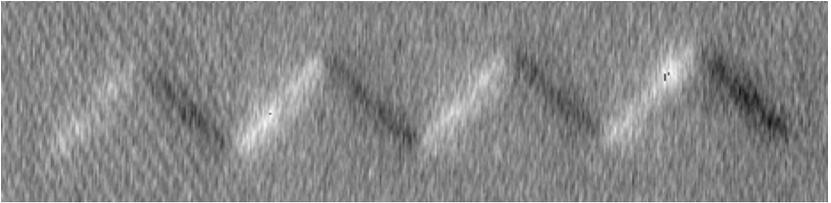


**Abbildung von Flussquanten
in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ SQUIDs
und Josephsonströmen
in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Niob Kontakten**



DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

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

vorgelegt von

RAINER STRAUB

AUS PFORZHEIM

2003

Tag der Disputation: 31.10.2003

Dekan: Prof. Dr. H. Müther
1. Berichterstatter: Prof. Dr. D. Kölle
2. Berichterstatter: Prof. Dr. N. Schopohl

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	6
2.1	Grundlegendes zur Supraleitung	6
2.2	Flussquanten in Supraleitern	8
2.2.1	Flussquanten in dünnen supraleitenden Filmen	11
2.3	Symmetrie des supraleitenden Ordnungsparameters	12
2.4	Josephson-Kontakte	14
2.4.1	Einzelne Josephson-Kontakte im Magnetfeld	16
2.4.2	Netzwerke von Josephson-Kontakten im Magnetfeld	17
2.5	Supraleitende Quanteninterferometer	18
2.5.1	Magnetfeldsensorik mit SQUIDs	20
2.6	Rauschen in SQUIDs	22
2.6.1	Weißes Rauschen in SQUIDs	23
2.6.2	Niederfrequentes Rauschen in SQUIDs	24
3	Experimenteller Aufbau	27
3.1	Aufbau elektrische Transporteigenschaften	28
3.1.1	Aufbau für SQUIDs	28
3.1.2	Aufbau für YBCO-Nb-Rampenkontakte	28
3.2	Das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM)	29
3.2.1	Der Stickstoff-Kryostat	30
3.2.2	Der Helium-Kryostat	30
3.2.3	Der Chiphalter	33
3.2.4	Aufbau für die SQUID-Messungen am TTREM	34
3.2.5	Aufbau für die Rampenkontakt-Messungen am TTREM	35
3.3	Messdatenerfassung	36
3.3.1	Die SQUID-Elektronik	37
3.3.2	Datenerfassung am TTREM	38
3.3.3	Digitalisierung von Kennlinien	39

3.3.4	Filter in Probenzuleitungen	39
4	Beschreibung der untersuchten Proben	41
4.1	YBCO dc SQUIDs	41
4.2	YBCO-Nb Rampenkontakte	44
5	Untersuchungen an YBCO dc SQUIDs	47
5.1	Flussquantenabbildung – Signalentstehung	47
5.1.1	Strahlstromsignale	48
5.1.2	ΔT -Signale	50
5.2	Pinningzentren	55
5.2.1	Experimentelle Beobachtungen	55
5.2.2	Interpretation der Ergebnisse	60
5.3	Niederfrequentes Rauschen	63
5.3.1	Einfaches Modell für Flussrauschen	65
5.3.2	Experimentelle Ergebnisse und Interpretation	67
5.4	Trennung von Sensor und Probe	74
5.4.1	Probenpräparation und -einbau	76
5.4.2	Erste Ergebnisse	76
6	Untersuchungen an YBCO-Nb Rampenkontakten	80
6.1	Messungen im Badkryostaten	81
6.1.1	Vergleich mit Simulationsrechnungen	82
6.2	Messungen im TTREM	89
6.2.1	$I_c(B)$ -Messungen im TTREM	89
6.2.2	Festlegung der optimalen REM-Einstellung für ΔV - Abbildungen	91
6.2.3	Signalentstehung	92
6.2.4	$I_c(B)$ -Serie an Kontakt B	97
7	Zusammenfassung	105
	Literaturverzeichnis	108

Kapitel 1

Einleitung

Mit der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie (TTREM) steht am Lehrstuhl für Experimentalphysik II der Universität Tübingen ein einzigartiges Untersuchungsinstrument für viele aktuelle Fragen bezüglich der Eigenschaften von Festkörpern bei tiefen Temperaturen zur Verfügung. Im Laufe der vergangenen 20 Jahre wurden mit dem TTREM zahlreiche wichtige Ergebnisse erzielt, insbesondere gelang die Abbildung von:

- Defekten in Einkristallen mittels Phononentomographie, siehe z.B. [METZGER *et al.*, 1985, KLEIN *et al.*, 1987, HELD *et al.*, 1989a,b, HUEBENER *et al.*, 1990].
- anisotroper Phononausbreitung in Einkristallen, siehe z.B. [EICHELE *et al.*, 1981, 1982, METZGER und HUEBENER, 1988, KITTEL *et al.*, 1989].
- Lawinendurchbrüchen in Halbleitern, siehe z.B. [MAYER *et al.*, 1987, 1988a,b].
- Quasiteilchen- und Josephson-Stromdichten sowie der Energielücke in supraleitenden Tunnelkontakten, siehe z.B. [EPERLEIN *et al.*, 1982, 1983, GROSS *et al.*, 1985, BOSCH *et al.*, 1985, 1987, MANNHART *et al.*, 1987a,b,c, GROSS *et al.*, 1991].
- Antworten von supraleitenden Tunnelkontakten auf kurze Pulse mit dem Elektronenstrahl zum Test von supraleitenden Röntgenspektrometern, siehe [GROSS *et al.*, 1987a,b, 1988b, HEBRANK *et al.*, 1990, LEMKE *et al.*, 1991, 1993, HEBRANK *et al.*, 1992, 1993].
- magnetischen Flussquanten, eigenresonanten sowie mikrowelleninduzierten Zuständen von einzelnen Josephson-Kontakten sowie Netzwerken aus

Josephson-Kontakten und supraleitenden Mikrowellenbauteilen, siehe z.B. [BOSCH *et al.*, 1985, 1987, MANNHART *et al.*, 1987a,b,c, GROSS *et al.*, 1991, KRUELLE *et al.*, 1991, DODERER *et al.*, 1991, 1992, 1993, MAYER *et al.*, 1991, LACHENMANN *et al.*, 1993, USTINOV *et al.*, 1992, 1993, QUENTER *et al.*, 1993]

Die supraleitenden Kuprate, die ausgehend von der Entdeckung von [BEDNORZ und MÜLLER, 1986] eine eigene Klasse von Supraleitern bilden, haben viele neue aktuelle Fragestellungen auf dem Gebiet der Supraleitung aufgeworfen. Insbesondere tauchten bei der Herstellung und Verwendung von dünnen Filmen aus Kupraten viele neue Fragen auf.

Mittels TTREM konnten in früheren Jahren bereits ortsauflösende Untersuchungen der örtlichen Verteilung der kritischen Stromdichte in Dünnschichten aus Hochtemperatursupraleitern und Korngrenzenkontakten durchgeführt werden, siehe z.B. [GROSS *et al.*, 1988a, 1989a,b, HUEBENER *et al.*, 1988, KOELLE *et al.*, 1990, HARTMANN *et al.*, 1989, MANNHART *et al.*, 1989, 1990a,b, MONROE *et al.*, 1988, FRENKEL *et al.*, 1989, 1990, FENG *et al.*, 1992, FISCHER *et al.*, 1994, HUSEMANN *et al.*, 1993]. Eine Zusammenfassung der Messungen an supraleitenden Dünnschichten und Josephsonkontakten findet sich in [GROSS und KOELLE, 1994], [DODERER, 1997].

Trotz dieser Messungen bleiben noch viele Fragen offen. Besonders interessant ist diese Stoffklasse vor allem aus zwei Gründen:

- 1.) Die hohe Sprungtemperatur T_c in vielen Kupraten über 77 K, der Siedetemperatur des flüssigen Stickstoffes, macht diese stark anisotropen Typ II-Supraleiter für Anwendungen besonders interessant. Allerdings sind die Kuprate auf Grund ihrer sehr kleinen Kohärenzlänge sehr anfällig für Kristalldefekte in den Filmen. So wirken schon bloße Richtungsänderungen in der Kristallorientierung als Josephson Kontakte (sogenannte Korngrenzenkontakte). Dies macht auch das Eindringen von magnetischem Fluss entlang solcher Defekte in die Bauelemente aus Kupraten einfach. Magnetische Flussquanten in den Supraleitern verursachen zum einen Dissipation und zum anderen Rauschen. Der Grund für das hohe Rauschen in Bauelementen aus Kupraten liegt insbesondere in der thermischen Aktivierung der Flussquantenbewegung, die bei einer Temperatur von 77 K wesentlich größer ist als bei 4,2 K im Fall der klassischen Supraleiter. Daher stört das Vorhandensein von magnetischem Fluss in den Bauelementen viele elektronische Anwendungen, insbesondere die empfindliche Messung von Magnetfeldern mit supraleitenden Quanteninterferometern (kurz SQUIDS¹), siehe z.B. [KOELLE, 1999]. Für eine Unterdrückung dieser für die Anwendung der Kuprate sehr hinderli-

¹nach engl. Superconducting QUantum Interference Device

chen Dissipations- und Rauscheffekte ist ein Verständnis des Pinnings, d.h. des Festhaltens der Flussquanten an bestimmten Stellen, in diesen Materialien erforderlich. Dieses Verständnis wird allerdings wiederum durch die sehr kleine Kohärenzlänge und die große Anisotropie der Materialien sowie vor allem durch die Menge an Defekten in den Filmen erschwert und ist daher eine bis dato weitgehend ungeklärte Frage.

- 2.) Die unkonventionelle Symmetrie des supraleitenden Ordnungsparameters in diesen Materialien ist der zweite Punkt von besonderem Interesse bei diesen Materialien. Inzwischen ist es akzeptiert, dass in den Kupraten (sowohl in elektrondotierten wie z.B. $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ als auch in lochdotierten wie etwa $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$) $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie für den supraleitenden Ordnungsparameter im \vec{k} -Raum vorherrscht. Dies wurde durch zahlreiche verschiedene amplituden- und phasensensitive Experimente inzwischen bestätigt, wie etwa durch winkelaufgelöste Photoemissionsspektroskopie² [SHEN *et al.*, 1993, SHEN und DESSAU, 1995], Tunnelspektroskopie an Josephson Kontakten [KASHIWAYA und TANAKA, 2000, SUN *et al.*, 1994, KOUZNETSOV *et al.*, 1997, MOESSELE und KLEINER, 1999, LOEFWANDER *et al.*, 2001], Messungen der thermischen Leitfähigkeit [BONN und HARDY, 1996], Raman Streuung [DEVEREAUX *et al.*, 1994] sowie den Trikristall-Experimenten von [KIRTLEY *et al.*, 1995, TSUEI und KIRTLEY, 2000] und den Messungen mit π -SQUIDS von [SCHULZ *et al.*, 2000] und [CHESCA *et al.*, 2003].

Die Kenntnis der Symmetrie des Ordnungsparameters kann wesentlich zur Klärung des Mechanismus beitragen, der der Supraleitung in den Kupraten zu Grunde liegt. So ergibt sich die $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie als natürliche Folge aus der Annahme, dass antiferromagnetische Fluktuationen für die Paarung der Elektronen zu Cooper-Paaren verantwortlich sind [SCALAPINO, 1995]. Allerdings gibt es auch Theorien, die trotz der $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie die Rolle der Elektron-Phonon-Wechselwirkung für die Paarung auch in den Kupraten betonen [KULIC, 2000].

Eine weitere sehr interessante Forschungsrichtung, in der die unkonventionelle Symmetrie des Ordnungsparameters der Kuprate eine wichtige Rolle spielen kann, ist die der Quantenrechner. Nachdem inzwischen erste Quantenbits (kurz Qubits) auf der Basis von Supraleitern demonstriert wurden [CHIORESCU *et al.*, 2003], scheinen Quantenrechner auf Festkörperbasis in Zukunft durchaus machbar zu sein. Die Ausnutzung der Symmetrie des Ordnungsparameters sollte hierbei steuerstromfreie Bauelemente erlauben, was eine Entkopplung der Systeme von der Außenwelt erleichtern würde, siehe z.B. [TSUEI und KIRTLEY, 2002].

