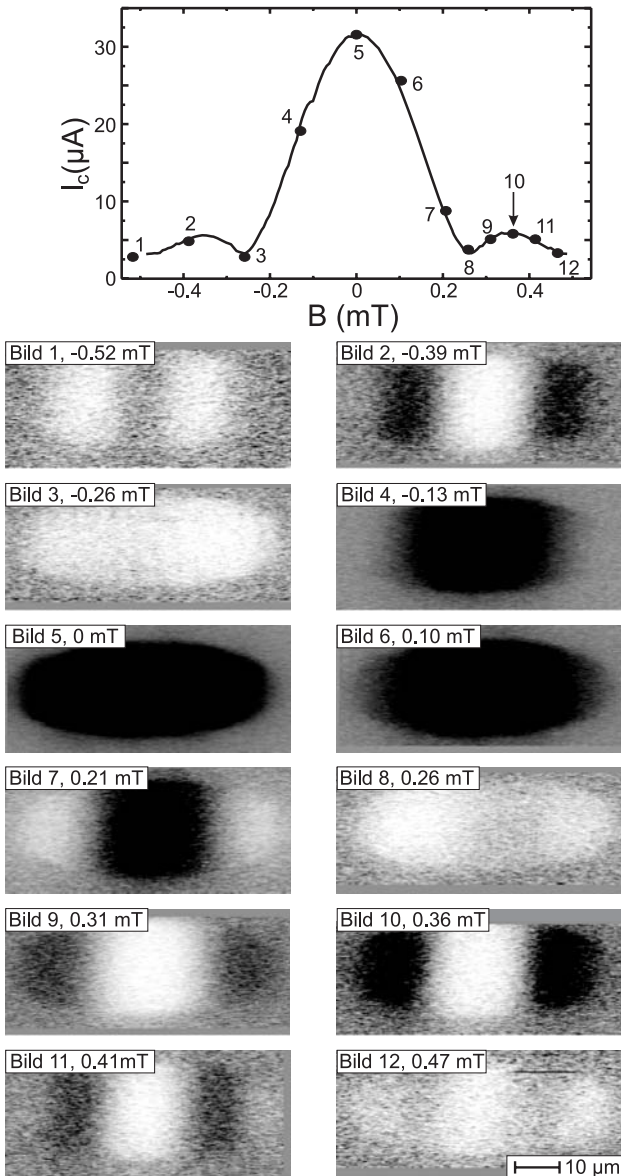


Abbildung 5.3: Probe SIFS34/3-1. Details siehe Text.

Eine Ausnahme bilden die Bilder 3 und 8 (erstes Nebenminimum) sowie 1 und 12 (zweites Nebenminimum in der $I_c(B)$ -Charakteristik). In diesen Zuständen gibt es mehrere mögliche und gleichermaßen günstige Konfigurationen für die Phase, so dass sich der Zustand durch den Elektronenstrahl jeweils so ändert, dass I_c erhöht wird und somit ein überall negatives Spannungssignal entsteht. In diesem Fall wirkt der Elektronenstrahl nicht mehr als "schwache Störung" im Sinne des in Kap. 3.4 Gesagten.

Insgesamt gibt es jedoch keine Abweichungen, die auf das Vorhandensein von magnetischen Domänen schließen lassen könnten. Die Domänen, sofern vorhanden, sind offenbar zu klein für die Abbildung mit dem TTREM.

Die Probe 3-1 wurde auch mit angelegtem Magnetfeld in Richtung der langen Achse untersucht, siehe Abb. 5.4. Die Strahlparameter und die Wahl des schwarz-weiß-Kontrastes der Bilder entspricht hierbei genau der vorigen Abbildung (Abb. 5.3).

Da ein endliches Magnetfeld in einem kurzen Josephson-Kontakt eine Vorzeichenumkehr des Stroms entlang der Senkrechten zur Magnetfeldachse zur Folge hat (vgl. Kap. 4.3.1), sollte man erwarten, dass sich für ein in x -Richtung angelegtes Magnetfeld Streifen in x -Richtung ausbilden. Dies ist jedoch hier nicht der Fall: Es bilden sich Streifen, jedoch nicht in x -, sondern in schräger Richtung. Gegenüber der erwarteten x -Richtung sind die Streifen um etwa 51° verkippt, was die oben angeestellte Vermutung bestätigt, dass das effektive Magnetfeld in der Probe tatsächlich gegenüber der Achsenrichtung verdreht ist.

Wenn das Magnetfeld tatsächlich schräg anliegt (in Richtung der Streifen, also unter ca. 51°), ist die für die Oszillationsperiode relevante "Breite" der Probe (relativ zu dieser Feldachse) etwa um den Faktor 2.04 kleiner als die Breite bezüglich der y -Achse. Ein konsistentes Bild ergibt sich, wenn man annimmt, dass das effektive Feld nicht nur verdreht, sondern zusätzlich um ca. 71% größer geworden ist: In diesem Fall lässt sich die Oszillationsperiode mit einer Kombination der Effekte der Felddrehung (und der dadurch veränderten Breite der Probe) und der Felderhöhung erklären. Möglicherweise ist das effektive Feld \vec{B}_{eff} die Summe aus dem ursprünglichen Feld \vec{B}_x der Spulen und einer zusätzlichen y -Komponente \vec{B}_{y*} zusammen, denn dann wäre der Winkel α zwischen \vec{B}_{eff} und seiner x -Komponente gerade

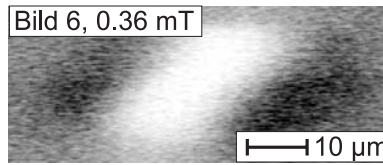
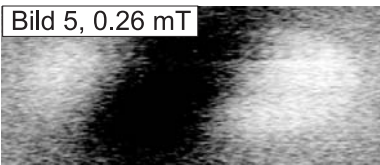
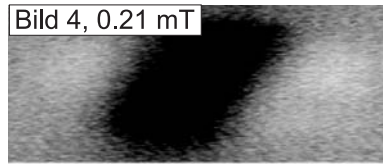
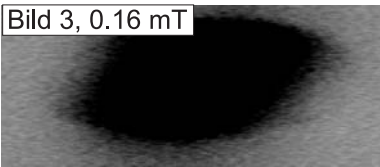
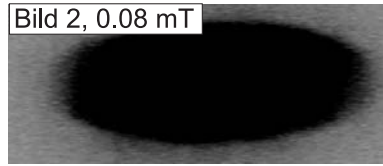
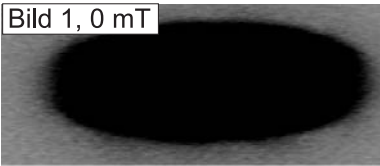
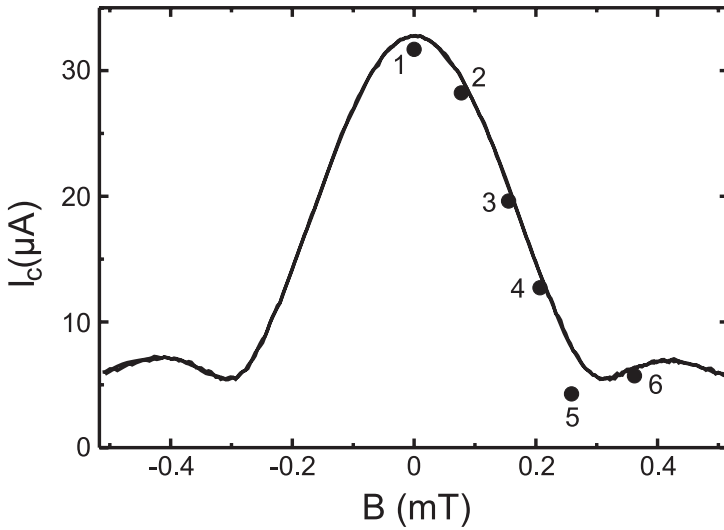


Abbildung 5.4: Wie Abb. 5.3, jedoch mit Magnetfeldrichtung entlang der langen Achse, d.h. waagrecht in den Bildern.

$\alpha = \arccos \frac{B_x}{B_{\text{eff}}} = \arccos(1.71^{-1}) \approx 54^\circ$, was sehr nahe an den beobachteten 51° liegt.

Von der Verkipfung der effektiven Magnetfeldrichtung abgesehen, erhält man für diese Messungen ganz ähnliche Ergebnisse wie für die Messungen mit Magnetfeld parallel zur kurzen Achse: Das Spannungssignal ist im Nullfeld sehr homogen, es bilden sich die erwarteten Streifen und es findet sich kein Hinweis auf eine Domänenstruktur.

Allerdings erwies es sich bei dieser Feldrichtung als erheblich schwieriger, Abbildungen ohne “Sprünge” zu bekommen, d.h. ohne spontane Änderungen des Zustands während der Messung (vgl. Kap. 3.4.3). Es schien so, als seien die Zustände bei dieser Magnetfeldrichtung weniger stabil.

5.3.2 Probe SIFS34/3-3

In Abb. 5.5 sind die $I_c(B)$ -Charakteristik und die Spannungsbilder der kreisförmigen Probe 3-3 für verschiedene Magnetfelder in y -Richtung gezeigt. Die Strahlparameter waren unverändert.

Wie bei der elliptischen Probe 3-1 verhält sich die Probe genau so, wie man es bei einem kurzen Josephson-Kontakt erwartet: im Nullfeld findet man ein sehr homogenes Signal, bei zunehmendem Magnetfeld bilden sich nach und nach am linken und rechten Rand helle Streifen. Im ersten I_c -Minimum (Bild 8) wirkt der Elektronenstrahl genau wie bei Probe 3-1 (Abb. 5.3, Bilder 1, 3, 8 und 12) als starke Störung: der Zustand stellt sich immer so ein, dass der Elektronenstrahl den negativen Strom schwächt, so dass sich das gesamte I_c erhöht und überall ein negatives (weißes) Spannungssignal zu sehen ist, vgl. Kap. 4.3.1.

Aufgrund des geringen Durchmessers der Probe ist die Periode des Fraunhofer-Musters relativ groß; mit der verwendeten Stromquelle konnte in diesem Fall lediglich bis zum ersten Minimum der $I_c(B)$ -Charakteristik gemessen werden.

Auch bei diesen Abbildungen findet man keinen Hinweis auf magnetische Domänen, und im Nullfeld ist das Signal auch hier sehr homogen.

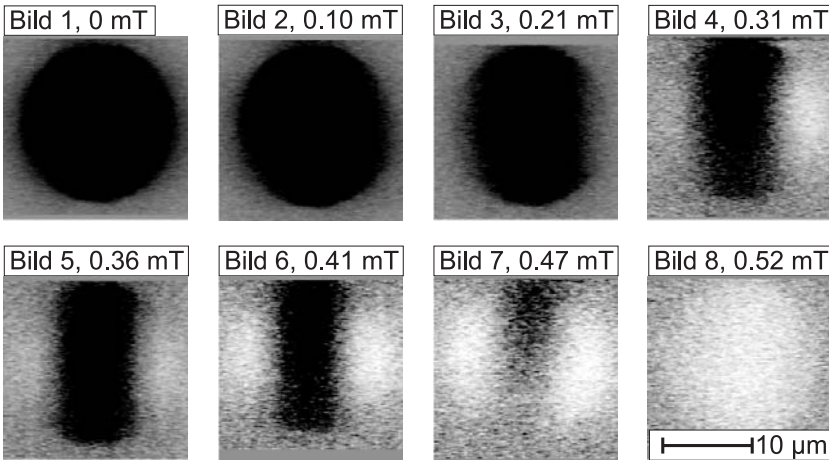
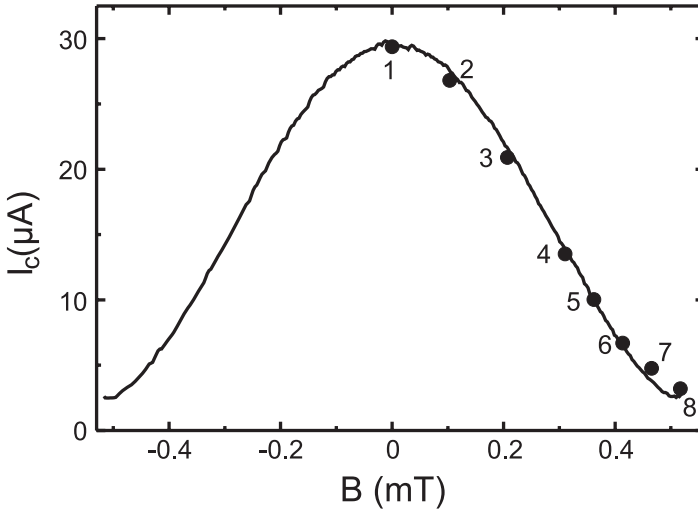


Abbildung 5.5: Probe SIFS34/3-3. Das Magnetfeld ist in senkrechter Richtung angelegt.

Diese Probe wurde ebenfalls mit der zweiten Magnetfeldachse (x -Richtung) untersucht, siehe Abb. 5.6.

Man findet hier ganz ähnliche Phänomene wie bei Probe 3-1: Die Probe weist zum einen in der x -Magnetfeldrichtung eine um den Faktor

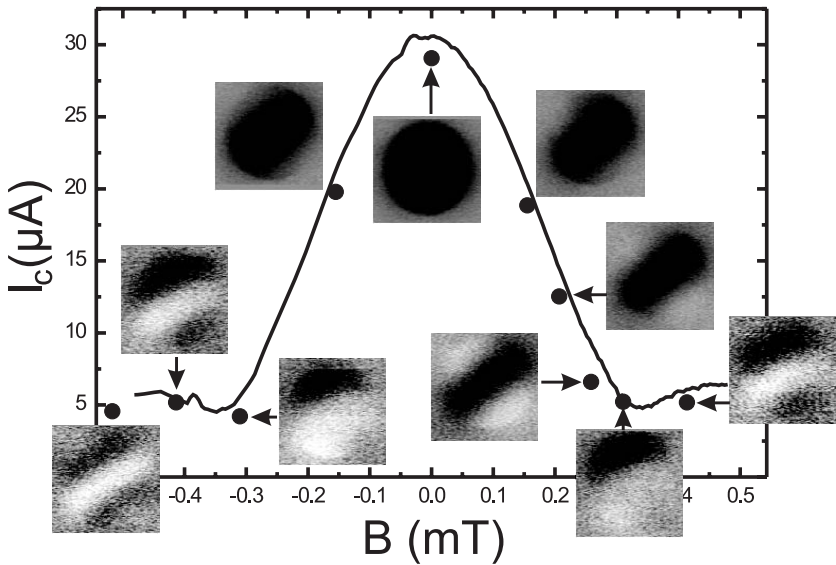


Abbildung 5.6: Probe SIFS34/3-3. Das Magnetfeld ist in waagerechter Richtung angelegt.

1.48 kleinere Periode im Fraunhofer-Muster auf, zum anderen sind auch hier die entstehenden Streifen aus der x -Richtung heraus verkippt, in diesem Fall um durchschnittlich etwa 40° .

Aufgrund der räumlichen Isotropie der Probe (also gleicher Breite bezüglich aller Feldrichtungen) lässt die Änderung in der Fraunhofer-Periode der $I_c(B)$ -Charakteristik direkt auf ein um 48% höheres Feld schließen. Nimmt man wie oben an, dass $\vec{B}_{\text{eff}} = \vec{B}_x + \vec{B}_{y^*}$ gilt, so ergibt sich ein Winkel des effektiven Felds von $\alpha = \arccos(1.48^{-1}) \approx 47^\circ$ gegenüber der waagerechten Richtung.

In der Tat sind auch hier die Streifen wieder aus der erwarteten Richtung heraus verkippt: Im Mittel beträgt die Verkipfung gegenüber der horizontalen etwa 42° , variiert hier aber etwas stärker.

Auch bei dieser Probe trat die unerwartete Änderung der Periode im Fraunhofer-Muster bei Vorcharakterisierung in Jülich nicht auf.