²ARPES nach engl. angle resolved photoemission spectroscopy

Weitere zukünftige Anwendungsgebiete sind eine komplementäre Josephson-Logik, wie sie etwa von [TERZIOGLU und BEASLEY, 1998] vorgeschlagen wurde. Erste Schritte in diese Richtung sind in den in [SCHULZ *et al.*, 2000] gezeigten π -SQUIDs zu sehen, die komplett aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (kurz YBCO) bestehen. π -Kontakte (und damit auch π -SQUIDs) sind aber auch mittels der in [SMILDE *et al.*, 2002a] vorgestellten Technik der Rampenkontakte aus YBCO und Niob möglich. Diese Technik macht insbesondere eine höhere Integrationsdichte von π -Kontakten auf einem Chip möglich als das die bei den π -SQUIDs in [SCHULZ *et al.*, 2000] verwendeten Trikristall-Substrate erlauben.

Ausgehend von dieser Situation gliedert sich die vorliegende Arbeit in zwei Themen:

1.) Abbildung von Flussquanten und Untersuchung von niederfrequentem Rauschen in YBCO dc SQUIDs. In diesem Teil der Arbeit wird die in den letzten Jahren am Lehrstuhl entwickelte Technik zur Abbildung von Flussquanten in YBCO dc SQUIDs [KOELLE *et al.*, 2000, STRAUB *et al.*, 2001] dazu verwendet, Aussagen über typische Pinningenergien und die räumliche Verteilung von Pinningzentren in YBCO-Dünnschichten zu gewinnen. Anders als bei anderen Methoden zur Abbildung von Flussquanten, wie etwa magnetische Kraftmikroskopie (siehe z.B. [MOSER *et al.*, 1995]), Lorentzmikroskopie (siehe z.B. [TONOMURA, 1995], [TONOMURA *et al.*, 1999]), magnetooptische Verfahren (siehe z.B. [GOA *et al.*, 2001]) oder Rastersondenmessungen (siehe z.B. [XING *et al.*, 1994]), lässt sich die hier verwendete Methode mit Rauschmessungen an den SQUIDs koppeln. Dies ermöglicht es, tiefere Einblicke in die Rauschmechanismen in diesen Bauelementen zu gewinnen. Ein tieferes Verständnis des Verhaltens von Flussquanten in YBCO ist bislang vor allem deshalb nicht erreicht, weil YBCO wie auch die anderen Kuprate eine sehr kleine Kohärenzlänge hat, was die Zahl der als Pinningzentren in Frage kommenden Defekte sehr groß macht. Eine ortsaufgelöste Untersuchungsmethode bietet hier entscheidende Vorteile.

2.) Abbildung von Stromverteilungen in Niob-YBCO Rampenkontakten. Diese Technik ermöglicht den direkten Nachweis der Symmetrie des supraleitenden Ordnungsparameters durch die Visualisierung sich abwechselnder kritischer Ströme in den unterschiedlich orientierten Facetten der Kontakte. Dies ist auch Grundlage für ein tieferes Verständnis dieser Bauelemente, die für supraleitende Quantenrechner und die Untersuchung von Semi-Fluxonen in Zukunft sehr interessant sind. Weiterhin dienen diese Kontakte als Modellsystem für Korngrenzenkontakte in Kupraten, die

bislang nur unzureichend verstanden sind. So ist das Verhalten dieser Korngrenzen im Magnetfeld sehr ungewöhnlich, was wahrscheinlich auf die spontane Bildung von Flussquanten auf Grund der starken Facettierung zurück zu führen ist, siehe z.B. [MANNHART *et al.*, 1996, HILGENKAMP und MANNHART, 2002]. Mit Hilfe der Herstellung vieler verschiedener Facettengeometrien und der direkten Abbildung der Stromverteilung in denselben, deren Machbarkeit in dieser Arbeit gezeigt wird, ist ein besseres Verständnis für diese Korngrenzen zu erwarten.

Im Einzelnen ist die Arbeit wie folgt aufgebaut:

In Kapitel 2 werden die grundlegenden Eigenschaften von Supraleitern, die für das Verständnis der Arbeit notwendig sind, kurz rekapituliert. Im nachfolgenden Kapitel 3 werden die verwendeten experimentellen Techniken vorgestellt. Hierbei ist das Augenmerk besonderes auf die mit flüssigem Stickstoff (LN_2) bzw. flüssigem Helium (LHe) gekühlten Kryostaten für das TTREM mit den zugehörigen, teilweise neu entwickelten Probenhaltern gerichtet. Im folgenden Kapitel 4 werden die untersuchten Proben vorgestellt. Kapitel 5 widmet sich Ergebnissen aus den Untersuchungen an den YBCO dc SQUIDS. Zu nennen sind hier insbesondere die Lokalisierung prominenter Pinningzentren und der mittleren Pinningenergie der einzelnen Pinningzentren sowie die Bestimmung der mittleren Hüpfänge von Flussquanten. In Kapitel 6 werden die Messungen an Niob-YBCO Rampenkontakten vorgestellt, die die ersten orts aufgelösten Messungen von Stromdichteverteilungen in solchen Kontakten darstellen. Hierbei konnte die Stromdichteverteilung in den Kontakten in verschiedenen Magnetfeldern abgebildet werden. Die Arbeit schließt in Kapitel 7 mit einer Zusammenfassung.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die wesentlichen bereits bekannten Fakten zu den in der Arbeit behandelten Fragestellungen zusammengefasst werden. Zunächst werden in Abschnitt 2.1 einige grundlegende Tatsachen zur Supraleitung geschildert, bevor dann in Abschnitt 2.2 auf Flussquanten in Supraleitern und insbesondere in dünnen supraleitenden Filmen eingegangen wird. In Abschnitt 2.3 wird der supraleitende Ordnungsparameter und seine Symmetrie im \vec{k} -Raum beschrieben, was für ein Verständnis der in Abschnitt 6 präsentierten Daten unverzichtbar ist. Danach werden Josephson-Kontakte und ihr Verhalten im Magnetfeld vorgestellt, bevor dann in den beiden letzten Abschnitten supraleitende Quanteninterferometer¹ beschrieben und ihre Eigenschaften näher diskutiert werden.

2.1 Grundlegendes zur Supraleitung

Die Supraleitung wurde 1911 von Heike Kammerlingh-Onnes an der Universität Leiden an Quecksilber entdeckt [ONNES, 1911]. Der von ihm entdeckte namensgebende Effekt ist das Verschwinden des elektrischen Widerstandes unterhalb einer bestimmten Temperatur T_c , siehe Abbildung 2.1 (a). Der für das Einsetzen der Supraleitung charakteristische Sprung zu unmessbar kleinen Widerstandswerten ist gestrichelt eingezeichnet.

Als für die thermodynamische Analyse dieses Zustandes wichtiger hat sich später der 1933 von W. Meißner und R. Ochsenfeld entdeckte Meißner-Ochsenfeld-Effekt erwiesen, [MEISSNER und OCHSENFELD, 1933]. Hierbei wird das Magnetfeld aus dem Inneren eines Supraleiters bei Unterschreiten von T_c verdrängt, wie in Figur 2.1 (b) skizziert. Dies läßt sich, anders als

¹nach englisch Superconducting QUantum Interference Device kurz SQUIDs genannt

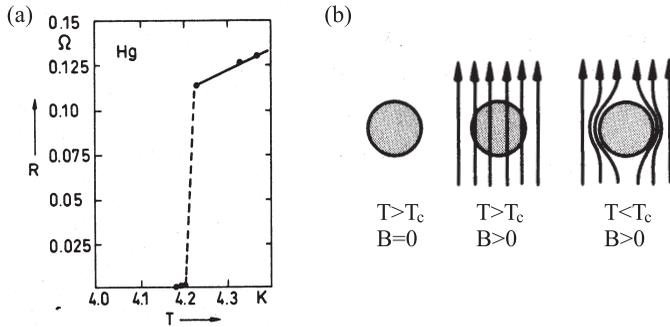


Abbildung 2.1: (a) Die erste Messung der Supraleitung von Heike Kammerlingh-Onnes an Quecksilber. Aufgetragen ist der Widerstand über der Temperatur. (b) Schematische Darstellung der Feldverdrängung aus einem (Typ I-) Supraleiter. Beide Abbildungen aus [KOPITZKI, 1993].

die Feldfreiheit eines Supraleiters, bei dem erst im supraleitenden Zustand ein Magnetfeld angelegt wird, nicht mit dem Verschwinden des elektrischen Widerstands erklären, sondern beweist, dass es sich bei der Supraleitung um einen eigenen thermodynamischen Zustand des Systems handelt.

Eine mikroskopische Theorie der Supraleitung wurde erst im Jahre 1957 von J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer vorgestellt und nach ihnen BCS-Theorie benannt, [BARDEEN *et al.*, 1957]. Der Grundstein dieser Theorie ist eine attraktive Wechselwirkung zwischen den Elektronen im Supraleiter. Vermittelt wird diese von den Phononen, also den Gitterschwingungen. Durch die Wechselwirkung bilden Elektronen mit entgegengesetztem Impuls und unterschiedlichen Spins Cooper-Paare. Diese Cooper-Paare sind Bosonen und kondensieren deshalb alle in denselben Grundzustand. Die BCS-Theorie beschreibt dieses supraleitende Kondensat mit Hilfe einer einzigen Wellenfunktion, die für alle Cooper-Paare im Supraleiter gilt:

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

Auf Grund dieser einen Wellenfunktion sind makroskopische Quanteneffekte in Supraleitern zu beobachten:

- (i) Verschwinden des elektrischen Widerstands.
- (ii) Meißner-Ochsenfeld Effekt.
- (iii) Flussquantisierung, siehe Abschnitt 2.2.
- (iv) Die Josephson-Effekte, siehe Abschnitt 2.4.

2.2 Flussquanten in Supraleitern

Werden Supraleiter einem kleinen externen Magnetfeld ausgesetzt, so schirmen sie dies auf einer charakteristischen Länge, der sogenannten London'schen Eindringtiefe λ_L , ab:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{n_s e_s^2 \mu_0}}, \quad (2.2)$$

wobei m_s , n_s und e_s die Masse, Dichte bzw. die Ladung der supraleitenden Ladungsträger ist. Ist das Magnetfeld höher als ein materialspezifisches kritisches Feld B_c , so bricht die Supraleitung zusammen.

Beim Verhalten in hohen Magnetfeldern unterscheidet man zwischen Typ I und Typ II Supraleitern. Bei Typ I Supraleitern bricht die Supraleitung oberhalb der kritischen Flussdichte B_c schlagartig zusammen, siehe die gestrichelte Linie in Abbildung 2.2 (a).

Das Verhalten von Typ II Supraleitern in einem externen Magnetfeld $H = \frac{B_a}{\mu_0}$ lässt sich im Wesentlichen in drei Phasen unterteilen, s. Abb. 2.2:

- 1.) **Meißner-Phase:** In der Meißner-Phase wird das Magnetfeld komplett aus dem Inneren des Supraleiters verdrängt, wie dies auch bei Typ I Supraleitern der Fall ist. Dieses Verhalten zeigen Typ II Supraleiter für $B_a < B_{c1}$.
- 2.) **Shubnikov-Phase:** In diesem Zustand, der bei $B_{c1} \leq B_a < B_{c2}$ entsteht, dringt magnetischer Fluss in Form einzelner Flussschläuche in den Supraleiter ein (Flussquantisierung s.u.). Hierdurch ist das Aufrechterhalten der Supraleitung bis zu einer höheren Flussdichte B_{c2} als bei Typ I Supraleitern möglich.

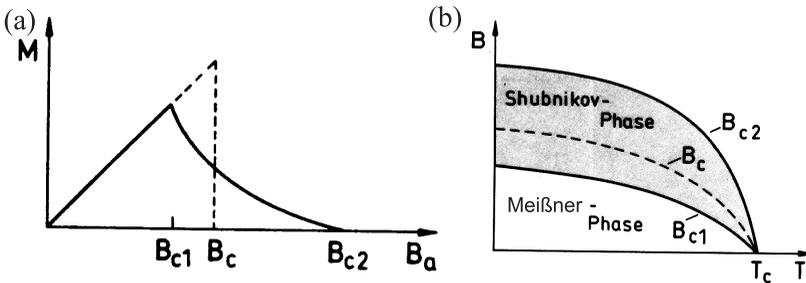


Abbildung 2.2: (a) Magnetisierungskurven für Typ I (gestrichelte Linie) und Typ II Supraleiter. (b) Phasendiagramm für Typ II Supraleiter. Die einzelnen Begriffe sind im Text näher erläutert. Beide Abbildungen aus [KOPITZKI, 1993].

3.) Normalleitende Phase: Ist der Supraleiter vollkommen mit Flussschläuchen gefüllt, bricht die Supraleitung oberhalb von B_{c2} endgültig zusammen.

In der Shubnikov-Phase dringt in einen Typ II Supraleiter magnetischer Fluss ein. Dies geschieht aber unter Erhaltung der in Gleichung (2.1) aufgestellten Beziehung für das supraleitende Kondensat. Es läßt sich aus der Eindeutigkeit der Phase in dieser Gleichung leicht die Fluxoid-Quantisierung ableiten:

$$\mu_0 \lambda_L \oint \vec{j} d\vec{l} + \Phi = m \Phi_0 . \quad (2.3)$$

$\Phi_0 = \frac{h}{2e} \simeq 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ ist das Flussquant, die kleinste Einheit magnetischen Flusses in einem Supraleiter. Für einen geeigneten Integrationsweg (im Inneren des Supraleiters, so dass \vec{j} überall verschwindet) ergibt sich aus Gleichung (2.3) die Flussquantisierung:

$$\Phi = m \cdot \Phi_0 . \quad (2.4)$$

Ein Fluss Schlauch, oder auch Vortex oder Flussquant, diese Begriffe werden im Rahmen dieser Arbeit alle synonym verwendet, besteht aus einem normalleitenden Kern und ihn umgebende Abschirmströme. Das Maximum dieser Abschirmströme liegt im Abstand $r = \sqrt{2} \xi$, [BRANDT, 1995] mit der Ginzburg-Landau Kohärenzlänge ξ , [GINZBURG und LANDAU, 1950]. Sie klingen ebenso wie das Magnetfeld auf der Länge der Londonschen Eindringtiefe λ_L ab, für große Abstände $r \gg \lambda_L$ exponentiell. Die Cooper-Paardichte n fällt auf der Längenskala der Kohärenzlänge ξ ab, siehe [GINZBURG und LANDAU, 1950] und Abbildung 2.3.

Ein Vortex bildet sich im Supraleiter dann, wenn die zur Bildung des normalleitenden Kerns benötigte Energie, also der Verlust an Kondensationsenergie von Cooper-Paaren, von der gewonnenen Feldenergie kompensiert

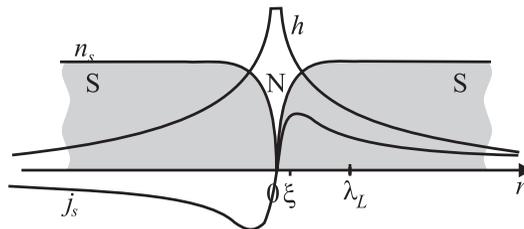


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines isolierten Fluss Schlauchs im Typ II Supraleiter mit der Cooper-Paardichte $n_s = |\Psi|^2$, der magnetischen Feldstärke $h \approx 2H_{c1}$ und der Cooper-Paarstromdichte j_s in Abhängigkeit der Ortskoordinate r . S und N markieren supraleitende bzw. normalleitende Bereiche.

oder übertroffen wird. Ein genauer Vergleich dieser beiden Energien liefert, dass die Bildung von Vortices für einen Supraleiter energetisch lohnend ist, wenn $\kappa \equiv \frac{\lambda_L}{\xi} > \frac{1}{\sqrt{2}}$ gilt. Materialien, für die das gilt, werden als Typ II Supraleiter bezeichnet. Eine neue große Klasse an Typ II Supraleitern wurde ab 1986 mit den Hochtemperatur-Supraleitern (HTSL) ausgehend von dem Erfolg von [BEDNORZ und MÜLLER, 1986] entdeckt. Der heute technisch wichtigste HTSL ist $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ oder kurz YBCO, der auch in dieser Arbeit untersucht wird.

Flussquanten haben vor allem zwei unerwünschte Auswirkungen auf den supraleitenden Zustand:

- (i) **Begrenzung des verlustfrei transportierten Stromes im Supraleiter:** Wird ein Transportstrom an den Supraleiter angelegt, führt die Lorentzkraft zu einer Bewegung der Flussquanten senkrecht zur Transportstromrichtung, sofern sie größer ist als das Pinning im Supraleiter. Diese Bewegung geht mit Dissipation einher und begrenzt den maximal verlustfrei transportierbaren Strom im Supraleiter.
- (ii) **Rauschen in supraleitenden Bauelementen:** In supraleitenden Bauelementen wie z.B. SQUIDs (siehe Abschnitt 2.5), wirken sich thermisch aktiviert bewegende Flussquanten wie eine Magnetfeldänderung von außen und verursachen somit unerwünschte Störsignale.

Diese von Vortices verursachten Probleme lassen sich durch ein effektives Festhalten der Flussquanten im Supraleiter verhindern. Dieses Festhalten wird (nach englisch "to pin") auch Pinning genannt. Solange die Pinningkraft, mit der die Vortices an einem bestimmten Platz im Supraleiter festgehalten werden, größer ist als die Lorentzkraft bzw. als die thermische Aktivierungsenergie, bleiben die Vortices gepinnt und beeinflussen die supraleitenden Eigenschaften des Materials nicht. Als Pinningzentren kommen vor allem Bereiche des Supraleiters in Frage, an denen die Supraleitung durch Defekte bereits geschwächt ist. Dies sind vor allem die folgenden Materialinhomogenitäten: Kristallfehler wie Versetzungen, Fehlstellen, Einschlüsse, Korn- und Zwillingsgrenzen, Defekte durch Bestrahlung, Ausscheidungen oder eine raue Oberfläche. Welche dieser Defekte in der Praxis tatsächlich ein gutes Pinning haben, ist weitgehend ungeklärt. Nur sehr vereinzelt konnten spezifische Defekte als Pinningzentren identifiziert werden. Überzeugend gelang dies in [DAM *et al.*, 1999], wo gezeigt wurde, dass Stufen- und Schraubenversetzungen in YBCO-Dünnschichten eine wichtige Rolle beim Pinning spielen.

2.2.1 Flussquanten in dünnen supraleitenden Filmen

Unter einem dünnen supraleitenden Film versteht man einen Film, für dessen Dicke $d \ll \lambda_L$ erfüllt ist. Dieser Fall wurde von [PEARL, 1964] berechnet. Es ergibt sich insbesondere eine längere Eindringtiefe λ_{LDF} für das Magnetfeld und die Abschirmströme:

$$\lambda_{LDF} = \frac{2\lambda_L^2}{d}. \quad (2.5)$$

Die Abschirmströme fallen für $r \gg \lambda_{LDF}$ wie $1/r^2$ ab und nicht mehr exponentiell, das Feld wie $1/r$.

Weiterhin darf bei dünnen Filmen der Entmagnetisierungsfaktor nicht außer Acht gelassen werden, der zu einer großen Feldüberhöhung am Rand der Filme und somit zu einem Eindringen von magnetischem Fluss bereits unterhalb des kritischen Feldes B_{c1} führen kann. Das Feld am Rand eines supraleitenden Filmes der Dicke d und der Breite w berechnet sich näherungsweise zu

$$B_{Rand} \approx B_{Außen} \cdot \frac{w}{d}. \quad (2.6)$$

Von großer Wichtigkeit sind bei Dünnsfilmen auch Effekte am Rand, die Barrieren für das Eindringen bzw. das Austreten von magnetischem Fluß darstellen. Dies ist vor allem bei senkrecht zur Filmoberfläche angelegtem Magnetfeld wichtig, was in den Untersuchungen dieser Arbeit immer der Fall war. Es werden im wesentlichen die folgenden Barrieretypen unterschieden:

Bean-Livingston-Barriere: Historisch gesehen war dies die von [BEAN, 1964] zuerst diskutierte Barriere. Sie entsteht durch Wechselwirkung der Flussquanten mit der Oberfläche des Supraleiters, und zwar durch die Anziehung des Vortex durch ein virtuelles Spiegel-Anti-Vortex außerhalb der Probe wie bei der aus der Elektrostatik bekannten Spiegelladung und durch die Abstoßung des Vortex durch die am Rand der Probe fließenden Abschirmströme.

Geometrische Barriere: Diese Barriere entsteht durch die Nicht-Ellipsität der Probe [CLEM *et al.*, 1973, ZELDOV *et al.*, 1994, INDENBOM *et al.*, 1994].

Barriere durch Pinning: Durch starkes homogenes Pinning in der Probe werden eindringende Flussquanten bereits kurz nach ihrem Eintritt in die Probe gepinnt und behindern so das Eindringen weiterer Flussquanten in den Film [BRANDT, 1993].

Barriere durch Oberflächenpinning: [FLIPPEN *et al.*, 1995] zeigten, dass die unterschiedliche Materialzusammensetzung oder Struktur an

der Oberfläche der Probe zu einer Barriere für das Eindringen bzw. Austreten von Flussquanten führt. Dieser Effekt wird durch Pinning im Inneren des Supraleiters nicht beeinflusst.

Neben diesen Barrieretypen sind noch andere, weniger wichtige denkbar. Eine Übersicht hierüber findet sich in [BRANDT, 1995].

2.3 Symmetrie des supraleitenden Ordnungsparameters

Ordnungsparameter dienen in der Thermodynamik zur Beschreibung des thermodynamischen Phasenübergangs eines Systems. Bereits bei der thermodynamischen Beschreibung der Supraleitung wurde von Ginzburg und Landau in [GINZBURG und LANDAU, 1950] das Konzept des Ordnungsparameters für den Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand eingeführt. Der supraleitende Ordnungsparameter ist komplex und ortsabhängig und läßt sich schreiben als

$$\Psi(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})| \cdot e^{i\varphi(\vec{r})} . \quad (2.7)$$

Der Ordnungsparameter beschreibt die makroskopischen Eigenschaften des supraleitenden Kondensates. Später hat Gor'kov den Ordnungsparameter mit der quantenmechanischen Wellenfunktion des supraleitenden Kondensates identifiziert, [GOR'KOV, 1959].

Ausgehend von der BCS-Theorie, [BARDEEN *et al.*, 1957], beschreibt diese Wellenfunktion in Gleichung (2.7) alle wesentlichen Eigenschaften eines klassischen Supraleiters wie etwa Blei oder Niob. Für diese sogenannten klassischen Supraleiter ist auch der grundlegende Mechanismus, der zur Bildung des supraleitenden Kondensates führt, wohlverstanden. Das Kondensat besteht aus zu Cooperpaaren gebundenen Elektronen mit entgegengesetztem

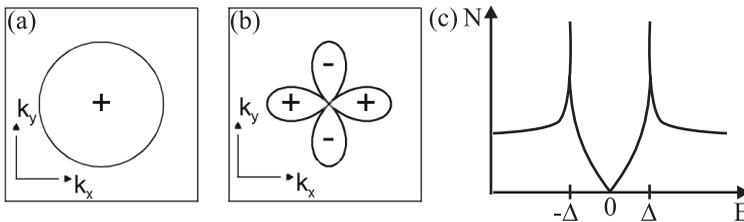


Abbildung 2.4: (a) s -Wellensymmetrie im k -Raum. (b) $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie im k -Raum. (c) Skizze der Zustandsdichte $N(E)$ für einen unkonventionellen Supraleiter mit $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie bei $T=0$. (a) und (b) aus [TSUEI und KIRTLEY, 2000].