5.4 Diskussion der Ergebnisse

Die Untersuchung der Proben *SIFS11/3-1* und *3-3* zeigte einen stark inhomogenen Stromfluss über die Kontakte und an einer Stelle sogar einen Kurzschluss. Diese Ergebnisse führten nach weiteren Untersuchungen von M. Weides am Forschungszentrum Jülich zur Erkenntnis, dass die hohe Rauigkeit der Proben für die Inhomogenitäten verantwortlich ist. Versuche, die Rauigkeit der Proben durch eine zusätzliche, 2 nm dicke Kupferschicht deutlich zu reduzieren waren erfolgreich, wie die vier vorgestellten Abbildungsserien zu den Proben *SIFS34/3-1* und *3-3* bei angelegtem Magnetfeld in x - bzw. y -Richtung klar zeigen.

Wichtigstes Ergebnis ist die nun sehr hohe Homogenität des Spannungssignals der Proben im Nullfeld, die bei der runden sowie der elliptischen Probe und bei beiden Magnetfeldrichtungen nachgewiesen werden konnte.

Für die y -Magnetfeldrichtung erhält man für beide Proben Spannungsbilder, wie man sie für kurze Josephson-Kontakte erwartet. Mit Ausnahme der Abbildungen in den I_c -Minima, wo sich die Abweichungen durch eine zu starke Störung des Elektronenstrahls leicht erklären lässt, findet man die erwarteten Streifenmuster durch den Vorzeichenwechsel im Josephson-Strom, d.h. die Modulation der Phasendifferenz δ der makroskopischen Wellenfunktionen. Einen Hinweis auf die Bildung von magnetischen Domänen gibt es nicht. Sofern Domänen vorhanden sind, sind sie zu klein, um mit der verwendeten Abbildungsmethode abgebildet zu werden.

Einige Überraschungen ergeben sich für die x -Magnetfeldrichtung: Offenbar besteht das effektive Magnetfeld \vec{B}_{eff} in der Nähe der Probe aus der von den Spulen erzeugten, erwarteten x -Komponente \vec{B}_x sowie einer zusätzlichen, etwa ebenso großen y -Komponente \vec{B}_{y^*} . Dies äußert sich in einer Verkipfung der beobachteten Streifen um ca. 40 bis 50° und einer Veränderung der erwarteten Oszillationsperiode im Fraunhofer-Muster der $I_c(B)$ -Charakteristik. Dieser Effekt trat bei der Vorcharakterisierung der Proben in Jülich nicht auf, was darauf schließen lässt, dass die Ursache nicht in der Probengeometrie, sondern eher in der Magnetfelderzeugung in der Kryostufe des TTREMs zu suchen ist. Die Überprüfung der Magnetfeldrichtung der beiden Spulenpaare mit Hilfe der Ablenkung des Elektronenstrahls zeigte allerdings keine Unregelmäßigkeiten:

Der Elektronenstrahl wurde von beiden Spulenpaaren gleich stark und in zueinander senkrechter Richtung abgelenkt. Dies deutet darauf hin, dass der beschriebene Effekt lediglich in der unmittelbaren Nähe der Probe auftritt, denn dann wäre er durch die Ablenkung des Elektronenstrahls nicht zu detektieren.

Ein großes magnetisches Restfeld bei stromlosen Spulen kann ausgeschlossen werden, da es nicht zu den Messergebnissen passt. In diesem Fall müssten die Spannungsbilder ohne angelegtes Feld bereits deutlich inhomogen sein, zudem wären die Verkippungswinkel der Streifen dann stark von der Stärke des angelegten Magnetfelds abhängig.

Akzeptiert man die zusätzliche Magnetfeldkomponente, so sind die Ergebnisse bei beiden Magnetfeldrichtungen völlig konsistent. Die Verbesserung der Herstellungsmethode war so erfolgreich, dass im Nullfeld keine Inhomogenitäten in der Stromverteilung mehr erkennbar sind. Es bilden sich die bei Josephson-Kontakten erwarteten Streifen parallel zum angelegten Magnetfeld. Aus den Ergebnissen lässt sich ein Vorhandensein großer magnetischer Domänen ausschließen. Falls Domänen vorhanden sind, sind sie zu klein, um von der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie aufgelöst werden zu können.

Kapitel 6

Hot Spots in Hot Electron Bolometer–Strukturen

Hot Electron Bolometer (HEB) sind relativ junge Bauelemente der Radioastronomie zur Untersuchung von Strahlung im niedrigen THz–Bereich, die einige Vorteile gegenüber den bisherigen Detektoren aufweisen. Physikalische Modelle zur Funktionsweise der HEBs beruhen auf der Annahme der Existenz von *Hot Spots*, d.h. von sich selbst heizenden Gebieten auf der Probe mit überkritischer Temperatur in ansonsten supraleitender Umgebung. Bislang gibt es weder einen direkten Nachweis der Existenz eines solchen Hot Spots in HEBs noch orts aufgelöste Untersuchungen der neuen Bauelemente. In diesem Kapitel soll untersucht werden, welche neuen Erkenntnisse mit Hilfe der Tieftemperatur–Rasterelektronenmikroskopie gewonnen werden können.

6.1 Untersuchte Proben

Die untersuchten Proben wurden durch T. Scherer und K.-F. Schuster vom *Institut Radioastronomie Millimétrique* (IRAM, Grenoble) hergestellt. Es handelt sich um HEBs vom phononengekühlten Typ (vgl. Kap. 2.7), bestehend aus ca. 3–5 nm dünnen NbN–Filmen.

NbN-HEBs werden am IRAM üblicherweise in folgenden Schritten hergestellt: Auf das gereinigte Substrat (amorpher Quarz) wird eine 15 nm dicke MgO-Keimschicht und anschließend *in situ* die 3–5 nm dicke NbN-Schicht reaktiv aufgesputtert. Nun wird zunächst die aus einer Nb/Al/Au-Trilayerschicht (Dicken 100 nm/8 nm/50 nm) bestehenden Grobstruktur mittels Fotolithografie und Lift-off aufgebracht. Hierbei beträgt der Abstand der so definierten Kontaktpads, also die *Länge* l des supraleitenden Films in Stromrichtung zwischen diesen Kontaktpads, zunächst $4 \mu\text{m}$. Dies ist aber für ein HEB noch zu groß, so dass im nächsten Schritt mittels Elektronenstrahlithografie und Lift-off-Technik feinere Gold-Pads aufgebracht werden (Dicke ca. 80 nm), die einen Abstand von nur noch $l = 0.5 - 1 \mu\text{m}$ haben und somit die Länge der späteren aktiven Fläche auf dieses Maß reduzieren. Im folgenden Schritt wird — erneut mit Hilfe von Elektronenstrahlithografie und Lift-off-Technik — eine streifenförmige Ätzmaske aus Silber aufgebracht (Dicke ca. 25 nm), die parallel zur Stromrichtung liegt und deren Breite $b = 2 - 10 \mu\text{m}$ somit auch die Breite der aktiven Fläche definiert. Anschließendes Ionensäzen entfernt das NbN überall dort, wo es noch freiliegt, d.h. wo keine der drei aufgebrachten Schichten (Nb/Al/Au-Trilayerschicht, feine Au-Kontaktpads und Ag-Streifen) den Supraleiter bedecken. Im letzten Schritt wird nun nur noch die Ag-Ätzmaske nasschemisch entfernt, so dass das NbN im Bereich der aktiven Fläche freiliegt.

Die Details der Herstellungsmethode (verwendete Geräte, Ätz- und Sputterparameter sowie Zwischenschritte wie Reinigung und Aufbringen von temporären Schutzschichten) sind in [FROMMBERGER, 2001] ausführlich beschrieben.

Da so definierte HEB-Strukturen nur $l = 0.5 - 1 \mu\text{m}$ lang sind, sind sie für die Untersuchung im Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop aufgrund der begrenzten räumlichen Auflösung kaum geeignet. Bei der Herstellung der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Proben wurde daher auf die Aufbringung der feinen Au-Kontaktpads verzichtet, so dass Proben mit $l = 4 \mu\text{m}$ und $b = 2 - 10 \mu\text{m}$ entstanden. Dies ist gerade groß genug, um sie sinnvoll mit der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie untersuchen zu können. Das Probenlayout ist in Abb. 6.1 (a) schematisch dargestellt.

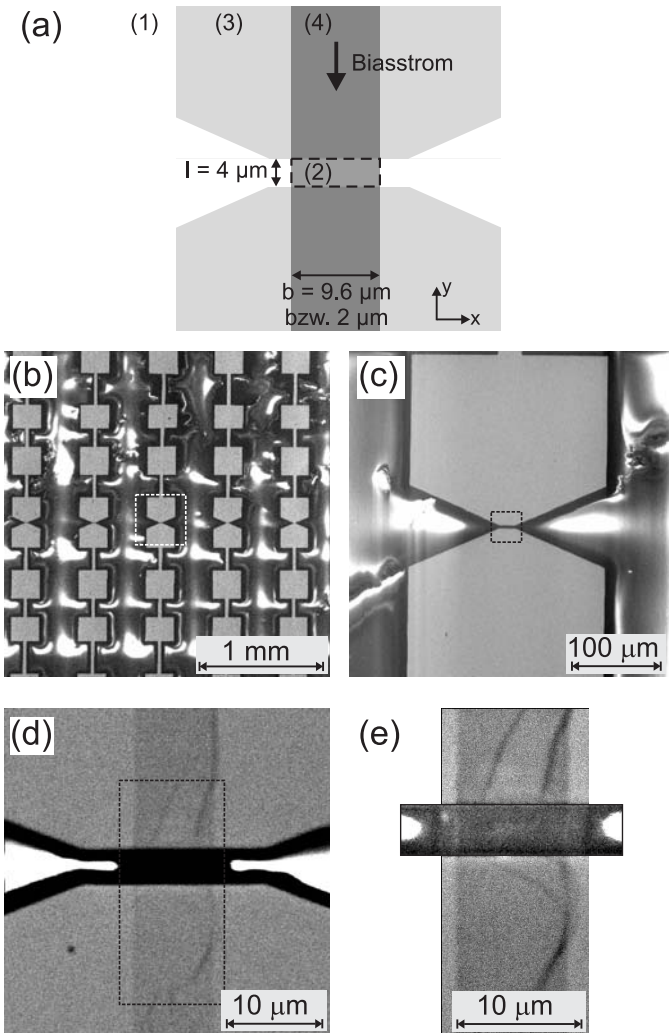


Abbildung 6.1: (a) Probenlayout: (1) Substrat; (2) aktive Fläche (NbN); (3) Antennenstruktur (NbN + Nb/Al/Au); (4) Ag-Ätzmaske (NbN + Nb/Al/Au + Ag), wird im letzten Schritt entfernt.

(b)–(e) REM-Oberflächenbilder des Chips H10 in verschiedenen Vergrößerungen. In (e) ist die aktive Fläche im schwarzen Kasten aus einem Bild mit anderem Kontrastverhältnis überlagert.

Es wurden insgesamt vier Proben untersucht: zwei mit $b = 9.6 \mu\text{m}$ und der Bezeichnung $H10a$ bzw. $H10b$ und zwei mit $b = 2 \mu\text{m}$ und der Bezeichnung $H2a$ bzw. $H2b$. Die geometrisch gleichen Proben stammen jeweils vom selben Chip.

Rasterelektronenmikroskopische Bilder des Chips $H10$ sind in Abb. 6.1 (b)–(e) dargestellt. Es fällt auf, dass die Ag–Ätzmaske schwach zu sehen ist und möglicherweise nicht vollständig entfernt wurde.

6.2 Strom–Spannungs–Charakteristiken

Die Strom–Spannungs–Kennlinien (IVCs) der untersuchten Bolometer–Strukturen sind in Abb. 6.2 gezeigt.

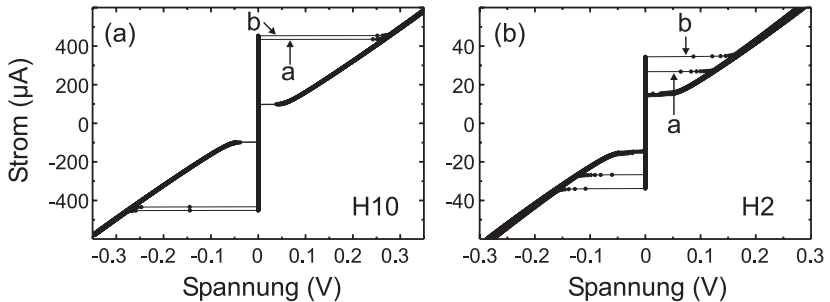


Abbildung 6.2: IVCs der untersuchten Proben. (a) Proben $H10a$ und $H10b$, (b) Proben $H2a$ und $H2b$. Die Kennlinien der Proben a und b beider Chips unterscheiden sich jeweils nur im kritischen Strom.

Der hohe Normalwiderstand der Proben (ca. 600Ω für $H10a$ und $H10b$, ca. 4600Ω für $H2a$ und $H2b$) erklärt sich durch die extrem dünne NbN–Schicht.

Die Kennlinien sind hysteretisch und ähneln denen von unterdämpften Josephson–Kontakten (vgl. Kap. 2.3). Es sei hier jedoch ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die hinter dieser Charakteristik stehende Physik nichts mit Josephson–Physik zu tun hat: Zum einen sind die im Zustand $V \neq 0$ gemessenen Ströme hier auch reale Gleichströme, im Gegensatz zu Josephson–Kontakten, wo man stets nur den Mittelwert eines oszillierenden Stroms (vgl. Kap. 2.3) misst. Zum anderen entsteht bei den vorliegenden HEB–Strukturen die Hysterese durch einen Selbstheiz– oder *Hot*

Spot-Effekt, d.h. im normalleitenden Zustand verhindert die am hohen Widerstand der Probe abfallende Leistung auch für geringere Ströme als I_c den Übergang in den supraleitenden, d.h. widerstandsfreien Zustand. Dabei ist nicht notwendigerweise die ganze aktive Fläche normalleitend; um einen Spannungsabfall über der Probe zu erzeugen, genügt es, wenn ein geschlossener Pfad quer zur Stromrichtung vollständig im normalleitenden Bereich verläuft. Ein normalleitender Bereich, der beide Seiten der Probe erreicht und damit diese Bedingung erfüllt, nennt man Hot Spot.

Die vorgestellten IVCs zeigen den “ungepumpte” Fall, d.h. ohne Einstrahlung der Lokaloszillator-(LO)-Frequenz, die ja zum Betrieb der HEBs als auf THz-Strahlung empfindliches Bauelement notwendig wäre. Auch die im Folgenden vorgestellten Untersuchungen mit dem Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop wurden ohne LO-Einstrahlung durchgeführt. Auch wenn dies nicht dem tatsächlichen Arbeitspunkt der Anwendung des Elements entspricht, können ortsaufgelöste Untersuchungen vorher nicht zugängliche Informationen wie beispielsweise über Inhomogenitäten in den untersuchten Proben liefern.

Ein möglicher Ansatzpunkt für die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie ist die Abbildung eines oben beschriebenen “stabilen” Hot Spots. Ein geeigneter Arbeitspunkt für die Untersuchung ist somit der “untere”, spannungstragende Ast der hysteretischen IVC. Die Ergebnisse dieser Untersuchung werden in Kap. 6.3 vorgestellt.

Die in Abb. 6.2 gezeigten IVCs zeigen den Fall der unbestrahlten Proben. Bestrahlt man jedoch während der Messung der IVCs die Probenmitte mit dem Elektronenstrahl, ergeben sich andere Kennlinien¹. Dies ist in Abb. 6.3 für verschiedene Strahlströme I_S zwischen 0.22 und 0.86 nA und Beschleunigungsspannungen U_S zwischen 10 und 20 kV dargestellt. Die Kurve für die unbestrahlte Probe (0.0 nA) ist jeweils mit angedeutet.

Ab einem bestimmten Strahlstrom (ab 0.33 nA bei $U_S = 10$ kV und 15 kV, ab 0.22 nA bei $U_S = 20$ kV) wird das Verhalten nichthysteretisch.

¹Tatsächlich wurden diese Messungen mit Hilfe der Lock-in-Technik (vgl. Kap. 3.3.4) aufgenommen: Der Lock-in-Detektor misst die Spannungsdifferenz zwischen unbestrahlter und bestrahlter Probe. Da aber die Probe im unbestrahlten Fall (für $I < I_r$) immer wieder in den spannungsfreien Zustand zurückkehrt, ist die Differenz gerade gleich der Spannung im bestrahlten Zustand.

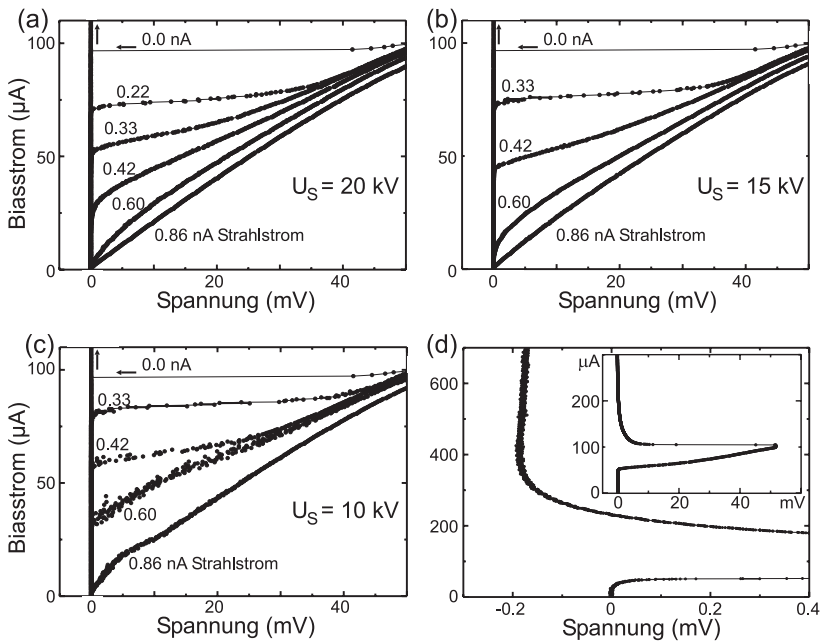


Abbildung 6.3: Strom–Spannungs–Charakteristiken der Probe H10a unter zentraler Bestrahlung bei verschiedenen Beschleunigungsspannungen U_S und Strahlströmen I_S zwischen 0.0 und 0.86 nA: (a) $U_S = 20$ kV, (b) $U_S = 15$ kV, (c) $U_S = 10$ kV. (d) Mit Hilfe der Lock-in-Technik gemessener Spannungsunterschied zwischen bestrahlter ($U_S = 20$ kV, $I_S = 0.33$ nA) und unbestrahlter Probe. Inset: Dieselbe Kurve in anderer Skalierung.

In diesem Fall reicht die durch die vom Elektronenstrahl eingebrachte Energie aus, um einen Hot Spot zu *induzieren*. Im Gegensatz zum oben beschriebenen stabilen Hot Spot ist der induzierte Hot Spot auf diese Energie angewiesen: Schaltet man den Elektronenstrahl aus, so ist die Kühlleistung größer als die Eigenheizleistung des normalleitenden Bereichs und der Hot Spot verschwindet.

Je höher die durch den Elektronenstrahl eingebrachte Leistung, desto weniger nichtlinear wird die IVC. Für sehr hohe Strahlleistungen ist der Unterschied zu einer rein Ohmschen Kurve gering; hier ist die elektronenstrahlinduzierte Temperaturerhöhung auf der ganzen Probe so groß,

dass T_c großflächig überschritten wird, ohne dass dazu die Eigenheizleistung des normalleitenden Bereichs benötigt wird.

Es fällt auf, dass der Einfluss der Beschleunigungsspannung U_S wesentlich geringer ist als der Einfluss des Strahlstroms I_S , obwohl ja die vom Elektronenstrahl deponierte Leistung sich als $P_S = U_S \cdot I_S$ berechnet und somit beide Einflüsse gleichermaßen zur Gesamtleistung beitragen. Dieser Effekt ist mit der geringen Dicke des supraleitenden Films leicht zu erklären: Bei höherer Beschleunigungsspannung dringen die Elektronen und damit die von ihnen transportierte Energie weiter in das Substrat ein, wodurch der Anteil der in der obersten Schicht von ca. 5 nm deponierten Leistung sinkt, was die Erhöhung der insgesamt deponierten Leistung fast wieder wettmacht, vgl. Kap. 3.4.2.

Diese Ergebnisse legen einen weiteren möglichen Ansatz für die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie nahe: Wo muss ein Elektronenstrahl die Probe treffen, um einen Hot Spot zu induzieren? (Eine Abbildung des induzierten Hot Spots ist in diesem Fall nicht möglich, da ein solcher im Gegensatz zur oben erwähnten Untersuchung des stabilen Hot Spots ja erst durch den Elektronenstrahl entsteht.) Hierüber ergeben sich ebenfalls Erkenntnisse über die Inhomogenität der Proben. Diese Untersuchungen werden in Kap. 6.4 vorgestellt.

Mit Hilfe der Lock-in-Technik (vgl. Kap. 3.3.4) wurde der Spannungsunterschied zwischen unbestrahlter und bestrahlter ($U_S = 20$ kV, $I_S = 0.33$ nA) Probe auch über einen großen Strombereich gemessen, siehe Abb. 6.3 (d) und das Inset in (d). Diese Differenzspannung steigt zunächst stark an und erreicht für die Probe *H10a* knapp über 50 mV, da im unbestrahlten Fall die Spannung null ist, im bestrahlten Fall der induzierte Hot Spot jedoch eine große Spannung zur Folge hat. Erreicht man den Rücksprungstrom I_r der Probe im unbestrahlten Fall, geht die Spannungsdifferenz stark zurück, da nun auch im unbestrahlten Fall ein stabiler Hot Spot gebildet wurde. Überraschenderweise geht die Differenzspannung nicht bis oder in die Nähe von null zurück, sondern darüber hinaus, d.h. die Spannung ist bei Bestrahlung der Probe *kleiner* als ohne Bestrahlung! Dieser Effekt ist zwar klein (wenige Zehntel mV), aber unabhängig von U_S und I_S immer vorhanden. Eine systematische Untersuchung dieses Verhaltens ist in Abb. 6.4 dargestellt: für verschiedene Beschleunigungsspannungen und Strahlströme ist diese Spannungs-

verminderung aufgetragen, ausgewertet bei einem festen Biasstrom von $400 \mu\text{A}$.

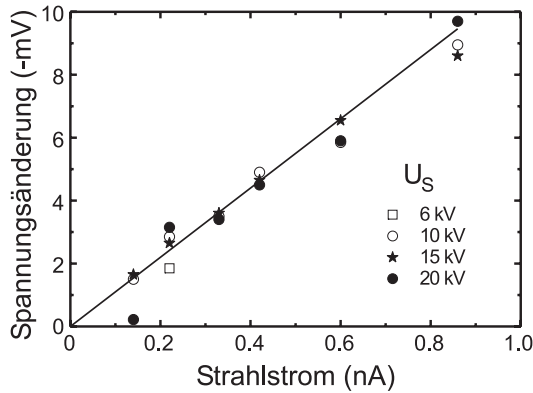


Abbildung 6.4: *Abhängigkeit des Spannungsumkehreffekts bei Probe H10a für verschiedene Strahlströme und Beschleunigungsspannungen, ausgewertet bei einem Biasstrom von $400 \mu\text{A}$.*

Während eine Abhängigkeit von U_S nicht zu erkennen ist, findet man eine lineare Abhängigkeit von I_S , siehe die eingezeichnete Fitgerade. Dieses Verhalten ähnelt dem oben beschriebenen Verhalten der IVCs bei Elektronenbestrahlung. Dies legt nahe, dass hier ebenfalls die strahlinduzierte Temperaturerhöhung an der Probenoberfläche eine wichtige Rolle spielt. Eine mögliche Erklärung wäre eine negative Temperaturabhängigkeit des normalleitenden Widerstands von NbN, was zwar ungewöhnlich, jedoch durchaus möglich wäre. Auch andere Erklärungen sind denkbar, wie z.B. das verstärkte Freisetzen von zusätzlichen Ladungsträgern durch den Elektronenbeschuss und eine daraus folgende Verringerung des elektrischen Widerstands. Gegen diese Erklärung spricht allerdings die Biasstromabhängigkeit des Effekts: für Biasströme über $400 \mu\text{A}$ geht die Spannungsverminderung nämlich wieder langsam zurück, siehe Abb. 6.3 (d).

6.3 Abbildung des stabilen Hot Spots

Die Abbildung eines stabilen Hot Spots mit Hilfe der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie ist nicht neu. Bereits Mitte der achtziger Jahre wurden Brückenstrukturen aus Zinn-Filmen untersucht, siehe [EICHELE *et al.*, 1981, 1983; HUEBENER, 1984] und Abb. 6.5.

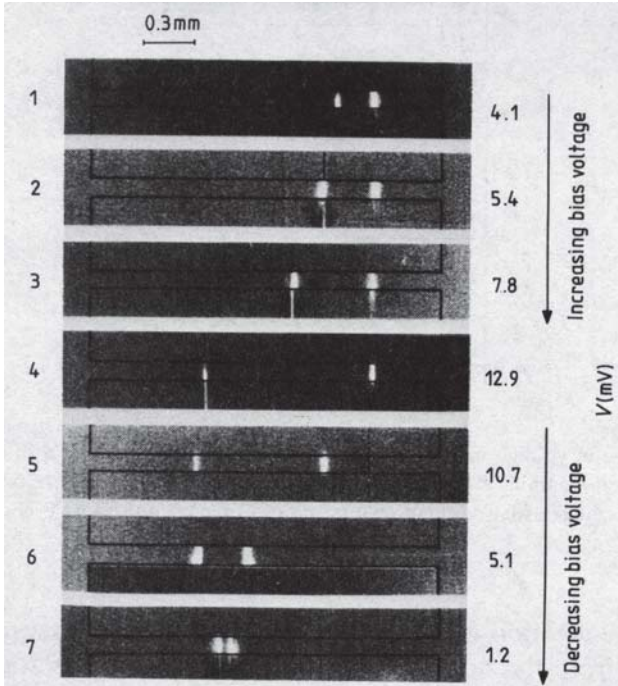


Abbildung 6.5: Frühere TTREM-Abbildung eines Hot Spots durch R. Eichele an einem $0.5\ \mu\text{m}$ dünnen Zinn-Film. Der Stromtransport verläuft in dieser Abbildung – im Gegensatz zu allen anderen in diesem Kapitel gezeigten Abbildungen – von links nach rechts. Abbildung aus [HUEBENER, 1984].

Die damals verwendeten Proben waren allerdings erheblich größer als die in dieser Arbeit untersuchten HEB-Strukturen: Die Brücken waren 2 mm lang und 0.1 mm breit, die Filmdicke betrug $0.5\ \mu\text{m}$. Ein Hot Spot existierte im damaligen Fall über die ganze Breite, aber nur einen (varia-

blen) Teil der Brückenlänge. Eine Bestrahlung am Rand des Hot Spots führte zu einer Vergrößerung desselben und damit einem positiven Spannungssignal, während eine Bestrahlung innerhalb und außerhalb des Hot Spots keine Spannungsänderung ergab. Somit konnten jeweils die Ränder des Hot Spots abgebildet werden. Mit dem TTREM konnte eindrucksvoll demonstriert werden, dass mit Erhöhung bzw. Erniedrigung der angelegten Spannung der abgebildete Hot Spot wuchs bzw. schrumpfte. Damals reichte eine effektive Auflösung von ca. $30\ \mu\text{m}$ völlig aus, um die Grenzen des Hot Spots abzubilden.

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Proben sind jedoch deutlich kleiner, für die Probe auf Chip *H10* ca. $9.6 \times 4\ \mu\text{m}^2$, so dass eine räumliche Auflösung im niedrigen Mikrometerbereich nötig ist, um sinnvolle Abbildungen machen zu können. Dies wurde durch die Verwendung kleiner Strahlspannungen ($U_S = 5\ \text{kV}$) und Strahlströme ($I_S = 10\ \text{pA}$) gewährleistet. Als problematisch für diese Auflösung erwiesen sich die tagsüber vorhandenen stärkeren Gebäudeschwingungen, so dass die im Folgenden vorgestellten Messungen nachts durchgeführt wurden.

In den folgenden beiden Abbildungen (Abb. 6.6 und 6.7) sind Spannungsbilder der beiden Proben *a* und *b* des Chips *H10* für verschiedene Biasströme gezeigt.

Im Hintergrund sieht man in Grau das jeweilige REM-Oberflächenbild zu jeder Messung. Auf der aktiven Fläche ist das Spannungssignal farblich dargestellt, wobei die Farbskala jeweils bei etwa der Hälfte des Maximalwerts der Spannung mit Rot beginnt und in der Reihenfolge Gelb–Grün–Türkis–Blau–Violett ansteigt. Am Rand der aktiven Fläche ist also das erhaltene Spannungssignal nicht null, sondern etwa halb so groß wie das maximale Signal und sinkt erst allmählich ab. Dies ist im Linescan in Abb. 6.7 unten gut zu erkennen. Der Kontrast ist Bild für Bild maximiert, so dass die Stelle mit maximalem Kontrast stets violett erscheint. Der maximale Spannungswert sinkt allerdings deutlich von Bild zu Bild, was dem in Kap. 6.2 Gesagten entspricht: Das Spannungssignal wird mit steigendem Biasstrom immer kleiner und schließlich sogar negativ.

In beiden Proben fällt die ausgeprägte Homogenität der Signalverteilung auf. Bei den meisten Abbildungen findet man ein relativ flaches Plateau, das erst nahe der Grenzen der aktiven Fläche stark abfällt.

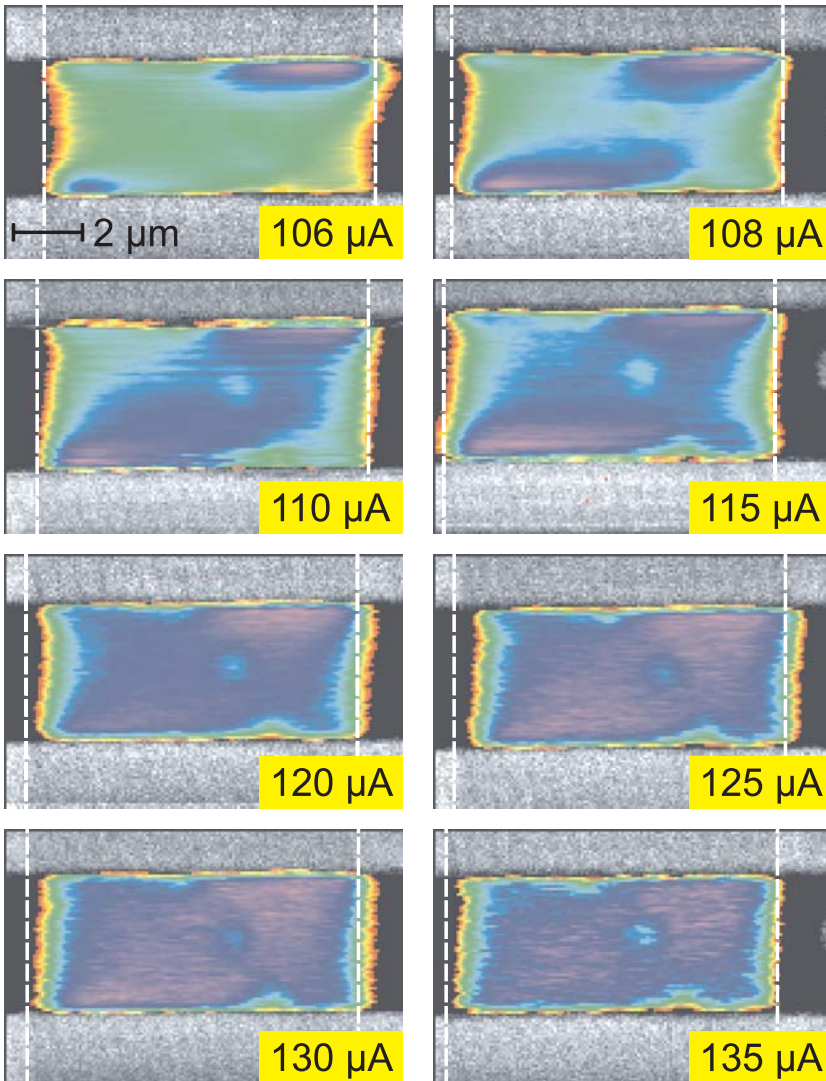


Abbildung 6.6: *Abbildung des stabilen Hot Spots in Probe H10a. Strahlparameter: $U_S = 5\text{kV}$, $I_S = 10\text{pA}$. Die Ränder des NbN-Streifens sind weiß gestrichelt. Die Biasströme sind jeweils angegeben. Farbskala siehe Text.*