Impuls und Spin $S = 0$. Die Paarbildung wird für die klassischen Supraleiter durch eine attraktive Elektron-Phononwechselwirkung vermittelt. Die Isotropie dieser Wechselwirkung überträgt sich auch auf die supraleitende Energielücke Δ , weshalb diese für die klassischen Supraleiter s -Wellen Symmetrie besitzt (s. Abbildung 2.4(a)).

Weniger eindeutig ist die Situation für die Kuprat-Supraleiter wie das in dieser Arbeit untersuchte $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Hier ist insbesondere der Wechselwirkungsmechanismus, der die in der BCS-Theorie notwendige attraktive Wechselwirkung zwischen den Elektronen vermittelt, noch nicht geklärt. Experimentell gesichert ist allerdings durch Messungen an supraleitenden YBCO-Ringen, dass auch in den Kupraten Cooper-Paarung vorliegt und es eine das Kondensat beschreibende Wellenfunktion wie die in Formel (2.7) gibt [GOUGH *et al.*, 1987]. Weiterhin wurde mit Knight-Shift-Messungen bestätigt, dass auch in den Kupraten Spin-Singulett-Paarung vorliegt [TAKIGAWA *et al.*, 1989]. Von den durch diese Messung möglichen Symmetrien des Ordnungsparameters ist nach neueren Experimenten die $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie die wahrscheinlichste, [TSUEI und KIRTLEY, 2000]. Die ersten überzeugenden Experimente hierzu sind die von [KIRTLEY *et al.*, 1995]. Bei diesen Experimenten wurde ein Trikristall so hergestellt, dass sich für einen Supraleiter mit $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie des Ordnungsparameters beim Umlauf um den sogenannten Trikristallpunkt in der Mitte ein Phasensprung um π ergibt, siehe Abbildung 2.5 (a). Wird nun ein Ring eines solchen Supraleiters um den Trikristall herum gelegt, bildet sich spontan ein halbes Flussquant, das direkt mit einem SQUID-Mikroskop nachgewiesen wurde, siehe Abbildung 2.5.

Nach diesen Experimenten ist allenfalls noch eine Beimischung einer s -

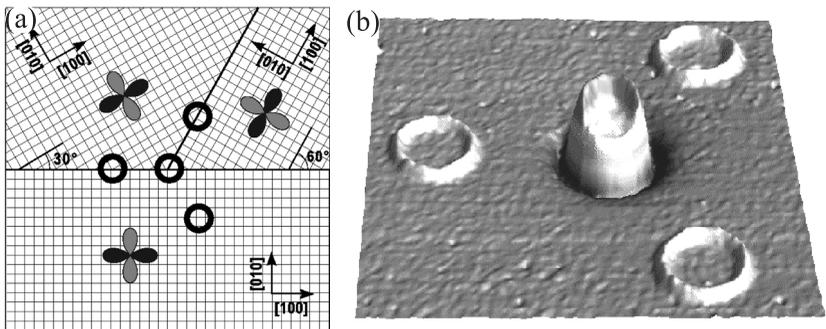


Abbildung 2.5: (a) Orientierung des Trikristalls mit den entsprechenden Keulen der $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie von YBCO. (b) 3D SQUID-Bild des sich spontan bildenden halben Flussquants. Beide Figuren aus [KIRTLEY *et al.*, 1995] bzw. Referenzen dort.

Komponente zur d -Wellensymmetrie des Ordnungsparameters in der Diskussion. Für die Ergebnisse dieser Arbeit ist dies allerdings nicht weiter von Bedeutung, so dass hier nicht näher darauf eingegangen werden soll.

Neben der grundlegenden Frage nach dem Mechanismus der Supraleitung in den Kupraten ist die Symmetrie des Ordnungsparameters in diesen Materialien auch für die supraleitende Elektronik aus verschiedenen Gründen interessant. Die in Abbildung 2.4 (b) gezeigte $d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie weist in bestimmten Richtungen im \vec{k} -Raum Nullstellen auf, d.h. die Energielücke verschwindet in diesen Richtungen, so dass die in Abbildung 2.4 (c) gezeigte Zustandsdichte um die Null herum für Kuprate immer noch Zustände aufweist.

Noch interessanter als dieses Nicht-Verschwinden der Energielücke ist allerdings der Vorzeichenwechsel des Ordnungsparameters für verschiedene Richtungen im \vec{k} -Raum. Zum Verständnis dieses Vorzeichenwechsels sind phasensensitive Experimente wie z.B. die in Abbildung 2.5 gezeigten von Kirtley und Tsuei notwendig. Eine Übersicht über phasensensitive Experimente ist in [TSUEI und KIRTLEY, 2000] zu finden. Der Vorzeichenwechsel des Ordnungsparameters geht mit einem Phasensprung von π einher, der sich bei geeigneter Kontaktierung wie etwa in der von Kirtley und Tsuei gewählten Trikristallgeometrie ausnützen lässt.

Insbesondere lassen sich auf Grund dieses Vorzeichenwechsels Josephson-Kontakte mit intrinsischem Phasensprung von π , sogenannte π -Kontakte, realisieren. Eine Möglichkeit hierzu bieten die in Abschnitt 4.2 beschriebenen $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Niob Rampenkontakte. Mit kontrolliert hergestellten π -Kontakten wie diesen lassen sich unter anderem die folgenden aktuellen Fragestellungen aus der supraleitenden Elektronik bearbeiten:

- (i) Tiefer gehendes Verständnis für das Verhalten von Korngrenzen-Josephson-Kontakten mit großen Fehlorientierungswinkeln, bei denen die Facettierung das Verhalten im Magnetfeld bestimmt.
- (ii) Künftige Verwendung von π -Kontakten in Quantenrechnern, die keinen Biasstrom benötigen würden, siehe [TSUEI und KIRTLEY, 2002].
- (iii) Untersuchung von Semifluxonen, wie sie in [GOLDOBIN *et al.*, 2002] vorgeschlagen wurden.

2.4 Josephson-Kontakte

In diesem Abschnitt wird auf das für diese Arbeit grundlegende Verhalten von Josephson-Kontakten und Netzwerken aus Josephson-Kontakten im äußeren Magnetfeld kurz eingegangen.

Zuvor soll allerdings der Josephson-Effekt als solcher rekapituliert werden. Wie Josephson bereits 1962 theoretisch voraussagte [JOSEPHSON, 1962], fließt zwischen zwei durch eine genügend dünne Barriere getrennte Supraleiter ein Suprastrom der Größe

$$I_s(\vec{r}, t) = I_c(\vec{r}, t) \cdot \sin \varphi(\vec{r}, t), \quad (2.8)$$

wobei $I_c(\vec{r}, t)$ der maximale Suprastrom und $\varphi(\vec{r}, t)$ die eichinvariante Phasendifferenz zwischen den beiden Supraleitern ist. Die Barriere muß dabei so dünn sein, dass der Überlapp zwischen den beiden Wellenfunktionen der Cooperpaare der beiden Supraleiter $\Psi_1(\vec{r}, t) = |\Psi_1(\vec{r}, t)| \cdot e^{i\phi_1(\vec{r}, t)}$ bzw. $\Psi_2(\vec{r}, t) = |\Psi_2(\vec{r}, t)| \cdot e^{i\phi_2(\vec{r}, t)}$ einen von Null verschiedenen Wert hat, siehe Abbildung 2.6. Die eichinvariante Phasendifferenz φ berechnet sich dann gemäß

$$\varphi(\vec{r}, t) = \phi_1(\vec{r}, t) - \phi_2(\vec{r}, t) - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{l}, \quad (2.9)$$

wobei $\vec{A}(\vec{r}, t)$ das Vektorpotential und $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ das magnetische Flussquant (siehe Abschnitt 2.2) ist. Das Integral ist von der Grenzfläche des einen zur Grenzfläche des anderen Supraleiters zu nehmen.

Gleichung (2.8) ist auch als die erste Josephson-Gleichung bekannt. Für eine Herleitung sei auf die einschlägigen Lehrbücher wie etwa [LIKHAREV, 1986, BUCKEL, 1994, TINKHAM, 1996] verwiesen. I_c ist abhängig von der Geometrie des Kontaktes und der Art und vor allem der Dicke der Barriere. Für Ströme oberhalb des kritischen Stromes I_c kommt es zu einem Spannungsabfall V über den Kontakt, der gemäß der zweiten Josephson-

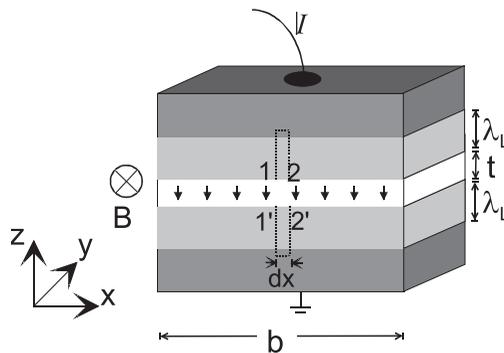


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung eines Josephson-Kontaktes der Länge b , der Dicke t und der magnetischen Eindringtiefe λ_L . Figur aus [KLEINER und KOELLE, 2003]

Gleichung

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2\pi}{\Phi_0} V, \quad (2.10)$$

zu einem Wechselstrom über den Josephson-Kontakt führt.

2.4.1 Einzelne Josephson-Kontakte im Magnetfeld

Bringt man einen Josephson-Kontakt in ein äußeres Magnetfeld, so wird die Phasendifferenz zwischen den beiden Elektroden durch den Einfluss des Vektorpotentials gemäß Gleichung (2.9) verändert.

Wesentlich für das Verhalten des Josephson-Kontakts im Magnetfeld ist vor allem das Verhältnis der Länge des Kontakts b und der Josephson-Eindringtiefe λ_J , die definiert ist als

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\hbar}{2e\mu_0\bar{t}j_c}}. \quad (2.11)$$

Hierbei ist j_c die kritische Stromdichte des Kontakts und \bar{t} die effektive Barrierendicke. Sie berechnet sich aus der Dicke des Barrierenmaterials sowie der Londonschen Eindringtiefe λ_L auf beiden Seiten, wenn nötig auf die endliche Dicke der Elektroden korrigiert [FERRELL, 1965]. Die Josephson-Eindringtiefe λ_J gibt ein Maß für die Länge, über die die Phasendifferenz φ variiert in Anwesenheit einer äußeren Störung wie beispielsweise einem Steuerstrom oder einem angelegten Magnetfeld.

Der maximale Suprastrom $I_c(B)$ über einen Josephson-Kontakt läßt sich schreiben als der Absolutbetrag der komplexen Fouriertransformierten der Stromdichte j_c , die über die Koordinate senkrecht zum Magnetfeld und der Stromrichtung integriert wurde, also als [DYNES und FULTON, 1971]

$$I_c(B) = \left| \int j_c(y) d e^{-i\varphi(y)} dy \right|, \quad (2.12)$$

wobei d die Abmessung des Kontakts senkrecht zur Stromrichtung und der Integrationsvariablen y ist, also in vielen Fällen die Elektrodendicke.

Eine Integration von Gleichung (2.12) ergibt für einen rechteckigen Kontakt, für dessen Länge $b \lesssim 4\lambda_J$ gilt, zwischen zwei konventionellen Supraleitern mit homogener Stromdichte entlang des Kontakts das wohlbekannte Fraunhofermuster, siehe Abbildung 2.7 (a):

$$I_c(B) = j_c db \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\Phi_0} B \bar{t} b\right)}{\frac{\pi}{\Phi_0} B \bar{t} b} \right|. \quad (2.13)$$

2.4.2 Netzwerke von Josephson-Kontakten im Magnetfeld

Komplizierter wird die Situation für Netzwerke aus Josephson-Kontakten, bei denen teilweise zusätzlich noch ein intrinsischer Phasensprung um π vorliegt, also ein Mischwerk aus 0- und π -Kontakten.

Das Verhalten solcher Netzwerke im Magnetfeld läßt sich im Prinzip analytisch berechnen, zumindest für den Idealfall, dass alle N Kontakte kurz sind im Vergleich zu λ_J . Ausgehend von der Aufsummation der einzelnen Terme für J_c

$$I_c(\Phi) = \left| \sum_{n=1}^N \left(\int_{(n-1)a}^{na} J_c d e^{in\pi} e^{-\varphi(x)} dx \right) \right| ,$$

wobei d die Dicke des Kontaktes und a die Länge der einzelnen Kontakte ist. Der erste Exponent beschreibt hierbei den Beitrag der Symmetrie des Ordnungsparameters zur Phasendifferenz über den Kontakt. Für ein konstantes J_c für alle Kontakte des Netzwerkes und eine homogene Flussverteilung kann aus dieser Gleichung durch Integration eine analytische Formel für den maximalen Suprastrom eines solchen Netzwerkes gewonnen werden [SMILDE *et al.*, 2002a]:

$$\begin{aligned} I_c(\Phi) = & \frac{J_c d N a}{2\pi \Phi / \Phi_0} \left\{ \left(\sum_{n=1}^N \sin \left[n \left(\pi - \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \right. \right. \\ & - \cos \left[n \left(\pi - \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \sin \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \Big)^2 \\ & + \left(\sum_{n=1}^N \cos \left[n \left(\pi - \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \right. \\ & \left. \left. + \sin \left[n \left(\pi - \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right] \sin \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\Phi}{N} \right) \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Ein Beispiel für ein solches $I_c(\Phi)$ -Muster ist in Abbildung 2.7 (b) für ein Netzwerk aus 8 Facetten gezeigt, von denen 4 einen Phasensprung von π aufwiesen. Die einzelnen Facetten sind mit $b \approx 0.35\lambda_J$ im Limit der kurzen Kontakte. Für andere kritische Stromdichten lassen sich aber auch Facetten im Limit der langen Kontakte herstellen. Das Verhalten dieser Kontakte im Magnetfeld ist sehr kompliziert, insbesondere ist in solchen Systemen die Ausbildung von halben Flussquanten möglich, siehe [HILGENKAMP *et al.*, 2003].

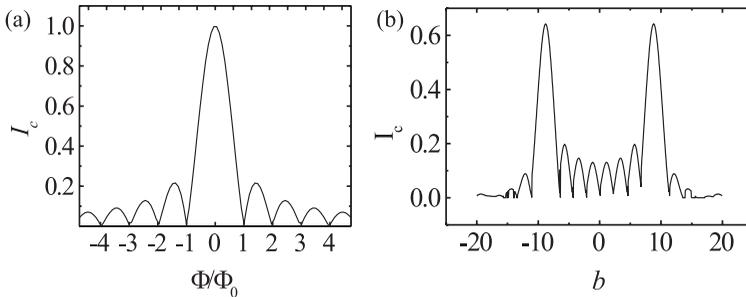


Abbildung 2.7: . (a) $I_c(B)$ -Muster für einen rechteckigen einzelnen Josephson-Kontakt gemäß Formel (2.13). (b) Simuliertes $I_c(B)$ -Muster für ein Netzwerk aus 8 Facetten von 0 - und π -Kontakten. Die x-Achse in (b) ist in Einheiten von $b = \frac{2B}{B_{c1}}$.

Die analytische Beschreibung des Verhaltens von Netzwerken aus Josephson-Kontakten im Magnetfeld muss in der Realität allerdings meist numerischen Simulationen weichen, da die Kontaktgeometrien selten dem Idealfall entsprechen, näheres dazu findet sich in Abschnitt 6.1.1 ab Seite 82.

2.5 Supraleitende Quanteninterferometer (SQUIDs)

Es gibt sowohl dc (direct current, Gleichstrom) SQUIDs [JAKLEVIC *et al.*, 1964, WEINSTOCK, 1996] als auch ac (alternating current, Wechselstrom) SQUIDs. Da in dieser Arbeit nur von dc SQUIDs die Rede sein wird, ist ab hier unter einem SQUID immer ein dc SQUID zu verstehen. Eine umfassende Zusammenfassung unterschiedlicher SQUIDs aus HTSL findet sich in [KOELLE *et al.*, 1999].

Ein SQUID besteht aus zwei in einem supraleitenden Ring parallel geschalteten Josephson-Kontakten, siehe Abbildung 2.8 (a). Die einzelnen Supraströme in jedem Ast des Ringes interferieren, was zu einem Gesamtstrom führt, dessen Größe vom in den SQUID-Ring eingekoppelten Fluss abhängt. Der Suprastrom über ein SQUID ergibt sich einfach aus der Addition der Supraströme der beiden Josephson-Kontakte aus Gleichung 2.8, die hier der Einfachheit halber als gleich angenommen werden:

$$I_S = I_c(\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2) = 2 I_c \cos \left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} \right) \sin \left(\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right). \quad (2.15)$$

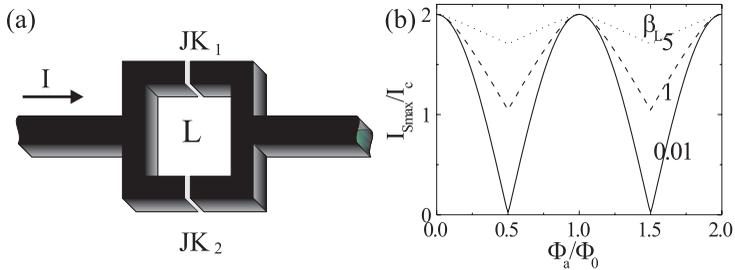


Abbildung 2.8: (a) Schematische Darstellung eines dc SQUIDs mit den beiden Josephson-Kontakten JK_1 und JK_2 sowie der SQUID-Induktivität L . (b) Maximaler Suprastrom I_{Smax} eines SQUIDs normiert auf die kritischen Ströme I_c der Josephson-Kontakte in Abhängigkeit des angelegten magnetischen Flusses Φ_a . Abbildung aus [KLEINER und KOELLE, 2003].

Hierbei sind φ_i die eichinvarianten Phasen der beiden Kontakte gemäß Gleichung (2.9). Um $(\varphi_1 - \varphi_2)$ mit dem magnetischen Fluss in der SQUID-Schleife zu verknüpfen, muss der Gradient der Phase ϕ über einen geschlossenen Weg S um die SQUID-Schleife integriert werden. Auf Grund der Kopplung der beiden Supraleiter durch die Josephson-Kontakte muss dieses Integral ebenfalls ein ganzzahliges Vielfaches von 2π sein, also

$$\oint_S \vec{\nabla} \phi \cdot d\vec{l} = m \cdot 2\pi. \quad (2.16)$$

Hieraus ergibt sich für die Differenz der beiden Phasen $(\varphi_1 - \varphi_2)$:

$$(\varphi_1 - \varphi_2) = m \cdot 2\pi + \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}. \quad (2.17)$$

Setzt man (2.17) in (2.15) ein, und maximiert man bezüglich φ_1 , so ergibt sich der Zusammenhang zwischen dem maximalen Suprastrom I_{Smax} und dem Fluss Φ :

$$I_{Smax} \approx 2I_c \left| \cos \left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right) \right|. \quad (2.18)$$

Der Verlauf dieser Funktion ist in Abbildung 2.8 (b) gezeigt. Diese Gleichung gilt für $\Phi = \Phi_{ext}$ und einen kleinen SQUID-Parameter $\beta_L \equiv \frac{2LI_c}{\Phi_0}$ und für die für kleine Felder und im Vergleich zur SQUID-Schleife kleine Josephson-Kontakte gültige Näherung, dass der kritische Strom I_c der einzelnen Josephson-Kontakte nicht vom Magnetfeld abhängt.

Die in (2.18) berechnete Funktion ist nur für den Idealfall $\beta_L \ll 1$ gültig. In der Realität hängt die Modulationstiefe dieser Funktion von β_L ab. Die Einflußnahme von β_L auf die Modulationstiefe ist von verschiedenen Eigenschaften des SQUID-Parameters abhängig:

- 1.) **Absolutgröße von β_L :** Für reale SQUIDs ist $\Phi = \Phi_{ext}$ nicht erfüllt, da diese Annahme eine verschwindende SQUID-Induktivität L voraussetzt. Bei nicht verschwindender Induktivität ergibt sich Φ zu $\Phi = \Phi_{ext} + L I_{circ}$, wobei $I_{circ} = (I_1 - I_2)/2$ der Ringstrom um die SQUID-Schleife ist. Für sehr große Werte von β_L , die entweder von einer großen Induktivität L oder von sehr hohen kritischen Strömen I_c der beiden Josephson-Kontakte verursacht werden können, verhält sich der SQUID zunehmend wie ein supraleitender Ring, was insbesondere bedeutet, dass die Modulationstiefe in der $I_c(\Phi)$ -Abhängigkeit aus Gleichung (2.17) stark abnimmt. Einen eingehenderen Einblick in diese Verhältnisse liefern numerische Simulationen in [DE BRUYN OUBOTER und DE WAELE, 1970, TESCHE und CLARKE, 1977].
- 2.) **Asymmetrische Verteilung von L und I_c im SQUID:** Bisher wurde in den Rechnungen immer von einem aus zwei symmetrischen Josephson-Kontakten bestehenden SQUID ausgegangen. Diese Bedingung ist in der Realität nur sehr selten erfüllt. Besteht nun in den kritischen Strömen I_{ci} der beiden Josephson-Kontakte JK_1 und JK_2 eine Asymmetrie $\Delta I_c \equiv |I_{c1} - I_{c2}|$, so moduliert $I_{S_{max}}$ mit zunehmendem ΔI_c immer schwächer. Ein Wert von $\Delta I_c > 0$ verschiebt weiterhin das Minimum der $I_{S_{max}}$ -Abhängigkeit von dem Wert $\Phi_{ext} = \frac{\Phi_0}{2}$ hin zu kleineren Werten und der Verlauf zeigt bezüglich seines Minimums ein asymmetrisch periodisches Verhalten [TESCHE und CLARKE, 1977]. Eine Asymmetrie in der Induktivität des SQUIDs verschiebt lediglich das Minimum, hat aber keine Auswirkung auf die Tiefe der Modulation.

Die Situation für ein symmetrisches SQUID ist in Abbildung 2.8 (b) für verschiedene Werte von β_L gezeigt. Die Modulationstiefe von $I_{S_{max}}$ bestimmt letztlich, wie gut sich ein SQUID als Magnetfeldsensor eignet. Hierauf wird im folgenden Abschnitt kurz eingegangen.

2.5.1 Magnetfeldsensorik mit SQUIDs

Die in Abbildung 2.8 (b) gezeigte Abhängigkeit des maximalen Suprastroms über ein SQUID kann zum Messen von äußerem Fluß verwendet werden. Dies setzt voraus, dass die Strom-Spannungskennlinie nicht hysteretisch ist. Im für die Beschreibung von Josephson-Kontakten häufig verwendeten RCSJ-Modell (siehe z.B. [LIKHAREV, 1986, BUCKEL, 1994, BARONE und PATERNO, 1982, TINKHAM, 1996]) bedeutet dies, dass der Stewart-McCumber Parameter $\beta_c \equiv 2\pi I_c R^2 C / \Phi_0 \lesssim 1$ sein muss. Eine Strom-Spannungskennlinie, die $\beta_c \lesssim 1$ erfüllt, ist in Abbildung 2.9 (a) gezeigt.

Für die Messung von Magnetfeldern wird das SQUID bei einem bestimmten Steuerstrom I_B betrieben und die von einem sich ändernden Fluß induzierte Spannungsänderung gemessen, siehe Abbildung 2.9 (a). Die Spannungsänderung in Abhängigkeit des angelegten Flusses $V(\Phi)$ ist in Abbildung 2.9 (b) gezeigt. Sie zeigt einen näherungsweise sinusförmigen Verlauf mit einem Offset V_m . Genauere Verläufe lassen sich simulieren, siehe [KLEINER *et al.*, 1996, KOELLE *et al.*, 1999].