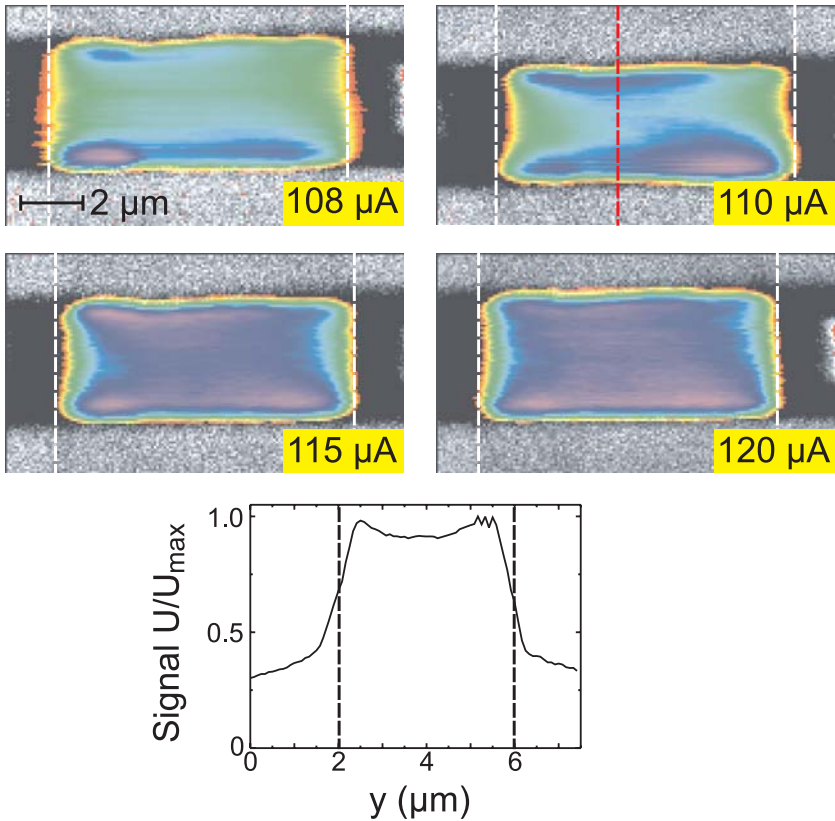


Abbildung 6.7: Wie Abb. 6.6, jedoch für Probe H10b. Der Graph unten zeigt den im rechten oberen Bild rot markierten Linescan. Die schwarz gestrichelten Linien markieren den oberen bzw. unteren Rand der Probe.

Von dieser Homogenität gibt es zwei systematische Abweichungen:

- In Probe H10a (Abb. 6.6) findet man etwas rechts des Zentrums der aktiven Fläche in fast allen Bildern einen Fleck mit einem etwas schwächeren Signal. Dies ist vermutlich auf eine Inhomogenität im Film zurückzuführen: Ist der Film an einer Stelle deutlich dünner oder hat dort sogar ein Loch, spielt diese Stelle für den Stromtransport und damit für die gemessene Spannung eine kleinere Rolle.

Auch die elektronenstrahl-induzierten Spannungsänderungen sind dann verringert.

- In Bildern mit relativ geringen Biasströmen, d.h. etwa bis $115 \mu\text{A}$, findet man am oberen und unteren Rand der aktiven Fläche, d.h. nahe der Goldpads, eine leichte Erhöhung des Signals. Dieses erhöhte Signal ist in der Regel nicht symmetrisch zur vertikalen Achse im Bild. Es ist in jedem Fall aber deutlich kleiner als die Signalthöhe des Plateaus.

6.4 Abbildung des induzierten Hot Spots

Wie in Kap. 6.2 erklärt, kann der Elektronenstrahl zur Erzeugung eines Hot Spots verwendet werden. Dazu wird der Biasstrom etwas kleiner als der Rücksprungstrom I_r gewählt, also so, dass der Hot Spot gerade nicht stabil, die Spannung über der Probe also null ist. Je nach Strahlenergie und Bestrahlungsort kann nun ein Hot Spot und damit ein Spannungssignal erzeugt werden. Einige Messungen bei $U_S = 10 \text{ kV}$ für die Proben *H10a* und *H10b* sowie *H2a* und *H2b* sind in Abb. 6.8 gezeigt.

Bei einem Strahlstrom von $I_S = 0.27 \text{ nA}$ (0.24 nA) bei Probe *H10a* (Probe *H10b*) wird durch den Elektronenstrahl unabhängig vom Bestrahlungsort kein Hot Spot und damit auch keine Spannung induziert. Bei Erhöhung des Strahlstroms sieht man einen schnell wachsenden "Fleck" in der Nähe der Mitte der Probe. Bereits bei einer Erhöhung des Strahlstroms um 0.04 nA wird in einem erheblichen Anteil der aktiven Fläche der Probe durch Bestrahlung ein Hot Spot induziert. Die Proben *H10a* und *H10b* verhalten sich auch hier leicht unterschiedlich: Während sich bei Probe *H10a* zunächst zwei Flecken bilden, die dann zu einem größeren Fleck mit unregelmäßiger Form zusammenwachsen, bildet sich bei Probe *H10b* fast genau in der Mitte der Probe ein kreisrunder Fleck, der rund bleibt und wächst. Dieser deutliche Unterschied ist vermutlich erneut auf eine unterschiedliche Probenqualität zurückzuführen: Probe *H10a* zeigte bereits bei der Abbildung des stabilen Hot Spots einen auf eine Inhomogenität in der Probe hinweisenden Fleck mit schwächerem Signal. Etwa an der gleichen Stelle, etwas rechts vom Zentrum, kann bei 0.31 nA kein Hot Spot erzeugt werden, während das in der Umgebung möglich ist. Probe *H10b* verhielt sich schon bei der Abbildung des stabilen Hot Spots deutlich homogener und lässt auch hier

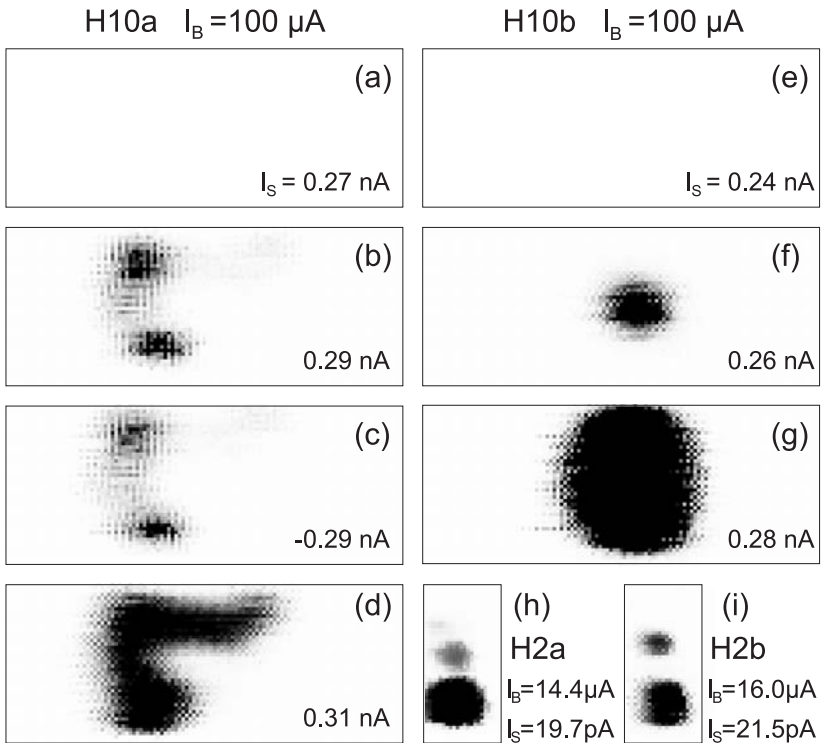


Abbildung 6.8: Abbildung ($U_S = 10 \text{ kV}$) des induzierten Hot Spots bei verschiedenen Proben. Der schwarze Kasten markiert jeweils die aktive Probenfläche, der Biasstrom I_B fließt in senkrechter Richtung. (a)–(d) Probe H10a, (e)–(g) Probe H10b. Bei (c) ist im Vergleich zu allen anderen Bildern die Biasstromrichtung umgekehrt. (h) Probe H2a, (i) Probe H2b.

kaum Inhomogenitäten erkennen.

Die Bilder (b) und (c) in Abb. 6.8 sind unter gleichen Bedingungen aufgenommen worden, lediglich die Richtung des Biasstroms wurde geändert. Wie zu erwarten war, ergibt sich hierdurch keine Änderung in der Erzeugbarkeit des Hot Spots.

Auch die Proben H2a und H2b, (h) und (i) in Abb. 6.8, zeigen mehrere getrennte Flecken. Auch dies ist ein Hinweis auf Inhomogenitäten im NbN-Film.

6.5 Diskussion der Ergebnisse

Für die Signalentstehung im Fall der Abbildung des stabilen Hot Spots sind zwei Mechanismen verantwortlich:

Zum einen kann der Hot Spot, sofern er zunächst etwas kleiner als die aktive Fläche des HEBs ist, durch den Elektronenstrahl vergrößert werden. Diese Signalart lag der bereits erwähnten Arbeit von Eichele und Hübener [EICHELE *et al.*, 1981, 1983; HUEBENER, 1984] zugrunde. Dieser Effekt sollte vor allem an den Rändern des Hot Spots, also – wenn man von einem großen, zusammenhängenden Hot Spot ausgeht – an den Rändern der aktiven Fläche auftreten. Mit steigendem Biasstrom sollte der unbestrahlte Hot Spot durch die steigende Dissipation schnell größer werden, bis er – vermutlich bereits bei einer relativ geringen Erhöhung des Biasstroms – die Ausdehnung der aktiven Fläche erreicht. In diesem Fall kann der Elektronenstrahl nicht mehr für eine Vergrößerung des Hot Spots sorgen, diese Signalart spielt dann keine Rolle mehr.

Ein zweiter möglicher und im vorliegenden Fall vermutlich sehr wichtiger Mechanismus der Signalentstehung ist die Widerstandserhöhung durch Erhöhung der lokalen Temperatur. Der $R(T)$ -Übergang der am *IRAM* vor einigen Jahren hergestellten Proben (NbN auf amorphem Quarz) ist nämlich bei einem T_c von ca. 10 K fast 5 K breit und verläuft weitgehend linear, siehe [FROMMBERGER, 2001, Seite 25]. Inzwischen ist der Herstellungsprozess verbessert worden, so dass der $R(T)$ -Übergang für die untersuchten Proben schmaler ist [SCHUSTER, 2006]. Nimmt man eine konstante Temperaturerhöhung durch den Elektronenstrahl an, ist die Widerstands- und damit Spannungsänderung proportional zur thermischen Widerstandsänderung $\frac{dR}{dT}$. Das häufig zur Beschreibung von Hot Spots verwendete SBT-Modell (vgl. Kap. 2.7) geht dagegen von einem konstanten Widerstand aus und ist daher für die Beschreibung der vorliegenden Proben wenig geeignet.

Zur Erklärung der gefundenen Signale ist es wichtig, die Breite der elektronenstrahlinduzierten Temperaturverteilung und damit die tatsächliche Auflösung der Abbildungsmethode zu bestimmen. Dazu werden jeweils für die Abbildung des stabilen und des induzierten Hot Spots ein Linescan *quer* zur Stromrichtung betrachtet, siehe Abb. 6.9.

Um die Breite des Anstiegs der Messkurven zu bestimmen, wurde folgende Funktion an die Messdaten angefitet, die aus der Multiplikation

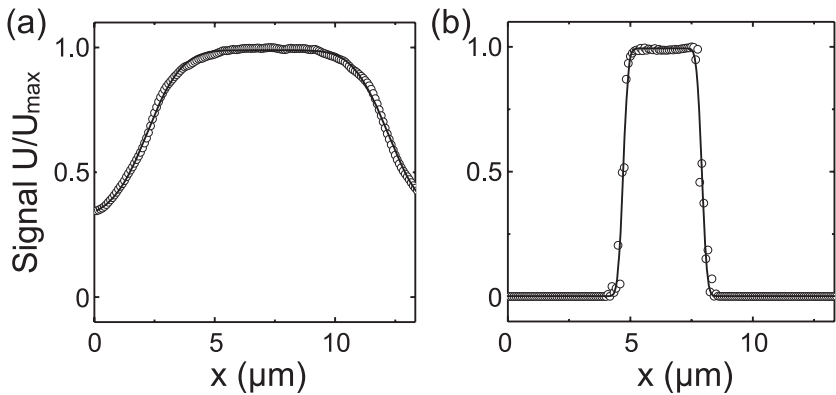


Abbildung 6.9: Linescans (quer zur Stromrichtung) zur Bestimmung der räumlichen Auflösung der Abbildungsmethode. (a) Stabiler Hot Spot, Linescan aus Abb. 6.6, rechts oben. (b) Induzierter Hot Spot, Linescan aus Abb. 6.8 (g). Das Messsignal ist in Form von Ringen, die Fitfunktion (siehe Text) als Linie dargestellt.

einer Gaußkurve der Breite 2σ (als einfaches Modell für die Verteilung der Temperaturerhöhung durch den Elektronenstrahl) mit einer doppelten Stufenfunktion und anschließender Integration entsteht:

$$U = U_0 + \frac{U_{max} - U_0}{4} \cdot \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - x_1}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right) \right] \cdot \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x - x_2}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right) \right]$$

Hierbei ist $\operatorname{erf}(x)$ die so genannte “Error Function”, definiert als $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-u^2) du$. Weiterhin sind U_0 ein Offset in der Spannung, U_{max} der maximale Spannungswert, sowie x_1 bzw. x_2 der linke bzw. rechte Rand der Probe. Die Breite des Übergangs 2σ kann als Maß für die Auflösung verwendet werden.

Für den stabilen Hot Spot ergibt sich $2\sigma \approx 2.1\mu\text{m}$. Diese Angabe kann allerdings nur als Abschätzung dienen, da es ja, wie oben beschrieben, zwei Arten der Signalentstehung gibt, die sich möglicherweise überlagern. Die Abschätzung wird gestützt durch den in Probe *H10a* auftretenden Fleck im Zentrum der Probe (Abb. 6.6), der eine scheinbare Ausdehnung von etwas über $1\mu\text{m}$ hat.

Eine genaue, quantitative Analyse kann möglicherweise durch eine komplexe numerische Simulation unter Einbeziehung des vom Elektro-

nenstrahls erzeugten Temperaturprofils sowie des Verlaufs von $\frac{dR}{dT}$ durch Lösen der Wärmeleitungsgleichung erreicht werden [SCHUSTER, 2006]. In dieser Arbeit soll jedoch nur eine qualitative Analyse gegeben werden:

Nach dem oben Gesagten sollte die Signalentstehung durch eine *Vergrößerung* des Hot Spots bereits bei einer mäßigen Erhöhung des Biasstroms bald ausscheiden, da der Hot Spot schnell seine maximale Größe erreicht, d.h. die gesamte aktive Fläche normalleitend wird. Der $\frac{dR}{dT}$ -Effekt sollte dagegen aufgrund der Breite des $R(T)$ -Übergangs für steigende Biasströme sehr viel langsamer schwächer werden. Durch Betrachten der Spannungsbilder bei verschiedenen Biasströmen sollte sich somit zwischen den beiden Signalentstehungsarten unterscheiden lassen.

Führt man diese Analyse durch, so stellt man fest, dass die Bilder für verschiedene Biasströme weitgehend unverändert bleiben. Eine Ausnahme bilden die erhöhten Signale am oberen und unteren Rand der Proben, die bei beiden Proben für Biasströme bis ca. $115 \mu\text{A}$ deutlich sichtbar sind und dann stark abnehmen. Am linken und rechten Rand findet man keine solchen erhöhten Signale. Nach dem oben Gesagten sind diese Signale somit ein Effekt der elektronenstrahlinduzierten Vergrößerung des Hot Spots. Dies bedeutet, dass der unbestrahlte Hot Spot quer zur Stromrichtung bereits die maximale Größe erreicht hat (was nicht überrascht, da im resistiven Zustand kein durchgehender supraleitender Pfad in Stromrichtung existieren darf), in Stromrichtung dagegen zunächst nicht die ganze aktive Fläche ausfüllt. Dies erscheint durchaus plausibel, da die Goldkontakte am oberen und unteren Ende der Probe die Kühlung verstärken sollten.