Die Periodizität der Kennlinie ist zunächst für einen Sensor hinderlich, lässt sich allerdings mit geeigneter Elektronik umgehen und sogar durch zählen von Flussquanten zur elektronischen Dynamikerhöhung (also zur Erhöhung des messbaren Magnetfeldbereichs) verwenden. Eine Absolutmessung des Magnetfeldes wird durch die Periodizität allerdings erschwert. Durch die Parallelschaltung vieler Schleifen unterschiedlicher Größe läßt sich die Periodizität allerdings unterdrücken, so dass eine Absolutmessung des Magnetfeldes möglich wird, siehe [OPPENLAENDER *et al.*, 2002].

Um die $V(\Phi)$ -Charakteristik eines SQUIDs zur Messung von Magnetfeld zu verwenden, muss der vom SQUID gemessene Fluss noch in ein Magnetfeld umgerechnet werden. Es gilt:

$$\Phi = \int_A \vec{B} \, d\vec{A}. \quad (2.19)$$

Die Integration wird hierbei über die gesamte SQUID-Fläche ausgeführt. Die tatsächliche Fläche des SQUIDs ist also maßgeblich für die Magnetfeldempfindlichkeit eines SQUIDs. Sie kann nicht beliebig groß gemacht werden, da die Induktivität L mit der Fläche des SQUIDs skaliert. Die effektive Fläche A_{eff} kann allerdings durch verschiedene Vorgehensweisen erhöht werden, ohne die Induktivität zu vergrößern, siehe [KOELLE *et al.*, 1999]. Bei den SQUIDs in dieser Arbeit handelt es sich um sogenannte Washer

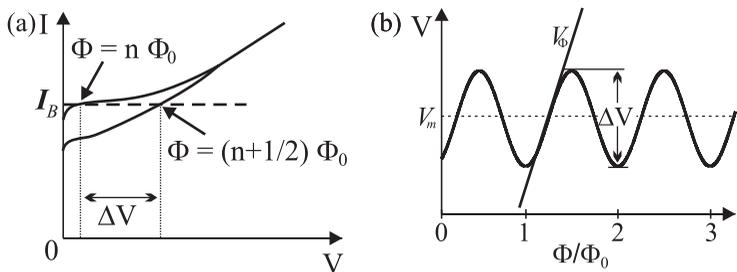


Abbildung 2.9: (a) Skizze einer typischen Strom-Spannungscharakteristik eines SQUIDs mit halb- bzw. ganzzahligem Fluss in der Schleife. (b) Skizze einer typischen V - Φ -Charakteristik eines SQUIDs, das mit dem Steuerstrom I_B betrieben wird.

SQUIDS, siehe [KETCHEN, 1981] und Abschnitt 4.1.

Es gibt mehrere verschiedene Methoden, die in Abbildung 2.9 (b) gezeigte Kennlinie zu linearisieren. Diese sind z.B. in [DRUNG *et al.*, 1996, KOELLE *et al.*, 1999] zu finden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die als Flux-Locked-Loop bezeichnete Technik zum Auslesen verwendet, die in Abschnitt 3.3.1 näher beschrieben ist. All diesen Methoden gemeinsam ist, dass die Kennlinie an ihrer steilsten Stelle linearisiert wird. Die Steigung an diesem Punkt, also $V_{\Phi} \equiv \frac{\partial V}{\partial \Phi}$ muss daher für eine möglichst empfindliche Magnetfeldmessung maximiert werden und wird deshalb oft als Charakterisierungsgröße für SQUIDS herangezogen.

2.6 Rauschen in SQUIDS

Bisher wurden SQUIDS lediglich als ideale Bauelemente betrachtet, die keine unerwünschten Signale in Form von Rauschen zeigen. In der Realität zeigen SQUIDS ohne sich änderndes Magnetfeld in ihrer Umgebung bereits Signale. Die spektrale Rauschleistungsdichte für das Flussrauschen S_{Φ} ist definiert als

$$S_{\Phi}(f) = 2 \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left| \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} e^{i\omega t} \Phi_N(t) dt \right|^2, \quad (2.20)$$

wobei $\Phi_N(t)$ die Messwerte des Rauschens (ohne den konstanten Anteil) sind, die über einen hinreichend langen Zeitraum T aufgenommen wurden. Die Einheit von $S_{\Phi}(f)$ ist $\frac{\Phi_0^2}{\text{Hz}}$. Das Flussrauschen ist mit dem Spannungsrauschen über die Transferfunktion V_{Φ} verknüpft. Es gilt:

$$S_V = S_{\Phi} \cdot V_{\Phi}^2. \quad (2.21)$$

Die spektrale Leistungsdichte dieses Rauschens ist oberhalb einer bestimmten Frequenz f_{Eck} frequenzunabhängig, also weiß, bis zur Josephson-Frequenz $f_{Josephson} = \frac{V}{\Phi_0}$. Der Grund hierfür wird in Abschnitt 2.6.1 diskutiert.

In Abbildung 2.10 sind zwei für YBCO SQUIDS mit Korngrenzenkontakten typische Rauschspektren gezeigt. Der Verlauf des Spektrums unterhalb von f_{Eck} ist abhängig von den verschiedenen Quellen des Rauschens, die in Abschnitt 2.6.2 beschrieben werden. Unterschieden werden muß dabei vor allem zwischen dem durch einen einzigen Fluktuator verursachten lorentzförmigen Spektrum, das eine $1/f^2$ -förmigen Verlauf zeigt [MACHLUP, 1954], und dem $1/f$ -förmigen Rauschen, das aus der Überlagerung vieler einzelner Fluktuatoren entsteht, [DUTTA *et al.*, 1979]. In der in Abbildung 2.10 gewählten doppeltlogarithmischen Darstellung hat ein $1/f^2$ -förmiges

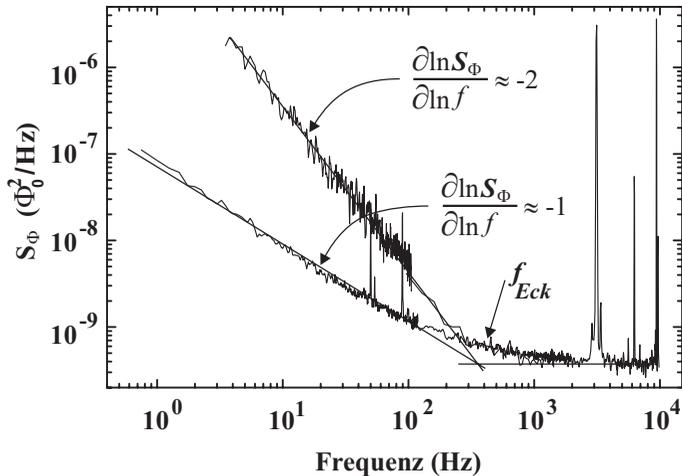


Abbildung 2.10: Zwei typische Spektren eines YBCO SQUIDs bei einer Temperatur $T = 77$ K. Unterhalb von f_{Eck} ist ein $1/f$ - und ein $1/f^2$ -förmiges Rauschspektrum gezeigt. Oberhalb von f_{Eck} ist das Rauschen weiß. Lokale Maxima der spektralen Rauschleistung oberhalb von f_{Eck} sind messtechnisch bedingt. Abbildung aus [KEIL, 2000].

Spektrum die Steigung -2, ein $1/f$ -förmiges die Steigung -1 und weißes Rauschen die Steigung 0. Auf die unterschiedlichen Ursachen der verschiedenen Rauschanteile soll in den folgenden Abschnitten eingegangen werden.

2.6.1 Weißes Rauschen in SQUIDs

Das weiße Rauschen in SQUIDs ist durch die Tatsache bedingt, dass SQUIDs zum Auslesen im resistiven Bereich der Kennlinie betrieben werden (siehe Abbildung 2.9 (a)). Der Quasiteilchenstrom über die beiden Josephson-Kontakte erzeugt wie jeder Strom in einem normalleitenden Widerstand Nyquistströme. Die spektrale Rauschdichte $S_I(f)$ für Nyquistströme steigt mit der Temperatur T linear an: $S_I(f) = 4k_B T/R$. R ist hierbei der Normalwiderstand im Rahmen des RCSJ-Modells, siehe [LIKHAREV, 1986, BARONE und PATERNO, 1982]. Diese Rauschströme verursachen in den Kontakten direkt Spannungsrauschen $S_V(f)$ [TESCHE und CLARKE, 1977], in der SQUID-Schleife selbst weißes Stromrauschen $S_J(f)$, das über die Josephson-Beziehungen (2.8) und (2.10) wiederum zum Spannungsrauschen $S_V(f)$ beiträgt.

Auch die Cooper-Paarströme tragen, obwohl sie nicht dissipativ und kohärent sind, zu einem gewissen Teil zum Rauschen bei. Dies liegt an

Wechselwirkungen zwischen den Cooper-Paaren und Anregungen der Tunnelbarriere [BARONE und PATERNO, 1982]. Numerische Simulationen ergaben, dass das weiße Flussrauschen für einen typischen Wert des Rauschparameters $\Gamma \equiv k_B T / E_J = 2\pi k_B T / I_c \Phi_0$ von 0.05 quadratisch mit der SQUID-Induktivität L ansteigt: $S_\Phi(f) = 16k_B T L^2 / R$ [TESCHE und CLARKE, 1977].

Ein übliches Maß für das weiße Flussrauschen ist die Rauschenergie pro Frequenzbandbreite $\epsilon(f)$. Für SQUIDS aus klassischen Supraleitern mit $\beta_L \approx 1$ konnten Tesche und Clarke zeigen, dass gilt:

$$\epsilon(f) \equiv \frac{S_\Phi(f)}{2L} \approx 9k_B \frac{TL}{R} \approx 9k_B \frac{T\Phi_0}{2I_c R}. \quad (2.22)$$

Bei HTSL-SQUIDS liegen die gemessenen Werte deutlich über den theoretisch vorausgesagten [BARTHEL, 1999, KOELLE *et al.*, 1999]. Trotzdem kann aus Formel (2.22) geschlossen werden, dass das weiße Flussrauschen durch geeignete Wahl der Probenparameter optimiert werden kann. So ist ein hohes $I_c R$ -Produkt für die Josephson-Kontakte wünschenswert, wobei I_c nicht zu hoch sein sollte, da $\beta_L \approx 1$ weiterhin erfüllt sein sollte. Dies beschränkt auch die Größe der SQUID-Induktivität L nach oben.

2.6.2 Niederfrequentes Rauschen in SQUIDS

Das niederfrequente Rauschen in HTSL-SQUIDS hat vor allem zwei Ursachen:

- 1.) FLUKTUATIONEN IN DEN JOSEPHSON-KONTAKTEN. Diese können sowohl im kritischen Strom I_c als auch im Normalwiderstand R stattfinden.
- 2.) THERMISCH AKTIVIERTE BEWEGUNG VON FLUSSQUANTEN. Dies führt durch Änderung des in den SQUID-Schlitz eingekoppelten magnetischen Flusses (siehe Abbildung 2.12) zu Rauschen.

Die Fluktuationen in den Josephson-Kontakten sind intrinsisch und unvermeidbar. Allerdings können ihre Auswirkungen durch geeignete Steuerströme weggemittelt werden. Wie [KOCH *et al.*, 1983] zeigten, können die Fluktuationen durch Modulation des magnetischen Flusses und des Steuerstroms über das SQUID unterdrückt werden. Dieses als Bias-Reversal bezeichnete Anlegen eines rechteckförmigen Steuerstroms mit Frequenzen von einigen kHz bis einigen 100 kHz anstatt des sonst üblichen Gleichstroms hat sich inzwischen bei Anwendungen von SQUIDS als Magnetfeldsensoren weitgehend durchgesetzt. Seine Wirksamkeit ist in Abbildung 2.11 gezeigt.

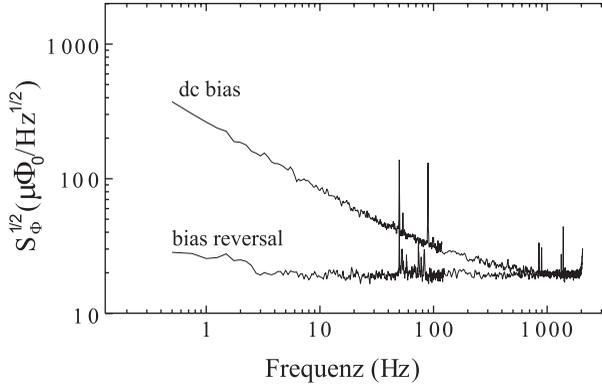


Abbildung 2.11: Zwei an ähnlichen SQUIDS wie den in Abschnitt 4.1 beschriebenen gewonnene Rauschspektren mit und ohne Bias-Reversal. Die Spektren wurden bei einem Einkühlfeld $B_0 = 0 \mu\text{T}$ und $T = 77 \text{ K}$ aufgenommen. Abbildung aus [STRAUB, 1999].

Die durch die thermisch aktivierte Bewegung von Flussquanten verursachten Signale sind nicht unterdrückbar, da sie aus Sicht des SQUIDS reale Magnetfeldänderungen darstellen. Dies ist in Abbildung 2.12 gezeigt. Bei einer radialen Bewegung des Vortex relativ zum Schlitz, also einer Änderung des Abstands r , ändert sich zwangsläufig der in den Schlitz eingekoppelte Fluss $\Phi(r)$. Wie stark das durch eine radiale Abstandsänderung hervorgerufene Signal im SQUID ist, hängt von der Kopplungsstärke $\partial\Phi/\partial r$ ab. Eine radiale Bewegung Δr eines Flussquants hat demnach eine Flussänderung $\Delta\Phi$ im SQUID der Größe

$$\Delta\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial r} \cdot \Delta r \quad (2.23)$$

zur Folge, [FERRARI *et al.*, 1994]. Die Abstandsabhängigkeit dieser Funktion wird in Kapitel 5.1.1 näher diskutiert.

Solche Signale können nicht von den erwünschten Magnetfeldsignalen getrennt werden wie dies bei den Fluktuationen in den Josephson-Kontakten der Fall ist. Es bieten sich daher lediglich die folgenden beiden Vermeidungsstrategien für diese Art Rauschen an:

- (i) Vermeiden von Flussquanten in den SQUID-Strukturen durch geeignete Probenlayouts.
- (ii) Effektives Pinning der Vortices an (künstlichen) Pinningzentren mit sehr hohen Pinningkräften.

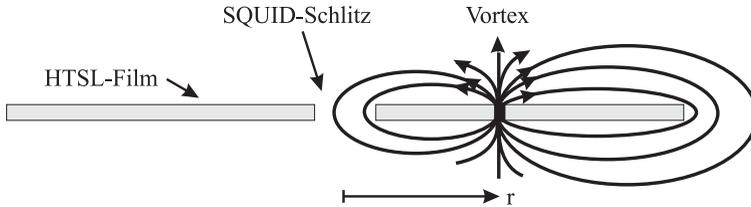


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung der Magnetfeldlinien eines Flussquants in einem Washer-SQUID mit Abstand r zum Schlitz. Ein Teil der Feldlinien schließt sich im Schlitz als eingekoppelter Fluss $\Phi(r)$. Abbildung aus [DÖNITZ, 2002].

Nachdem in großen zusammenhängenden YBCO-Dünnschichten von mehr als $100 \mu\text{m}^2$ bereits in sehr kleinen Einkühlfeldern B_0 Flussquanten auftreten, siehe [STRAUB, 1999] und Abschnitt 5.2, ist eine hohe Filmqualität, die nach [FERRARI *et al.*, 1988] sehr wichtig für die Rauscheigenschaften von HTSL-Filmen ist, nicht ausreichend zur Unterdrückung des thermisch aktivierten Flussrauschens. Vielmehr ist eine zuerst von [CLEM, 1996] vorgeschlagene Änderung der Geometrie aussichtsreicher. Wird die supraleitende Struktur aus Stegen der Breite w aufgebaut, so ist das Eindringen von magnetischem Fluss während des Einkühlens im Magnetfeld energetisch ungünstig, wenn $w \leq \sqrt{\pi \Phi_0 / 4 B_0}$. Durch eine Stegbreite von $4 \mu\text{m}$ ist für das Feld, ab dem Flussquanten in die Struktur eintreten, ein Wert von $100 \mu\text{T}$ zu erreichen. Allerdings werden diese ermutigenden Ergebnisse dann wieder zunichte gemacht, wenn die SQUIDS in einem Magnetfeld bewegt werden. [CHO *et al.*, 2001] fand, dass das Feld, bei welchem das niederfrequente Rauschen in SQUIDS mit $4 \mu\text{m}$ Stegbreite ansteigt, von den rechnerischen $100 \mu\text{T}$ auf ca. $12 \mu\text{T}$ reduziert wird, wenn das SQUID bewegt wird.

Der zweite Lösungsansatz, die Bewegung der im Film vorhandenen Flussquanten durch effektives künstliches Pinning zu unterdrücken, wurde erstmals mit künstlichen Löchern in Al-Filmen von [HEBARD *et al.*, 1977] zur Erhöhung der kritischen Stromdichte der Filme verwendet.

Prinzipiell ließen sich Antidots auch für die Rauschunterdrückung in SQUIDS einsetzen. Hierzu müssen allerdings noch viele grundlegende Fragen geklärt werden. Für ein tieferes Verständnis der Pinningmechanismen von Antidots und eine damit einhergehende Klärung der vielen noch offenen Fragen bezüglich optimaler Antidotgeometrie und -anordnung sind daher noch eingehendere Untersuchungen notwendig. Insbesondere ist hierfür auch ein Verständnis des natürlichen Pinnings in technisch interessanten Materialien wie YBCO notwendig. Untersuchungen hierzu werden in Abschnitt 5.2 vorgestellt.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

In dieser Arbeit werden zwei sehr unterschiedliche physikalische Systeme untersucht, nämlich dc SQUIDs aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Gold-Niob Rampenkontakte, kurz YBCO-Nb Rampenkontakte (näheres zu den Proben findet sich in Kapitel 4). Diese beiden Systeme erfordern unterschiedliche Messaufbauten, zumal die Rampenkontakte bei Temperaturen unterhalb der kritischen Temperatur von Niob, also unterhalb von ca. 9 Kelvin, die SQUIDs bei 77 Kelvin untersucht wurden.

Am Lehrstuhl stehen für das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM), das eigentliche Herzstück des experimentellen Aufbaus, unterschiedliche Kryostaten zur Messung von Proben zur Verfügung. Der eine Kryostat ermöglicht die Kühlung der Probe mittels flüssigem Stickstoff (LN_2), der andere eine Probenkühlung mittels flüssigem Helium (LHe). Die Untersuchungen der SQUIDs wurden mit dem LN_2 -Kryostat, die der Rampenkontakte mit dem LHe-Kryostat gemacht. Diese beiden Kryostate werden in den Abschnitten 3.2.1 bzw. 3.2.2 näher beschrieben.

Die bei den TTREM-Messungen zur Bildgebung herangezogenen Signale sind bei den beiden Probenotypen ebenfalls unterschiedlich, so dass außerhalb des TTREMs verschiedene Aufbauten bezüglich der Stromversorgung der Proben, des Auslesens des Messsignales etc. notwendig sind. Hierauf wird in den Abschnitten 3.2.4 und 3.2.5 detaillierter eingegangen.

Beiden Systemen gemein ist, dass der Einbau einer Probe in das TTREM mit erheblichem zeitlichem und materiellem Aufwand verbunden ist. Aus diesem Grunde wurden die elektrischen Transporteigenschaften der im TTREM zu messenden Proben jeweils vor einem Einbau charakterisiert und so die für eine Untersuchung interessantesten Proben ausgewählt. Die hierfür benötigten experimentellen Aufbauten werden in den beiden folgen-

den Abschnitten beschrieben.

3.1 Aufbau zur Untersuchung der elektrischen Transporteigenschaften der Proben

3.1.1 Aufbau für SQUIDS

Für die Vorcharakterisierung der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ dc SQUIDS wurde der Probenstab von Stefan Keil verwendet, der in [KEIL, 2000] näher beschrieben ist. Insbesondere ermöglicht dieser Probenstab durch eine eingebaute Magnetfeldspule das Anlegen kleiner Magnetfelder, wie sie zur Charakterisierung von SQUIDS notwendig sind. Weiterhin ist durch eine becherförmige Abschirmung aus 1,5 mm starkem Cryoperm 10¹ direkt um den Probenbereich eine gute Stabilität des Magnetfeldes am Probenort gewährleistet, da störende Außenfelder abgeschirmt werden. Die Probe wird in diesem Aufbau auf einem speziellen Chipcarrier mit Leitsilber aufgeklebt und gebondet, so dass ein schneller Probenwechsel möglich ist. Weiterhin können durch die 44 Kontakte am Carrier 11 SQUIDS in einem Abkühlvorgang charakterisiert werden.

Dieser Probenstab wird in einem Glaskryostaten mit dreifacher Mumetall²-Abschirmung in flüssigem Stickstoff abgekühlt. Die Probe wird dabei mit einer am Institut gefertigten batteriebetriebenen Stromquelle in Stromsteuerung betrieben und sowohl Spannungs-Strom- als auch Spannungs-Fluss-Kennlinien aufgenommen. Die Spannungsmessung erfolgte hierbei mittels eines differenziellen batteriebetriebenen rauscharmen PAR 113 Vorverstärkers. Dessen Spannungsausgang wurde mittels einer Messkarte von National Instruments und einem LabVIEW³-Programm digitalisiert.

3.1.2 Aufbau für YBCO-Nb-Rampenkontakte

Die Vorcharakterisierung der Hybridkontakte erfolgte mittels eines Helium-Badkryostaten und eines Standard-Probenstabes aus Neusilber-Rohren, wie sie am Lehrstuhl zur Verfügung stehen. Der Chip mit den Proben wurde in den Chiphalter (näheres zu diesem siehe Abschnitt 3.2.3), der später auch für die TTREM-Messungen verwendet wurde, mit Leitsilber aufgeklebt und mit 25 μm Aluminiumdraht gebondet.

Auf Grund der großen Abmessungen der Kontakte (siehe Abschnitt 4.2) sind sie für Störungen aller Art, insbesondere aber für Störungen durch zeit-

¹Cryoperm 10 ist ein eingetragenes Warenzeichen der Vacuumschmelze GmbH, Hanau

²Mumetall ist ein eingetragenes Warenzeichen der Vacuumschmelze GmbH, Hanau

³LabVIEW ist ein eingetragenes Warenzeichen der National Instruments Corporation

lich veränderliche Magnetfelder, sehr empfindlich. Daher war eine Filterung der Zuleitungen zu der Magnetfeldspule notwendig. Um eine möglichst effektive Filterung zu erzielen, wurden kalte Filter verwendet, die in Abschnitt 3.3.4 näher beschrieben werden.

Zur Reduktion von Störungen durch Schwankungen im externen Magnetfeld wurde direkt um den Probenhalter wieder ein unten geschlossener Becher aus 1,5 mm starkem Cryoperm 10 angebracht. Gemessen wurde in einem He-Badkryostat Typ 250 B der Firma Cryovac mit dreifacher Mumetall-Abschirmung. Der Kryostat selbst ist aus Metall, so dass eine effektive Abschirmung gegen störende hochfrequente elektromagnetische Felder gegeben ist. Durch diese Maßnahmen konnten äußere Störfelder weitgehend unterdrückt werden.

Bei den Messungen wurde eine am Institut selbst gebaute rauscharme batteriebetriebene Stromquelle mit integrierten Verstärkern verwendet und eine Messkarte von National Instruments. Die Datenerfassung erfolgte mit dem Programm GoldEXI von Edward Goldobin [GOLDOBIN, 2002].

3.2 Das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM)

Das TTREM besteht aus einem kommerziellen Rasterelektronenmikroskop (Cam Scan, Serie 4), das um einen Kryostaten erweitert wurde. So ist beim TTREM die Kühlung der Probe auf tiefe Temperaturen (je nach verwendetem Kryogen 77 Kelvin oder 4,2 Kelvin) möglich, während die Probe von oben mit dem Elektronenstrahl abgerastert wird. Diese Messapparatur wird am Lehrstuhl schon lange für Untersuchungen unterschiedlichster Art verwendet. Schöne Zusammenfassungen der älteren Arbeiten finden sich z.B. in [DODERER, 1997] und vor allem in [GROSS und KOELLE, 1994]. Die in Kapitel 5 vorgestellten Vortexabbildungen basieren auf einer neueren Technik, die erst seit 1997 entwickelt wurde, siehe hierzu [KEIL *et al.*, 1999, KOELLE *et al.*, 2000] sowie die Dipom- und Doktorarbeiten zu diesem Thema [STRAUB, 1999, KEIL, 2000, DÖNITZ, 2002].