Der überwiegende Anteil des gesamten Signals, also das fast die gesamte aktive Fläche ausfüllende, sehr homogene Signal müsste somit vom $\frac{dR}{dT}$ -Effekt herrühren. Zudem ist die Mitte der aktiven Fläche so weit (vergleichbar mit der geschätzten Breite der Temperaturverteilung) von den Rändern entfernt, dass das (sehr hohe) Signal hier nicht durch eine Vergrößerung des Hot Spots erklärt werden kann.

Auch der in Probe *H10a* auftretende Fleck in der Probenmitte (Abb. 6.6) müsste dann ein $\frac{dR}{dT}$ -Effekt sein. Möglicherweise ist hier $\frac{dR}{dT}$ lokal deutlich kleiner, z.B. weil T_c durch eine Inhomogenität im Film deutlich herabgesetzt ist.

Die vorgestellte qualitative Analyse stützt die in Kap. 6.2 vorgestellte Erklärung für den Spannungsumkehrereffekt: Da bei hohen Biasströmen

das Signal praktisch ausschließlich eine Folge des $\frac{dR}{dT}$ -Verhaltens ist, würde ein negatives $\frac{dR}{dT}$ auch zu einem negativen Signal führen.

Die Abbildung des induzierten Hot Spots scheint eine sehr viel bessere Auflösung zu besitzen. Der in Abb. 6.9 (b) gezeigte Linescan des in Abb. 6.8 (g) gezeigten Spannungsbilds hat eine mit Hilfe der oben beschriebenen Fit-Funktion bestimmte Übergangsbreite von $2\sigma \approx 0.33\mu\text{m}$. Dies darf jedoch nicht mit der Breite der Temperaturverteilung durch den Elektronenstrahl gleichgesetzt werden, da es sich hierbei um eine völlig andere Signalentstehung handelt: es entsteht ein binäres Signal, d.h. durch den Elektronenstrahl wird ein Hot Spot entweder induziert, dann ergibt sich ein bestimmter Spannungswert $U = U_i$, oder er wird nicht induziert, dann bleibt die Spannung bei exakt null. Somit müsste die Übergangsbreite im Idealfall — trotz einer endlichen Breite der durch den Elektronenstrahl bewirkten Temperaturverteilung — verschwindend gering sein. Dass es an der Grenze zwischen den beiden Bereichen Punkte mit einer Spannung im Zwischenbereich gibt, ist eine Folge der Mittelung über mehrere Hundert Zyklen, in denen der Elektronenstrahl mit Hilfe des Beam Blankers (siehe Kap. 3.3.4) an- und ausgeschaltet wird. In der Praxis gibt es kleine Schwankungen in der Elektronenstrahlleistung und durch mechanische Schwingungen auch minimale Änderungen im Bestrahlungsort, so dass an einer kritischen Stelle bei manchen Zyklen ein Hot Spot induziert wird und bei anderen nicht. Wird also beispielsweise im statistischen Mittel in jedem zweiten Zyklus ein Hot Spot induziert, sollte sich eine gemessene (d.h. mittlere) Spannung $U = \frac{1}{2}U_i$ ergeben.

Aus der Abbildung des induzierten Hot Spots lassen sich Informationen über die Homogenität der Probe gewinnen. So kann man aus den vorgestellten Spannungsbildern (Abb. 6.8) deutlich erkennen, dass die sich auf dem gleichen Chip befindlichen Proben *H10a* und *H10b* deutlich in der Homogenität unterscheiden: Während Probe *H10b* einen einzelnen, zentralen und gleichmäßig wachsenden Bereich mit endlichem Signal zeigt, findet man bei Probe *H10a* eine deutlich unregelmäßigere Verteilung der Stellen, an denen durch den Elektronenstrahl ein Hot Spot induziert wird. Diese Beobachtung wird durch die Abbildung des stabilen Hot Spots gestützt: auch hier war Probe *H10b* homogener, während Probe *H10a* den Fleck zeigte. Zudem korrelieren die Inhomogenitäten beider Messmethoden bei Probe *H10a* recht gut: an der Stelle, an der sich bei der Abbildung des stabilen Hot Spots der Fleck mit dem schwächeren

Signal befindet, ist es auch besonders schwierig, einen Hot Spot durch den Elektronenstrahl zu induzieren.

Diese Ergebnisse zeigen, dass beim gegenwärtigen Probenherstellungsverfahren mittels reaktivem Sputterns die Filmhomogenität für Dicken bis 10 nm einen wichtigen Optimierungsfaktor darstellt.

Kapitel 7

Supraströmverteilung in SQUID–Washern

Die Stromverteilung in Supraleitern ist theoretisch bereits seit einigen Jahrzehnten bekannt, da sie mit Hilfe der London–Theorie und der Ginzburg–Landau–Gleichungen berechnet werden kann. Es gibt bislang jedoch nur eine einzige und dazu noch indirekte Methode, die Stromverteilung in einem Supraleiter experimentell zu bestimmen: Zunächst wird über Supraleiter die Magnetfeldverteilung genau gemessen (dies kann über die verschiedenen bekannten Verfahren der Magnetfeldabbildung geschehen, wie etwa der Magnetooptik, der Hall-Mikroskopie, der Raster-SQUID-Mikroskopie oder der Magnet-Kraft-Mikroskopie) und anschließend in einem komplizierten Rechenverfahren mit Hilfe der Invertierung des Biot–Savart’schen Gesetzes die Stromverteilung bestimmt, siehe z.B. [JOOSS *et al.*, 2002; ALBRECHT *et al.*, 1998]. Dieses Verfahren hat einige Nachteile: Das mathematische Problem der Invertierung ist nur im zweidimensionalen Fall, also für dünne Filme, eindeutig lösbar, zudem setzt diese Methode eine sehr genaue Messung des Magnetfeldes über der gesamten Probe voraus und ist anfällig für Artefakte.

In diesem Kapitel wird eine neu entwickelte und direktere Abbildungsmethode von supraleitenden Ringströmen in einem SQUID–Washer vorgestellt. Die Methode basiert auf der vor einigen Jahren am Lehrstuhl entwickelten Flussquantenabbildung in dc SQUID–Washern mittels Tieftemperatur–Rasterelektronenmikroskopie.

7.1 Flussquantenabbildung in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ dc SQUIDs

Während die meisten Methoden zur Flussquantenabbildung, wie z.B. die Lorentz–Mikroskopie [TONOMURA *et al.*, 2001], die Raster–SQUID–Mikroskopie [TAFURI *et al.*, 2004; KIRTLEY *et al.*, 1996], die Raster–Hall–Mikroskopie [GRIGORENKO *et al.*, 2003] oder magnetooptische Methoden [GOA *et al.*, 2001] auf der Messung des magnetischen Streufelds eines Vortex in seiner unmittelbaren Umgebung beruhen, liegt der vor einigen Jahren in Tübingen entwickelten Methode der Flussquantenabbildung in YBCO dc SQUIDs ein völlig anderes Prinzip zugrunde: sie beruht auf einer Kombination der hohen Empfindlichkeit von SQUIDs mit den in den vorherigen Kapiteln beschriebenen Eigenschaften der Tieftemperatur–Rasterelektronenmikroskopie.

In einer mit flüssigem Stickstoff kühlbaren Stufe des Rasterelektronenmikroskops wurde ein aus einem 80 nm dünnen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ –Film bestehendes SQUID im so genannten Washer–Design (siehe Abb. 7.1 (a)) eingebaut. Das SQUID wurde für den “normalen Betrieb” kontaktiert, d.h. das SQUID gibt eine Änderung des magnetischen Flusses in seinem Schlitz als Spannungsänderung weiter. Der Aufbau mit Abschirmungen, Elektronik und Verstärkern ist recht kompliziert und soll hier nicht wiedergegeben werden. Details des Messaufbaus sind in [STRAUB *et al.*, 2001], [STRAUB, 2003] und [DOENITZ *et al.*, 2004] zu finden.

Die lokale Temperaturerhöhung durch den Elektronenstrahl sorgt für eine Änderung der Pearl–Länge Λ gemäß Gleichung (2.4). Dies bewirkt bei der Bestrahlung einer Stelle in der Nähe eines Flussquants eine Veränderung der Ringströme um ein Flussquant. Die Abschirmströme breiten sich durch die Erhöhung von Λ nun über einen größeren Bereich aus.

Trifft der Elektronenstrahl das Zentrum des Flussquants, werden sich zwar die Abschirmströme weiter ausbreiten, jedoch wird der Schwerpunkt der Abschirmströme, die “virtuelle Position” des Flussquants, unverändert bleiben, siehe Abb. 7.2. Ein so bestrahltes Flussquant wird genauso viel Fluss in den SQUID–Schlitz einkoppeln wie ohne Bestrahlung, es wird sich also in diesem Fall keine Änderung im Messsignal ergeben.

Trifft der Elektronenstrahl jedoch einen Punkt in der unmittelbaren Umgebung (d.h. in weniger als ca. $1\ \mu\text{m}$ Abstand) des Flussquants, wird

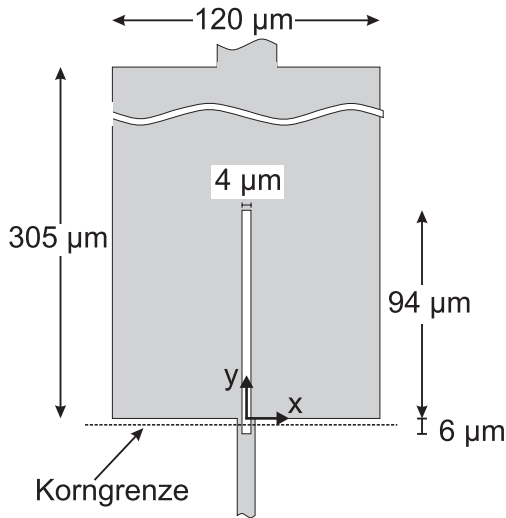


Abbildung 7.1: Layout des untersuchten SQUID Washers.

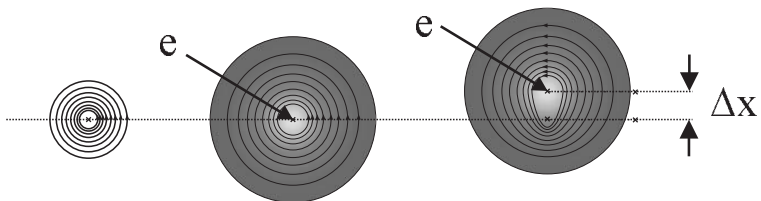


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung der Signalentstehung bei Vortices. Links: Abschirmströme eines unbestrahlten Vortex. Mitte: Zentral bestrahlter Vortex. Die Abschirmströme verteilen sich durch die Erhöhung von Λ über einen größeren Bereich, das Zentrum bleibt konstant. Rechts: Exzentrisch bestrahlter Vortex. Die Abschirmströme werden in Richtung des Elektronenstrahls verzerrt, ihr Schwerpunkt und damit die virtuelle Position des Vortex verschieben sich um δx . Abbildung modifiziert übernommen aus [STRAUB, 1999].

die lokale Temperaturerhöhung nun für eine asymmetrische Verzerrung der Abschirmströme sorgen (siehe Abb. 7.2 rechts). Der Schwerpunkt der verzerrten Abschirmströme wird nun nicht mehr mit der Position des normalleitenden Kerns des Flussquants übereinstimmen, sondern um δx in Richtung des Elektronenstrahls verschoben sein. Die Magnetfeldlinien des Flussquants werden entsprechend mitverzerrt (Magnetfeld und Abschirmströme hängen über die Maxwell- und die London-Gleichungen zusammen, vgl. Kap. 2.2), so dass sich eine Änderung der virtuellen Position des Flussquants ergibt. Die tatsächliche Position des Flussquants, d.h. die Position des normalleitenden Kerns, bleibt dabei unverändert. Es wirkt zwar eine Kraft auf den Vortex in Richtung des Elektronenstrahls, die aber im Vergleich zu den in YBCO vorhandenen intrinsischen Pinningkräften (vgl. [DOENITZ *et al.*, 2004]) zu klein sind, um den Vortex zu bewegen.

Im Folgenden wird ein einzelnes Flussquant im SQUID-Washer betrachtet, siehe Abb. 7.3.

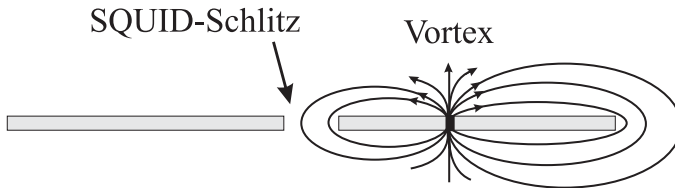


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung der Magnetfeldlinien eines Flussquants in einem SQUID. Ein Teil der Feldlinien schließt sich im SQUID-Schlitz und bildet dort den so genannten “eingekoppelten” Fluss $\Phi(\vec{r})$.

Die Feldlinien eines Vortex in einem SQUID sind — wie alle magnetischen Feldlinien — geschlossene Kurven. Ein Teil dieser Feldlinien wird sich irgendwo außerhalb des Washers wieder schließen. Ein anderer Teil wird jedoch im SQUID-Schlitz geschlossen; diese Feldlinien tragen zum gemessenen Fluss bei, man spricht von in den Schlitz *eingekoppeltem* Fluss $\Phi(\vec{r})$.

Da der Anteil dieser zum Signal beitragenden Feldlinien vom Ort des Flussquants abhängt (je näher sich das Flussquant am Schlitz befindet, desto mehr Fluss wird es einkoppeln), kann man die Kopplung durch

eine skalare Funktion $\Phi(\vec{r})$ beschreiben. Diese Funktion hängt bei gegebener Probengeometrie und –temperatur (und damit gegebenem Λ) nur vom Ort des Flussquants ab, nicht jedoch von den Strahlparametern. Verändert der Vortex nun seine scheinbare Position durch die oben beschriebene Wirkung des Elektronenstrahls, so wird sich i.a. auch der in den Schlitz eingekoppelte Fluss und damit das SQUID–Signal ändern. Eine Bewegung um $\delta\vec{r}$ äußert sich in einer Flussänderung im Schlitz:

$$\delta\Phi = \vec{\nabla}\Phi(\vec{r}) \bullet \delta\vec{r} . \quad (7.1)$$

Je nach Position des Elektronenstrahls kann die vom SQUID gemessene Flussänderung im Schlitz positiv oder negativ sein: Eine Bestrahlung eines Punkts, der auf der dem SQUID–Schlitz abgewandten Seite des Vortex liegt, wird durch die virtuelle Verschiebung des Vortex weg vom Schlitz den Betrag des eingekoppelten Flusses verringern und ein negatives Signal erzeugen. Umgekehrt ergibt sich durch die virtuelle Verrückung durch Bestrahlen eines Punktes auf der dem Schlitz zugewandten Seite ein positives Signal. In einem solchen $\delta\Phi$ –Bild sind Flussquanten demnach durch ein bipolares Signal gekennzeichnet.

In Abb. 7.4 (a) ist ein Beispiel für eine Vortexabbildung gezeigt. Die bipolaren Signale der Flussquanten sind deutlich erkennbar. Ein Linescan über ein solches Vortexsignal (gestrichelte Linie) zeigt Abb. 7.4 (b).

Dieses Modell der Signalentstehung wurde kürzlich in [CLEM, 2006] theoretisch untermauert: eine analytische Berechnung des Elektronenstrahls, der entstehenden Temperaturverteilung und der Wirkung auf die Strom– und Magnetfeldverteilung von Vortices liefert eine Signalverteilung, die der tatsächlich im Experiment gefundenen sehr nahe kommt.

7.2 Vortexsignale und Stromverteilung

Mit der *maximalen* virtuellen Verschiebung Δr eines Flussquants lässt sich der Kontrast C eines Vortexsignals (d.h. die Differenz des maximalen positiven und negativen Signals) schreiben als [DOENITZ *et al.*, 2006]

$$C = 2\Delta r \left| \vec{\nabla}\Phi(\vec{r}) \right| , \quad (7.2)$$

vgl. Abb. 7.4 (b). Δr ist abhängig von den Strahlparametern, jedoch *nicht* von der Flussquantenposition oder der Probengeometrie.

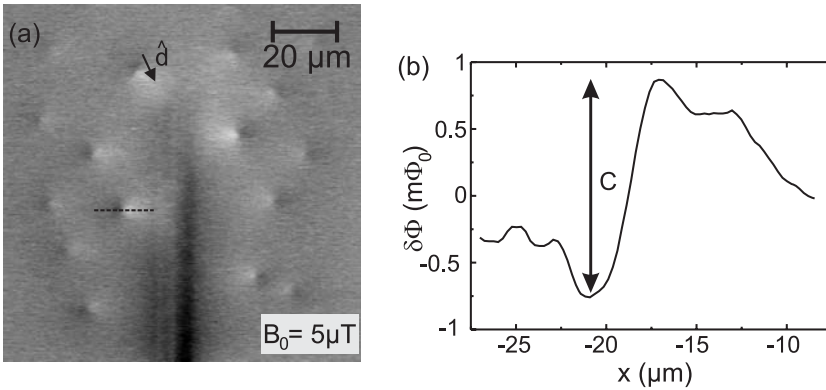


Abbildung 7.4: (a) Flussquantenabbildung ($\delta\Phi$ -Bild) für ein Einkühlfeld von $5\mu\text{T}$. Der Pfeil kennzeichnet die Richtung \hat{d} eines Vortexsignals. (b) Linescan von $\delta\Phi(x)$ entlang der in (a) gezeigten gestrichelten Linie. Der Signalkontrast C , d.h. die Differenz zwischen maximal positivem und maximal negativem Signal eines Vortex ist mit dem Pfeil angedeutet.

Die Richtung eines Vortexsignals \hat{d} definieren wir als die Richtung vom maximal negativen zum maximal positiven Signal des Vortex, siehe Abb. 7.4 (a). Damit lässt sich \hat{d} als Funktion des eingekoppelten Flusses $\Phi(\vec{r})$ schreiben als [DOENITZ *et al.*, 2006]:

$$\hat{d} \equiv \frac{\vec{\nabla}\Phi(\vec{r})}{|\vec{\nabla}\Phi(\vec{r})|}. \quad (7.3)$$

Die für diese Abbildungsmethode charakteristische Form der Vortexsignale bildet die Grundlage für die Abbildung der Stromverteilung im SQUID–Washer. Paradoxerweise kann aus den Vortexsignalen direkte Information über die Stromverteilung im *vortexfreien* Fall gewonnen werden. Dies soll im Folgenden erläutert werden:

Im vortexfreien Fall kann im SQUID ein ringförmiger Suprastrom I fließen, solange er den kritischen Strom der Josephson–Kontakte nicht überschreitet, da das SQUID nun einen geschlossenen supraleitenden Ring darstellt. Dieser Fall entspricht einem SQUID ohne äußeres angelegtes Feld, in dem aber ein endlicher magnetischer Fluss “gefangen” ist, vgl. [BRANDT, 2005]. Die Flächenstromdichte $\vec{J}(\vec{r})$ ist divergenzfrei

und kann daher mit Hilfe einer skalaren Strömungsfunktion beschrieben werden:

$$\vec{J}(\vec{r}) = I \hat{z} \times \vec{\nabla} G(\vec{r}) \quad (7.4)$$

\hat{z} ist hierbei der Einheitsvektor senkrecht zur Filmebene und $G(\vec{r})$ die oben erwähnte skalare Strömungsfunktion. Sie hängt außer von der Probengeometrie auch von der Pearl-Länge Λ ab. G kann so gewählt werden, dass am äußeren Washerrand $G = 0$ und am Schlitz $G = 1$ gilt [CLEM und BRANDT, 2005].

Mit Hilfe eines einfachen Energiearguments konnten J.R. Clem und E.H. Brandt zeigen, dass die beiden Funktionen $\Phi(\vec{r})$ und $G(\vec{r})$, also die Menge des in den SQUID-Schlitz eingekoppelten Flusses eines Vortex an Position \vec{r} einerseits und die skalare Strömungsfunktion für denselben Washer andererseits, eng verwandt sind [CLEM und BRANDT, 2005]:

Nehmen wir an, ein Vortex bewege sich durch die Lorentzkraft eines konstanten Kreisstroms (der z.B. durch eine Stromquelle zwischen den beiden Josephson-Kontakten erzeugt werden könnte) im SQUID. Die Leistung P lässt sich einerseits mit Hilfe der induzierten Spannung V schreiben als

$$P = I \cdot V = I \cdot \frac{d\Phi(\vec{r})}{dt} = I \vec{\nabla} \Phi(\vec{r}) \bullet \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (7.5)$$

und andererseits mit Hilfe der Lorentzkraft

$$\vec{F}_L(\vec{r}) = \vec{J}(\vec{r}) \times \hat{z} \Phi_0 = I \Phi_0 \vec{\nabla} G(\vec{r}) \quad (7.6)$$

als

$$P = \vec{F}_L(\vec{r}) \bullet \frac{d\vec{r}}{dt} = I \Phi_0 \vec{\nabla} G(\vec{r}) \bullet \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (7.7)$$

Aus (7.5) und (7.7) folgt

$$\vec{\nabla} \Phi(\vec{r}) = \Phi_0 \cdot \vec{\nabla} G(\vec{r}) \quad (7.8)$$

Die Integrationskonstante lässt sich nun so wählen, dass

$$G(\vec{r}) = \frac{\Phi(\vec{r})}{\Phi_0} \quad (7.9)$$

gilt, ein höchst einfacher Zusammenhang. Diese Herleitung gilt streng nur für ein einzelnes Flussquant. Solange aber die Abstände zwischen den Vortices groß genug sind, so dass die Abschirmströme um andere

Vortices ein zu betrachtendes Vortex nicht beeinflussen, gilt sie aber in guter Näherung auch für mehrere Flussquanten im Washer. Diese Voraussetzung ist in unseren Messungen erfüllt; in den verwendeten Einkühlfeldern von bis zu $70 \mu\text{T}$ ist der minimale Vortex–Vortex–Abstand (ca. $2 \mu\text{m}$) noch deutlich größer als die Pearl–Länge (ca. $0.5 \mu\text{m}$).

Dieser bemerkenswerte Zusammenhang erlaubt es, die Vortices als “Sonden” für die Stromverteilung im vortexfreien Fall J zu verwenden. Aus den Gleichungen (7.2), (7.3), (7.4) und (7.9) ergibt sich nämlich

$$\vec{J}(\vec{r}) = \frac{C}{\Phi_0} \cdot \frac{I}{2\Delta r} \cdot (\hat{z} \times \hat{d}) \quad (7.10)$$

und somit

$$|\vec{J}(\vec{r})| \propto C \quad \text{und} \quad \vec{J} \perp \hat{d} \quad (7.11)$$

Aus dem Signal eines Vortex am Ort \vec{r} kann also eine vollständige Information über \vec{J} an diesem Punkt gewonnen werden: Die Stromdichte ergibt sich aus dem Kontrast des Vortexsignals, die Richtung aus der Senkrechten zur Signalrichtung.

Auf diese Weise kann aus einer Flussquantenabbildung ein Bild der Stromverteilung im vortexfreien Fall gewonnen werden und mit einer numerischen Berechnung dieser Stromverteilung verglichen werden.

7.3 Vergleich von Experiment und numerischer Simulation

Zur numerischen Berechnung der skalaren Strömungsfunktion G und der Stromverteilung $\vec{J}(\vec{r})$ für den vortexfreien Fall diente das von M.M. Kha-paev geschriebene, kommerzielle Programm *3D-MLSI*, eine Software zur Berechnung von Stromverteilungen und Induktivitäten in (auch mehrlagigen) planaren supraleitenden Systemen [KHAPAEV *et al.*, 2001, 2003]. Das Programm zerlegt zunächst die vorgegebene geometrische Struktur in kleine Dreiecke, wobei die an Rändern gelegenen Bereiche mit kleineren Dreiecken versehen werden. Auf der solchermaßen diskretisierten Struktur werden dann die London– und die Maxwell–Gleichungen gelöst. Das Programm liefert eine räumliche Darstellung der skalaren Strömungsfunktion G , der Stromdichte $|\vec{J}|$ sowie der Stromlinien.

In Abb. 7.5 ist das Ergebnis einer solchen Rechnung für die Proben-geometrie des in Abb. 7.1 beschriebenen SQUID–Washers gezeigt; auf

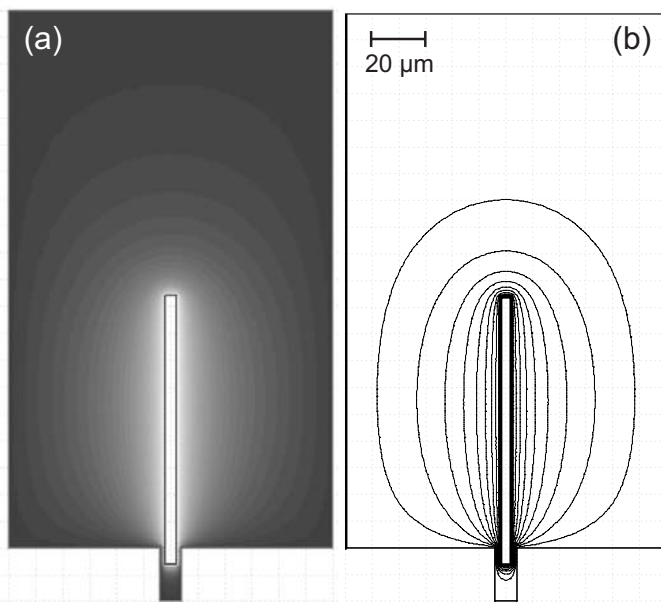


Abbildung 7.5: Numerische Simulation der Stromverteilung in der SQUID-Geometrie für den vortexfreien Fall: (a) skalare Strömungsfunktion G ; $G = 0$ (schwarz) am äußeren, $G = 1$ (weiß) am inneren Washerrand. (b) Stromlinienverteilung im SQUID-Washer.

der linken Seite die Darstellung von G , auf der rechten Seite die Stromlinienverteilung.

Das Programm liefert auch für jede gewünschte Koordinate der Struktur die Werte von G und \vec{J} . Wie in Kap. 7.2 beschrieben, kann nun für jeden abgebildeten Vortex die lokale Stromdichte \vec{J} aus Signalkontrast und -richtung bestimmt und mit dem Ergebnis der numerischen Simulation des Programms *3D-MLSI* an diesem Punkt verglichen werden.

Die Bestimmung von Signalkontrast und -richtung musste “per Hand” durchgeführt werden, da sich eine computergestützte Signalerkennung als nicht zuverlässig erwies. Der Signalkontrast eines Flussquants wurde durch dreimaliges manuelles Auswerten eines Linescans über dem Vortexsignal und anschließender Mittelung ermittelt, die Signalrichtung durch Zeichnen einer Linie über dem maximalen Signalkontrast in *CorelDraw*TM und der anschließenden Winkelbestimmung aus der

horizontalen und vertikalen Ausdehnung der Linie. Um eine unvoreingenommene Auswertung zu gewährleisten, wurde sie von einer Person durchgeführt, der die zu erwartende Stromverteilung nicht bekannt war. Diese Aufgabe wurde von M. Ruoff übernommen.

Die Auswertung der Stromdichte aus dem Signalkontrast der Flussquanten enthält den unbekanntenen freien Parameter Δr , der die maximale elektronenstrahlinduzierte Verschiebung eines Flussquants angibt. Δr ist zwar prinzipiell durch eine genaue Berechnung der lokalen Temperaturverteilung bestimmbar, allerdings sind einige Parameter, wie Strahldurchmesser, deponierte Strahlleistung, Strahlreichweite sowie die räumliche Verteilung der deponierten Strahlleistungsdichte in der Praxis nicht genau genug bekannt. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass sich Δr im Verlauf einer Messung nicht ändert (insbesondere ist Δr nicht von der Position des Flussquants abhängig, wie bereits in Kap. 7.2 erwähnt), wohl aber zwischen zwei Messungen. Daher wurde Δr für jedes $\delta\Phi$ -Bild getrennt so gewählt, dass der Mittelwert aller an den n Vortexpositionen \vec{r}_i experimentell bestimmten Stromdichten, $\frac{1}{n} \sum_i^n \left| \vec{J}(\vec{r}_i) \right|$, mit dem der numerischen Simulation übereinstimmte.

Es wurden exemplarisch vier von R. Straub gemessenen $\delta\Phi$ -Abbildungen bei vier verschiedenen Einkühlfeldern (5, 10, 15 und 40 μT) untersucht.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in den Abb. 7.6 und 7.7 gezeigt. Die Unterschiede zwischen der aus den Vortexsignalen bestimmten Stromverteilung (schwarze Pfeile) und der numerischen Simulation (rote Pfeile) sind sehr gering, teilweise so gering, dass die unten liegenden schwarzen Pfeile nicht sichtbar sind.

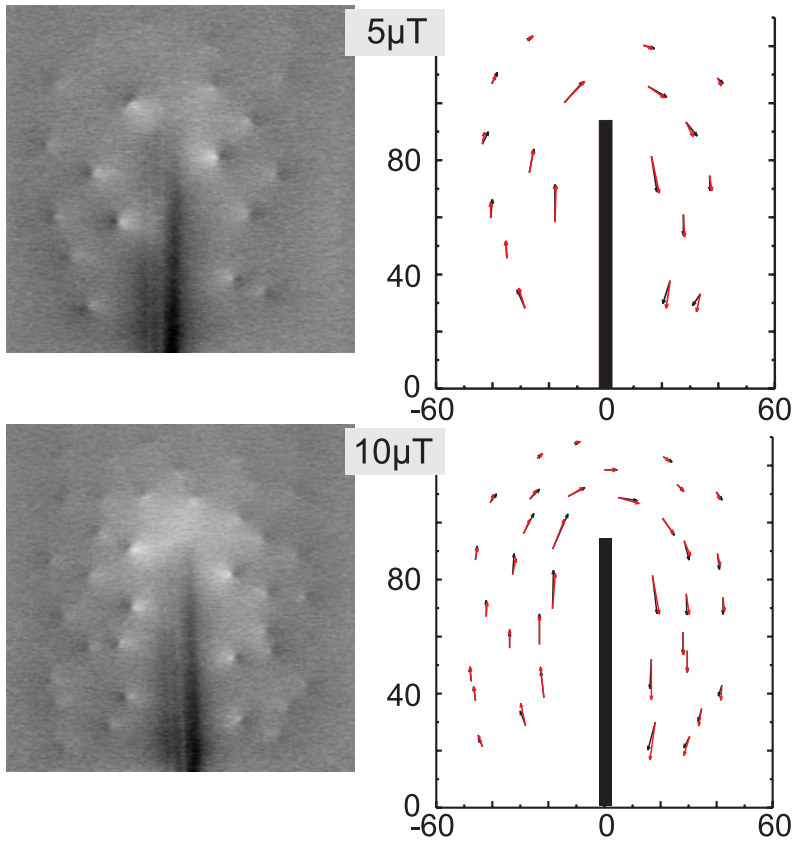


Abbildung 7.6: Vergleich der aus den Vortexsignalen bestimmten Stromverteilung (schwarze Pfeile) mit der numerischen Simulation (rote Pfeile) für die Einkülfelder $5\ \mu\text{T}$ bzw. $10\ \mu\text{T}$. Links: Flussquantenabbildungen, aus [STRAUB, 2003]. Rechts: Darstellung von \vec{J} in Form von Pfeilen. Jeder Pfeil entspricht einem am Startpunkt des Pfeils gefundenen Vortex, die Länge entspricht der lokalen Stromdichte und die Richtung des Pfeils der Richtung des lokalen Stromflusses.

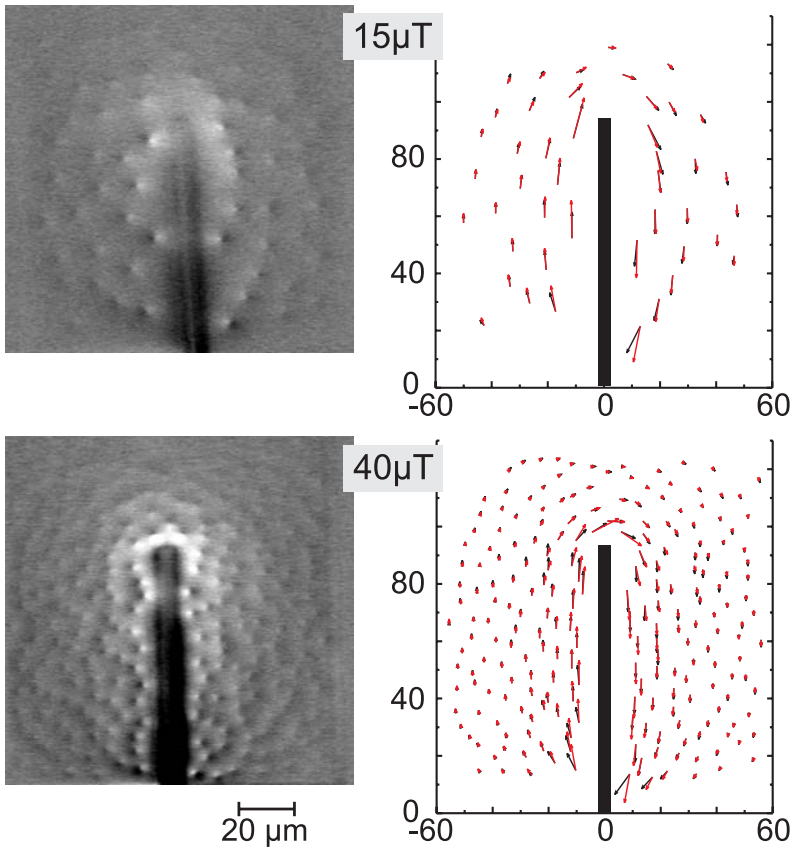


Abbildung 7.7: wie Abb. 7.6, jedoch mit den Einkühhfeldern $15\mu\text{T}$ bzw. $40\mu\text{T}$. Flussquantenabbildungen aus [STRAUB, 2003].

Tabelle 7.1: Mittelwerte der quadratischen Abweichung (rms) der Stromdichte und der Stromrichtung zwischen der experimentell bestimmten und der numerisch simulierten Stromdichteverteilung. Außerdem ist der Fitparameter Δr angegeben.

Einkühlfeld (μT)	rms-Abweichung der Stromdichte	rms-Abweichung der Richtung	Δr (nm)
5	16%	8.4°	52
10	20%	6.4°	43
15	19%	10.7°	41
40	26%	7.6°	40

7.4 Diskussion der Ergebnisse

Die Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentell bestimmten Daten ist quantitativ in Tabelle 7.1 dargestellt.

Die mittlere quadratische Abweichung der Stromdichte an den Vortexpositionen betrug ca. 20 %, die mittlere quadratische Abweichung der Richtung knapp 10°. Diese (kleinen) Abweichungen rühren wahrscheinlich daher, dass der Kontrast und die Richtung der Vortexsignale “per Hand” nicht mit einer höheren Genauigkeit zu bestimmen sind.

Es konnten mit einer Ausnahme keine systematischen Abweichungen zwischen Simulation und Experiment festgestellt werden: Im unteren Bereich, d.h. in der Nähe der Josephson-Kontakte des SQUID-Washers, zeigt sich eine deutlichere Richtungsabweichung. Die aus den Flussquantenabbildungen bestimmten Stromverteilungen weisen in der Regel eine größere Horizontalkomponente auf als die numerische Simulation. Dies lässt sich aber durch die experimentellen Gegebenheiten leicht erklären: Im Verlauf einer Messung, die typischerweise 15 bis 20 Minuten dauert, kann sich die Probe relativ zum Elektronenstrahl in der Filmebene um einige μm verschieben, vgl. Kap. 3.3.4. Da die Scanrichtung des Elektronenstrahls und damit die Bildaufnahme in der Regel zeilenweise von oben nach unten verläuft, äußert sich eine Horizontalverschiebung in einer seitlichen Verscherung des Bildes, die anhand des senkrechten Schlitzes und der senkrechten Ränder leicht festzustellen und damit zu korrigieren ist. Eine Vertikalverschiebung ist jedoch unmöglich zu korrigieren, da es bei der Bildaufnahme zum Schutz der Josephson-Kontakte stets vermieden wurde, diese direkt zu bestrahlen. Der obere Rand des SQUID-Washers

ist aufgrund der großen Länge des Washers (vgl. Abb. 7.1) ebenfalls nicht im Bild, so dass es nur noch *einen* Punkt gibt, dessen Vertikalposition bekannt ist: den oberen Schlitzrand. Dieser eine Punkt reicht zwar aus, um die Vertikalposition der Flussquanten zu bestimmen, eine Verschiebung während der Bildaufnahme kann jedoch nicht bestimmt werden. In den gezeigten Messungen hat eine Vertikalverschiebung nach oben stattgefunden, so dass die untersten Flussquanten bereits sehr viel näher an den Josephson-Kontakten und damit am unteren Washerrand sind. Die y -Komponente der Positionen der Flussquanten wird also nicht ganz korrekt bestimmt, was die Ursache für die gefundenen systematischen Abweichungen darstellt.

Die aus den Messungen ebenfalls bestimmten Werte für Δr sind einigermaßen konstant, sie bewegen sich zwischen 40 und 50 nm. Dieser Wert ist etwa um den Faktor zwei höher als der bisher geschätzte Wert von 20 nm [STRAUB, 2003]. Da aber die hier vorgestellte Untersuchung sehr große Übereinstimmung mit der numerischen Simulation zeigt, können die hier bestimmten Werte für Δr als *gemessene* Werte aufgefasst werden, die die alten Schätzwerte ersetzen.

Durch die sehr gute Übereinstimmung der experimentell aus den Flussquantenabbildungen bestimmten Stromverteilung \vec{J} mit der numerischen Simulation konnten drei wichtige Dinge gezeigt werden:

- Unter Ausnutzung der von Clem und Brandt abgeleiteten Formel (7.9) können Vortices als lokale Detektoren für die Stromverteilung im vortexfreien Fall verwendet werden. Damit haben wir eine neue, direktere Methode entwickelt, Ströme in Supraleitern abzubilden.
- Die Gleichung (7.9) wird durch die Ergebnisse eindrucksvoll bestätigt.
- Das seit Jahren angenommene Modell der virtuellen Flussquantenverschiebung zur Erklärung der Abbildungsmethode konnte experimentell klar bestätigt werden.

Die Ergebnisse dieses Kapitels sind in [DOENITZ *et al.*, 2006] veröffentlicht.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass sich mit Hilfe des Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskops (TTREM) Stromverteilungen in Supraleitern auf vielfältige Weise abbilden lassen.

Stromverteilungen in Josephson-Kontakten lassen sich untersuchen, indem durch die lokale Temperaturerhöhung am Bestrahlungsort die kritische Stromdichte $j_c(x)$ an diesem Ort unterdrückt wird und sich damit der integrale kritische Strom I_c ändert.

In Josephson-Kontakten mit ferromagnetischer Zwischenschicht (SIFS-Kontakte) wurde diese Methode benutzt, um Inhomogenitäten in den am Forschungszentrum Jülich hergestellten Proben nachzuweisen, was schließlich eine Optimierung der Probenherstellung ermöglichte. Die verbesserten Proben waren deutlich homogener und lieferten neue Erkenntnisse zur bislang ungeklärten Frage, ob und inwieweit in solchen SIFS-Kontakten eine Domänenbildung in der ferromagnetischen Schicht auftritt: Die Untersuchungen zeigen, dass Domänen entweder nicht vorhanden oder aber so klein sind, dass sie vom TTREM nicht aufgelöst werden können.

Das selbe Abbildungsprinzip lag der Untersuchung von Niob-YBa₂Cu₃O₇-Zickzack-Kontakten zugrunde. Untersuchungen an einem kurzen Vergleichskontakt bewiesen zunächst die Gültigkeit des Modells zur Signalentstehung in kurzen Kontakten. Dies bestätigt die Interpre-

tation der von R. Straub durchgeführten und in der vorliegenden Arbeit reproduzierten Messungen, die einen Beweis für die $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie des supraleitenden Ordnungsparameters in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ lieferten.

Durch Untersuchungen des Quasiteilchentunnels an diesen Zickzack-Proben konnte weiterhin die Existenz von gebundenen Andreev-Zuständen an der Grenzfläche gezeigt werden. Die Ergebnisse lieferten einen weiteren Beweis für die d -Wellen-Symmetrie in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ sowie Erkenntnisse zum Mechanismus des Quasiteilchentunnels in Systemen aus einem s - und einem d -Wellen-Supraleiter.

Mit einem leicht unterschiedlichen Prinzip der Signalentstehung gelang die erste Abbildung eines *stabilen* Hot Spots in Hot Electron Bolometern (HEBs). Hier sorgte die elektronenstrahlinduzierte lokale Temperaturerhöhung für eine Erhöhung des elektrischen Widerstands, die dann detektiert werden konnte.

Der Elektronenstrahl wurde in den untersuchten HEBs auch dazu benutzt, einen Hot Spot zu *induzieren*. Diese Methode erlaubte noch detailliertere Aussagen über die Homogenität der Proben als die Abbildung des stabilen Hot Spots.

Schließlich wurde in der vorliegenden Arbeit ein völlig neues Prinzip der Abbildung von Stromverteilungen in YBCO SQUIDs entwickelt. Es beruht auf der seit einigen Jahren bekannten Methode der Flussquantenabbildung mit Hilfe des TTREMs. Ein von J.R. Clem und E.H. Brandt entdeckter Zusammenhang zwischen der Stromverteilung des supraleitenden Ringstroms und der Flusseinkopplung eines Vortex erlaubte die Verwendung der abgebildeten Vortices als Detektoren für die Suprastromverteilung. Die Übereinstimmung zwischen der so gewonnenen Stromverteilung und der mit Hilfe einer numerischen Simulation berechneten Stromverteilung war so gut, dass sowohl die Clem/Brandt'sche Beziehung als auch das verwendete Signalentstehungsmodell als bewiesen gelten können.

Neben einigen wichtigen physikalischen Ergebnissen sowie Erkenntnissen über die Qualität der untersuchten Proben (die in einem Fall direkt zu einer verbesserten Herstellung führte) konnten in der vorliegenden Arbeit auch Beiträge zum Verständnis der Theorie der Signalentstehung im TTREM gewonnen werden. Zum Teil konnten Modelle hierzu verifiziert, zum Teil auch erweitert werden.

Die Abbildung von Stromverteilungen stellt nur einen Teil des Anwendungsspektrums der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie dar. Die vorgestellten Beispiele zeigen, wie vielfältig und wertvoll diese Methode für die Untersuchung von supraleitenden Dünnschichten sein kann. Daher ist zu erwarten, dass auch in den nächsten Jahren viele weitere wichtige Erkenntnisse mit Hilfe der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie gewonnen werden können.

Literaturverzeichnis

- ABRIKOSOV, A., Zh. Exprim. i. Teor. Fiz. **32**, 1442 (1957).
- ALBRECHT, J., C. JOOSS, R. WARTHMAN, A. FORKL und H. KRONMÜLLER, Phys. Rev. B **57**, 10332 (1998).
- ALFF, L., A. BECK, R. GROSS, A. MARX, S. KLEEFISCH, T. BAUCH, H. SATO, M. NAITO und G. KOREN, Phys. Rev. B **58**, 11197 (1998).
- ANDREEV, A., Zh. Eksp. Teor. Fiz. **46**, 1823 (1964).
- APRILI, M., M. COVINGTON, E. PARAOANU, B. NIEDERMEIER und L. H. GREENE, Phys. Rev. B **57**, R8139 (1998).
- ARAMS, F., C. ALLEN, B. PEYTON und E. SARD, Proc. of the IEEE **54** (1966).
- ARIANDO, private Mitteilung (2005).
- ARIANDO, D. DARMINTO, H. J. H. SMILDE, V. LECA, D. H. A. BLANK, H. ROGALLA und H. HILGENKAMP, Phys. Rev. Lett. **94**, 167001 (2005).
- BARASH, Y. S., A. A. SVIDZINSKY und H. BURKHARDT, Phys. Rev. B **55**, 15282 (1997).
- BARDEEN, J., Phys. Rev. Lett. **6**, 57 (1961).
- BARDEEN, J., L. COOPER und J. SCHRIEFFER, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- BAREND, R., M. HAJENIUS, J. R. GAO und T. M. KLAPWIJK, Appl. Phys. Lett. **87**, 263506 (2005).

- BEDNORZ, G. und K. A. MÜLLER, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986).
- BERGERET, F. S., A. F. VOLKOV und K. B. EFETOV, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
- BOSCH, J., R. GROSS, M. KOYANAGI und R. P. HUEBENER, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1448 (1985).
- BOSCH, J., R. GROSS, M. KOYANAGI und R. P. HUEBENER, *J. Low Temp. Phys.* **68**, 245 (1987).
- BRAGINSKI, A., in *The New Superconducting Electronics*, herausgegeben von H. WEINSTOCK und R. W. RALSTON (Kluwer Academic Publishers, London, UK, 1993), S. 235–288.
- BRANDT, E. H., *Rep. Prog. Phys.* **58**, 1465 (1995).
- BRANDT, E. H., *Phys. Rev. B* **72**, 024529 (2005).
- BUCKEL, W. und R. KLEINER, *Supraleitung* (WILEY-VCH, 2004).
- BULAEVSKII, L. N., V. V. KUZII und A. A. SOBYANIN, *JETP Lett.* **25**, 290 (1977).
- BUZDIN, A. I., *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
- BUZDIN, A. I., L. N. BULAEVSKII und S. V. PANYUKOV, *JETP Lett.* **35**, 178 (1982).
- CHANG, J.-J., C. H. HO und D. J. SCALAPINO, *Phys. Rev. B* **31**, 5826 (1985).
- CHEREDNICHENKO, S., P. YAGOUBOV, K. IL'IN, G. GOL'TSMAN und E. GERSHENZON, 8th Int. Symp. on Space Terahertz Technol. (1997).
- CHESCA, B., D. DOENITZ, T. DAHM, R. P. HUEBENER, D. KOELLE, R. KLEINER, ARIANDO, H. SMILDE und H. HILGENKAMP, *Phys. Rev. B* **73**, 014529 (2006).
- CHESCA, B., M. SEIFRIED, T. DAHM, N. SCHOPOHL, D. KOELLE, R. KLEINER und A. TSUKADA, *Phys. Rev. B* **71**, 104504 (2005).
- CLARKE, J., in *Superconducting Devices*, herausgegeben von S. RUGGIERO und D. RUDMAN (Academic Press, Boston, 1990), S. 51–99.

- CLAUSS, T., *Kollektive Fluxonmoden in Intrinsischen Josephson-Kontakten unter Mikrowelleneinstrahlung*, Dissertation, Universität Tübingen (2004).
- CLEM, J. R., Phys. Rev. B **73**, 214529 (2006).
- CLEM, J. R. und E. H. BRANDT, Phys. Rev. B **72**, 174511 (2005).
- COHEN, M. H., L. M. FALICOV und J. C. PHILLIPS, Phys. Rev. Lett. **8**, 316 (1962).
- COVINGTON, M. und L. H. GREENE, Phys. Rev. B **62**, 12440 (2000).
- DODERER, T., *Räumliche Strukturen in Josephson-Tunnelkontakten bei Mikrowelleninjektion*, Dissertation, Universität Tübingen (1991).
- DODERER, T., H.-G. WENER, R. MOECK, C. BECKER und R. HUEBENER, Cryogenics **30**, 65 (1990).
- DOENITZ, D., M. RUOFF, E. H. BRANDT, J. R. CLEM, R. KLEINER und D. KOELLE, Phys. Rev. B **73**, 064508, cond-mat/0509484 (2006).
- DOENITZ, D., R. STRAUB, R. KLEINER und D. KOELLE, Appl. Phys. Lett. **85**, 5938 (2004).
- DÖNITZ, D., *Abbildung von Vortices und niederfrequentes Rauschen in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ dc SQUIDS*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2002).
- DRUNG, D., Supercond. Sci. Technol. **16**, 1320 (2003).
- DYNES, R. C. und T. R. FULTON, Phys. Rev. B **3**, 3015 (1971).
- EICHELE, R., L. FREYTAG, H. SEIFERT, R. P. HUEBENER und J. R. CLEM, J. Low Temp. Phys. **52**, 449 (1983).
- EICHELE, R., H. SEIFERT und R. HUEBENER, Appl. Phys. Lett. **38**, 383 (1981).
- EKIN, J. W., Y. XU, S. MAO, T. VENKATESAN, D. W. FACE, M. EDDY und S. A. WOLF, Phys. Rev. B **56**, 13746 (1997).
- ELMERS, H.-J., *Magnetismus Dünner Filme* (Institut für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich GmbH, 1999), 30. Ferienkurs "Magnetische Schichtsysteme".

- FIEGLE, K., D. DIEHL und K. JACOBS, IEEE Trans. Appl. Supercond. **7**, 3552 (1997).
- FLOET, D. W., E. MIEDEMA, T. M. KLAPWIJK und J. R. GAO, Appl. Phys. Lett. **74**, 433 (1999).
- FOGELSTRÖM, M., D. RAINER und J. A. SAULS, Phys. Rev. Lett. **79**, 281 (1997).
- FROMMBERGER, M., *Herstellung und Charakterisierung Supraleitender Nb und NbN Hot-Electron Bolometer Mischerelemente*, Dissertation, Universität zu Köln (2001).
- GANZEVLES, W., J. GAO, D. W. FLOET, G. DE LANGE, A. V. LANGEN, L. SWART, T. KLAPWIJK und P. DE KORTE, 10th Int. Symp. on Space Terahertz Technol. (1999).
- GAO, L., Y. Y. XUE, F. CHEN, Q. XIONG, R. L. MENG, D. RAMIREZ, C. W. CHU, J. H. EGGERT und H. K. MAO, Phys. Rev. B **50**, 4260 (1994).
- GAVALER, J. R., M. G. FORRESTER und J. TALVACCHIO, Physica C **162-164**, 1051 (1989).
- DE GENNES, P.-G., *Superconductivity of Metals and Alloys* (Perseus Books Group, New York, 1999).
- GERBER, R., *Ortsaufgelöste Untersuchungen an Bauelementen aus Hochtemperatur-Supraleitern*, Dissertation, Universität Tübingen (1997).
- GERBER, R., T. NISSEL, H.-G. WENER, A. WILLMANN, R. HUEBENER, D. KOELLE und R. GROSS, Cryogenics **37**, 21 (1997).
- GINZBURG, V. und L. LANDAU, Zh. Eksperim. i. Theor. Fiz. **20**, 1064 (1950).
- GOA, P. E., H. HAUGLIN, M. BAZILJEVICH, E. IL'YASHENKO, P. L. GAMMEL und T. H. JOHANSEN, Supercond. Sci. Technol. **14**, 729 (2001).
- GOLDOBIN, E., "GoldExI data aquisition software", online verfügbar unter: <http://www.geocities.com/goldexi> (2002).

- GOLDOBIN, E., D. KOELLE und R. KLEINER, Phys. Rev. B **66**, 100508 (2002).
- GOLUBOV, A. A., M. Y. KUPRIYANOV und E. IL'ICHEV, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
- GOUSEV, Y. P., G. N. GOL'TSMAN, A. D. SEMENOV, E. M. GERSHENZON, R. S. NEBOSIS, M. A. HEUSINGER und K. F. RENK, J. Appl. Phys. **75**, 3695 (1994).
- GRIGORENKO, A. N., S. J. BENDING, M. J. V. BAELE, M. LANGE, V. V. MOSHCHALOV, H. FANGOHR und P. A. J. DE GROOT, Phys. Rev. Lett. **90**, 237001 (2003).
- GROSS, R. und D. KOELLE, Rep. Prog. Phys. **57**, 651 (1994).
- GUICHARD, W., M. APRILI, O. BOURGEOIS, T. KONTOS, J. LESUEUR und P. GANDIT, Phys. Rev. Lett. **90**, 167001 (2003).
- HILGENKAMP, H. und J. MANNHART, Rev. Mod. Phys. **74**, 485 (2002).
- HILGENKAMP, H., J. MANNHART und B. MAYER, Phys. Rev. B **53**, 14586 (1996).
- HU, C.-R., Phys. Rev. Lett. **72**, 1526 (1994).
- HU, C.-R., Phys. Rev. B **57**, 1266 (1998).
- HUEBENER, R. P., Rep. Prog. Phys. **47**, 175 (1984).
- JAKLEVIC, R. C., J. LAMBE, A. H. SILVER und J. E. MERCEREAU, Phys. Rev. Lett. **12**, 159 (1964).
- JOOSS, C., J. ALBRECHT, H. KUHN, S. LEONHARDT und H. KRONMÜLLER, Rep. Prog. Phys. **65**, 651 (2002).
- JOSEPHSON, B. D., Phys. Lett. **1**, 251 (1962).
- KARASIK, B., M. GAIDIS, W. MCGRATH, B. BUMBLE und H. LEDUC, 8th Int. Symp. on Space Terahertz Technol. (1997).
- KASHIWAYA, S. und Y. TANAKA, Rep. Prog. Phys. **63**, 1641 (2000).

- KAWAMURA, J., C.-Y. TONG, R. BLUNDELL, D. PAPA, T. HUNTER, G. GOL'TSMAN, S. CHEREDNICHENKO, B. VORONOV und E. GERSHENZON, IEEE Trans. Appl. Supercond. **9**, 3753 (1999).
- KHAPAEV, M., M. KUPRIYANOV, E. GOLDOBIN und M. SIEGEL, Supercond. Sci. Tech. **16**, 24 (2003).
- KHAPAEV, M. M., A. Y. KIDIYAROVA-SHEVCHENKO, P. MAGNELIND und M. Y. KUPRIYANOV, IEEE Trans. Appl. Supercond. **11**, 1090 (2001).
- KIRTLEY, J. R., M. V. KETCHEN, K. G. STAVIASZ, J. Z. SUN, W. J. GALLAGHER, S. H. BLANTON und S. J. WIND, Appl. Phys. Lett. **66**, 1138 (1995).
- KIRTLEY, J. R., C. C. TSUEI, M. RUPP, J. Z. SUN, L. S. YU-JAHNES, A. GUPTA, M. B. KETCHEN, K. A. MOLER und M. BHUSHAN, Phys. Rev. Lett. **76**, 1336 (1996).
- KLEINER, R. und D. KOELLE, in *SQUIDS Handbook Vol. 1*, herausgegeben von J. CLARKE und A. BRAGINSKI (WILEY-VCH, 2004).
- KOELLE, D., R. KLEINER, F. LUDWIG, E. DANTSKER und J. CLARKE, Rev. Mod. Phys. **71**, 631 (1999).
- KOLLBERG, E., *Superconducting Mixers for Submillimeter Wavelengths*, in J.M. Chamberlain, R.E. Miles (Eds.) *New Directions in Terahertz Technology* (Kluwer Academic Publishers, 1997).
- KONTOS, T., M. APRILI, J. LESUEUR, F. GENÊT, B. STEPHANIDIS und R. BOURSIER, Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).
- KOPITZKI, K., *Einführung in die Festkörperphysik* (Teubner Studienführer Physik, Stuttgart, 1993).
- KRUPKE, R. und G. DEUTSCHER, Phys. Rev. Lett. **83**, 4634 (1999).
- LANDAU, L. und E. LIFSHITZ, *Electrodynamics of Continuous Media* (Pergamon, New York, 1960).
- LIKHAREV, K. K., *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (Gorden and Breach, Philadelphia, 1986).

- LÖFWANDER, T., V. S. SHUMEIKO und G. WENDIN, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R53 (2001).
- MANNHART, J., H. HILGENKAMP, B. MAYER und C. GERBER, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2782 (1996).
- MCCUMBER, D. E., *J. Appl. Phys.* **39**, 3113 (1968).
- MEISSNER, W. und R. OCHSENFELD, *Naturwissenschaften* **21**, 787 (1933).
- MINTS, R. G. und V. G. KOGAN, *Phys. Rev. B* **53**, 14586 (1997).
- ONNES, H. K., *Comm. Leiden* **120b** (1911).
- ORLANDO, T. P. und K. A. DELIN, *Foundations of Applied Superconductivity* (Addison-Wesley, Massachusetts, 1991).
- PEARL, J., *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
- PILGRAM, S., W. BELZIG und C. BRUDER, *Phys. Rev. B* **62**, 12462 (2000).
- PROBER, D. E., *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2119 (1993).
- RYAZANOV, V., V. A. OBOZNOV, A. RUSANOV, A. VERETENNIKOV, A. A. GOLUBOV und J. AARTS, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001a).
- RYAZANOV, V. V., V. A. OBOZNOV, A. V. VERETENNIKOV und A. Y. RUSANOV, *Phys. Rev. B* **65**, 020501 (2001b).
- RYAZANOV, V. V., A. V. VERETENNIKOV, V. A. OBOZNOV, A. Y. RUSANOV, V. A. LARKIN, A. A. GOLUBOV und J. AARTS, *Physica C* **341-348**, 1613 (2000).
- SCHEER, E., W. BELZIG, Y. NAVEH, M. H. DEVORET, D. ESTEVE und C. URBINA, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 284 (2001).
- SCHMIDT, V., *The Physics of Superconductors* (Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1997).
- SCHUSTER, K.-F., private Mitteilung (2006).
- SEIFERT, H., *Cryogenics* **22**, 657 (1982).

- SELLIER, H., C. BARADUC, F. LEFLOCH und R. CALEMCZUK, Phys. Rev. B **68**, 054531 (2003).
- SKOCPOL, W. J., M. R. BEASLEY und M. TINKHAM, J. Appl. Phys. **45**, 4054 (1974).
- SMILDE, H.-J., *Josephson Contacts Between High- T_C And Low- T_C Superconductors*, Dissertation, University of Twente (2001).
- SMILDE, H. J. H., ARIANDO, D. H. A. BLANK, G. J. GERRITSMAN, H. HILGENKAMP und H. ROGALLA, Phys. Rev. Lett. **88**, 057004 (2002a).
- SMILDE, H.-J. H., H. HILGENKAMP, G. RIJNDERS, H. ROGALLA und D. H. A. BLANK, Appl. Phys. Lett. **80**, 4579 (2002b).
- STEWART, W. C., Appl. Phys. Lett. **12**, 277 (1968).
- STRAUB, R., *Ortsaufgelöste Untersuchung von niederfrequenten Rauschquellen in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ dc SQUIDS mittels Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1999).
- STRAUB, R., *Abbildung von Flussquanten in YBCO SQUIDS und Josephsonströmen in YBCO-Niob Kontakten*, Dissertation, Universität Tübingen (2003).
- STRAUB, R., S. KEIL, R. KLEINER und D. KOELLE, Appl. Phys. Lett. **78**, 3645 (2001).
- TAFURI, F., J. R. KIRTLEY, P. G. MEDAGLIA, P. ORGIANI und G. BALESTRINO, Phys. Rev. Lett. **92**, 157006 (2004).
- TANAKA, Y. und S. KASHIWAYA, Phys. Rev. Lett. **74**, 3451 (1995).
- TINKHAM, M., *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill, Singapore, 1996).
- TONOMURA, A., H. KASAI, O. KAMIMURA, T. MATSUDA, K. HARADA, Y. NAKAYAMA, J. SHIMOYAMA, K. KISHIO, T. HANAGURI, K. KITAZAWA, M. SASASEK und S. OKAYASUK, Nature **412**, 620 (2001).
- TUCKER, J., IEEE J. Quantum Electron. **QE-15**, 1234 (1979).

- VAN BAEL, M., *Regular Arrays of Magnetic Dots and their Flux Pinning Properties*, Dissertation, Katholieke Universiteit Leuven (1998).
- VOLKOV, A. F. und A. ANISHCHANKA, Phys. Rev. B **71**, 024501 (2005).
- WEBER, A., *Fluxonendynamik in Annularen Intrinsischen Josephson-Kontakten*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2003).
- WEIDES, M., private Mitteilung (2006).
- WEIDES, M., M. KEMMLER, E. GOLDOBIN, D. KOELLE, R. KLEINER, H. KOHLSTEDT und A. BUZDIN, cond-mat/0604097 (2006a).
- WEIDES, M., K. TILLMANN und H. KOHLSTEDT, Physica C **437-438**, 349 (2006b).
- WILKINS, R., M. AMMAN, R. E. SOLTIS, E. BEN-JACOB und R. C. JAKLEVIC, Phys. Rev. B **41**, 8904 (1990).
- WONG, H. K., B. Y. JIN, H. Q. YANG, J. B. KETTERSON und J. E. HILLIARD, J. Low Temp. Phys. **63**, 307 (1986).
- XU, J. H., J. H. MILLER und C. S. TING, Phys. Rev. B **53**, 3604 (1996).

Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Mein besonderer Dank gilt meinen beiden Betreuern Prof. Dieter Kölle und Prof. Reinhold Kleiner für das interessante Dissertationsthema sowie die hervorragende Betreuung.

Ich danke allen Assistenten, Doktoranden, Diplomanden, HiWis, Ingenieuren und Sekretärinnen des Lehrstuhls sowie den Werkstattmitarbeitern des Instituts für das angenehme Arbeitsklima, die gute Zusammenarbeit und die Hilfsbereitschaft bei Problemen aller Art. Besonders erwähnen möchte ich hier Edward Goldobin und Boris Chesca, ohne deren Hilfe diese Arbeit nicht so gut hätte gelingen können.

Auch die Zusammenarbeit mit Kollegen außerhalb des Lehrstuhls war stets sehr fruchtbar. Mein Dank für überlassene Proben bzw. gemeinsame Diskussionen geht an J.R. Clem (Ames Lab), E.-H. Brandt (MPI Stuttgart), H.-J. Smilde und Ariando (Uni Twente), M. Weides (FZ Jülich), T. Scherer und K.-F. Schuster (IRAM Grenoble) sowie T. Dahm (Uni Tübingen), letzterem auch für die Begutachtung meiner Arbeit.

Für die finanzielle und ideelle Unterstützung dieser Arbeit danke ich dem Evangelischen Studienwerk e.V. Villigst.

Und *last but not least* möchte ich mich ganz herzlich bei meinen Eltern bedanken, die mir das Physik-Studium ermöglicht und mich stets moralisch und finanziell unterstützt haben, sowie bei meiner Freundin Dorothea für ihre Hilfe und ihre Geduld.

Lebenslauf

Persönliches:

Dietmar Dönitz

geboren am 11. Juni 1976 in München

Eltern: Dr. Wolfgang und Gerhild Dönitz, geb. Berger

ledig; deutsche Staatsangehörigkeit

Ausbildung:

Sept. 1982 – Juli 1986 Grundschule Markdorf

Sept. 1986 – Juni 1995 Gymnasium im Bildungszentrum Markdorf
(Allgemeine Hochschulreife am 27. Juni 1995)

Okt. 1996 – Juli 2002 Studium der Physik an der
Eberhard–Karls–Universität zu Tübingen
(Vordiplom am 23. Juli 1998)

Auslandsaufenthalt in Kalamazoo, MI, USA, 1998/99
Diplomarbeit unter Anleitung von Prof. Dr. D. Kölle
mit dem Thema: “Abbildung von Vortices und nieder-
frequentes Rauschen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ dc SQUIDs”
(Diplom am 22. Juli 2002)

Aug. 2002 – Sept. 2006 Anfertigung der Dissertation am Physikalischen
Institut der Eberhard–Karls–Universität zu Tübingen
unter Anleitung von Prof. Dr. D. Kölle mit dem
Thema: “Abbildung von Stromverteilungen
in supraleitenden Dünnschichtstrukturen”

Sonstiges:

Juli 1995 – Juli 1996 Zivildienst beim Naturschutzbund Deutschland e.V.,
Ortsgruppe Überlingen

Dez. 2003 – Feb. 2006 Promotionsstipendiat des Evangelischen
Studienwerks e.V. Villigst

Akademische Lehrer:

G. Betsch, S. Chung, H. Clement, T. Dahm, H.-D. Ebert, O. Eibl,
A. Fäßler, H. Fischer, E. Goldobin, F. Gönnerwein, T. Gorczyca,
P. Grabmayr, W.D. Hartmann, F. Hasselbach, R.P. Hübener,
H. Kaul, R. Kleiner, D. Kölle, K. Langfeld, E. Lindner, F. Loose,
O. Lutz, A. McGurn, H. Müther, W. Nakel, H. Pfister, E. Plies,
A. Rosenthal, N. Schopohl, G.J. Wagner, M. Wolff, C. Zimmermann