All diesen Untersuchungstechniken ist gemeinsam, dass der Elektronenstrahl als lokale Störung am Probenort (x, y) wirkt und als bildgebendes Signal die globale Antwort der Probe auf diese lokale Störung benutzt wird. Die Antwort der Probe besteht meist aus einer Spannungsänderung, die dem Bestrahlungsort mittels eines Bildverarbeitungssystems zugeordnet wird, siehe Abschnitt 3.3.2. Die Ortsauflösung ist bei diesen Untersuchungen auf die Ausdehnung der Störung beschränkt. Diese ist abhängig von der Reichweite der Elektronen im Material und den typischen thermischen Aus-

heillängen. Typischerweise ist die räumliche Auflösung bei einer Beschleunigung der Elektronen auf 10 kV auf ca. 1 μm beschränkt, verschlechtert sich allerdings mit höheren Beschleunigungsspannungen, siehe [GROSS und KOELLE, 1994, KÖLLE, 1992].

3.2.1 Der Stickstoff-Kryostat

Der LN₂-Kryostat wurde von Ralf Gerber im Rahmen seiner Dissertation aufgebaut, für detaillierte Beschreibungen siehe daher [GERBER, 1997] und [GERBER *et al.*, 1997]. Die für die Messungen wesentlichen Eigenschaften des Kryostaten seien hier dennoch nochmals kurz aufgeführt:

Magnetische Abschirmung: Für die Messungen an SQUIDs als sehr magnetfeldempfindlichen Bauelementen ist eine gute Abschirmung der magnetisch sehr schmutzigen Umgebung innerhalb des TTREMs sehr wichtig. Die Abschirmung des Probenhalters ist daher mehrstufig ausgeführt. Zunächst umgeben zwei geschlossene Schachteln aus 1 mm dicken Mumetall den gesamten Probenhalter. Weiter innen folgen zehn Lagen 0,1 mm dicke Mumetallfolie und schließlich ein YBCO-Zylinder der Höhe 50 mm mit einem Innendurchmesser von 22 mm. In dessen Mitte ist die Probe angebracht. Der YBCO-Zylinder bewirkt hierbei vor allem eine Stabilisierung des Magnetfeldes am Probenort. Mit diesen Vorkehrungen wird ein Abschirmfaktor von ca. 10^4 erreicht, siehe [GERBER, 1997].

Kühlung: Die thermische Ankopplung der Probe an das Kältebad erfolgt mittels eines durch eine Teflonscheibe variabler Dicke unterbrochenen Kupfer-Kühlfingers, in den ein Heizer und ein Temperatursensor (Pt100, Class B) integriert sind, und einen 30 mm langen Saphirzylinder mit 20 mm Durchmesser. Durch den Saphir-Zylinder wird das in Kupfer auftretende Nyquist-Rauschen der freien Elektronen von der Probe ferngehalten.

3.2.2 Der Helium-Kryostat

Für die Messungen an den YBCO-Nb Rampenkontakten wurde der alte LHe-Kryostat, näheres dazu siehe [SEIFERT, 1982], modifiziert. Insbesondere wurde der in Abbildung 3.1 gezeigte Probenhalter neu konstruiert. Dies war wegen der bereits angesprochenen hohen Empfindlichkeit der Rampenkontakte gegen äußere magnetische Störungen unerlässlich. Weiterhin wurde die Verkabelung des Kryostaten neu verlegt, nachdem einige der alten Kabel nicht mehr funktionsfähig waren. In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten Punkte dieser Modifizierung erläutert.

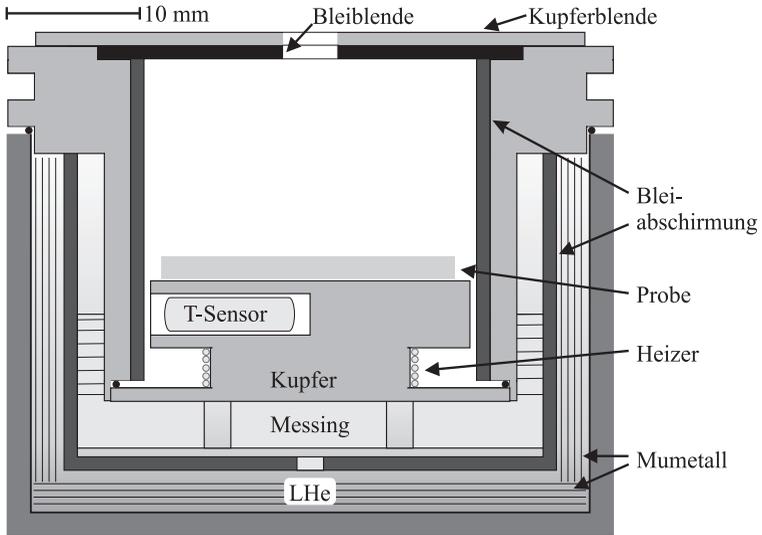


Abbildung 3.1: Der doppelt supraleitend abgeschirmte Probenhalter für den LHe-Kryostat.

3.2.2.1 Magnetische Abschirmung

Der magnetischen Abschirmung kommt bei den Messungen an den Rampenkontakten eine besondere Bedeutung zu. Da im LHe-Kryostaten nur ein Becher aus 1 mm dicken Mumetall zur Verfügung steht (anstatt zweien beim LN₂-Kryostat), war eine besonders gute Abschirmung mittels des Probenhalters notwendig. Zunächst wurde der kleine Heliumtank, in dem der eigentliche Probenhalter sitzt, mit 4 Lagen 0,1 mm dicker Mumetallfolie ausgekleidet.

Der größte Abschirmeffekt ist von den supraleitenden Bleiabschirmungen zu erwarten. Diese wurden als Becher von unten im Heliumtank sowie als Zylinder an der (vakuumseitigen) Innenwand des Probenhalters realisiert. Die thermische Ankopplung des Zylinders ist über Leitsilber gewährleistet. Dieser innere Becher wird oben von einer Bleiblenne abgedeckt. Aus den Messungen lässt sich auf ein verbleibendes Magnetfeld am Probenort von ca. 100 nT schließen, was einem Abschirmfaktor von $5 \cdot 10^2$ entspricht.

3.2.2.2 Thermische Ankopplung

Die thermische Ankopplung war für diese Arbeiten sehr wichtig. Die Parameter der Rampenkontakte sind so eingestellt, dass sie bei 4,2 Kelvin betreiben werden sollten (siehe Kapitel 4.2). Daher war eine optimale Kopplung an

das LHe-Bad notwendig. Dies vor allem auch deshalb, da von oben ein Loch mit 8 mm Durchmesser in den Blenden ist, durch das der Elektronenstrahl auf die Probe trifft. Durch dieses Loch kommt auch Wärmestrahlung der 300 K warmen letzten Ablenklinse des REMs auf die Probe. Diese Wärmelast muß über die thermische Ankopplung nach unten abgeführt werden. Hierdurch ergibt sich eine höhere Proben­temperatur. Diese soll im Folgenden grob abgeschätzt werden.

Hierzu wird zunächst das Loch in der Blende mit einem Durchmesser von 6 mm als schwarzer Strahler der Temperatur $T = 300$ K angenommen. Für einen solchen Strahler der Fläche $A_{Strahler}$ ergibt sich eine abgestrahlte Leistung P von

$$P = \sigma \cdot A_{Strahler} \cdot T^4, \quad (3.1)$$

wo $\sigma = 5,66 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}$ die Stephan-Boltzmann-Konstante ist. Es wird nun davon ausgegangen, dass auf der Probe der Fläche A_{Probe} und der Dicke d die gesamte Leistung absorbiert wird und sich auf Grund der von oben eingetragenen Strahlungsleistung P ein Temperaturdifferenz ΔT ausbildet:

$$\Delta T = \frac{P d}{A_{Probe} \lambda_T}, \quad (3.2)$$

wobei λ_T die Wärmeleitfähigkeit des Substrates der Probe ist. Geht man davon aus, dass alle Strahlung auf der Probe ankommt (also nicht in den Raumwinkel Ω sondern gerade nach unten gestrahlt wird), so kann die Fläche, die die Wärme abführt gleich der abstrahlenden Fläche gesetzt werden, also $A_{Strahler} = A_{Probe}$. Damit ergibt sich für die Temperaturdifferenz

$$\Delta T = \frac{\sigma \cdot d \cdot T^4}{\lambda} = 0,23 \text{ K}, \quad (3.3)$$

wobei mit λ für SrTiO₃ von $\lambda_{STO} \approx 2 \frac{\text{W}}{\text{K m}}$ bei 4,2 K, siehe [LANDOLT und BÖRNSTEIN, 1990]. Diese Temperaturdifferenz ist unter Vernachlässigung des Beitrags des Saphir-Substrates und des Kupferblocks gerechnet. Die thermischen Leitfähigkeiten bei 4,2 K sind bei diesen Materialien allerdings mit $2000 \frac{\text{W}}{\text{K m}}$ (Saphir) bzw. $7000 \frac{\text{W}}{\text{K m}}$ (Kupfer) [VDI, 1997] so hoch, dass dies gerechtfertigt ist.

Der in (3.3) angegebene Wert für den Temperaturunterschied zwischen Probe und LHe-Bad hat sich experimentell als viel zu niedrig herausgestellt. So ergaben Messungen der (bekannten) Sprungtemperatur der Niob-Zuleitungen zu einer Probe, dass sich die Sensor-Temperatur (also die Temperatur, die das Kupfer hat) und die Proben­temperatur um ca. 2 K unterscheiden. Dies ist eine ein Größenordnung höheres ΔT als oben berechnet. Diese große Temperaturdifferenz lässt sich nur mit einem großen Wärmewiderstand an den Grenzflächen zwischen STO und Saphir und/oder Saphir

und Kupfer erklären. Für die Temperaturangaben in Abschnitt 6.2 wird daher immer eine Proben temperatur von ca. 6,2 K angenommen, was der gemessenen Temperaturdifferenz entspricht.

3.2.2.3 Verkabelung des Kryostaten

Die elektrische Kontaktierung der Proben erfolgt mittels lackierten Kupferdrähten, die von einem thermisch an den LHe-Topf angekoppelten Ring paarweise verdrillt nach außen führen. Die Kontaktdrähte waren in dem hier verwendeten Kryostaten alt und teilweise nicht mehr funktionsfähig. Sie wurden daher im Rahmen der Arbeit ersetzt. Hierbei wurden die 24 Anschlüsse auf zwei getrennte Messboxen verteilt. Eine Messbox ist dabei nichts anderes als eine gegen Hochfrequenz abgeschirmte Schachtel aus Aluminium mit BNC-Buchsen für jeden Anschluß. Auf diese Weise ist eine störungsarme Kontaktierung der Proben über eine Messbox möglich, auch wenn in der anderen Messbox der Temperatursensor und der Heizer angeschlossen sind, zwei potentielle Störsender bei dichtem Verlauf der Kabel. Zu jeder Messbox führt ein Strang aus 12 paarweise verdrillten Kupferlackdrähten mit 100 μm Durchmesser. Jeder Strang ist mittels eines Stahldrahtgeflechts gegen elektrische Störungen abgeschirmt und wird durch eine separate Vakuumdurchführung an der Unterseite des Kryostaten nach außen geführt.

3.2.3 Der Chiphalter

Die Aufgabe des Chiphalters besteht darin, einerseits einen guten thermischen Kontakt zum Kaltfinger des Probenhalters im TTREM herzustellen und andererseits eine Kontaktierung der Probe mittels makroskopischer Kupferdrähte durch Lötten zu ermöglichen. Bei dem hier verwendeten Chiphalter ist ferner eine Spule für lokale Magnetfelder am Probenort integriert.

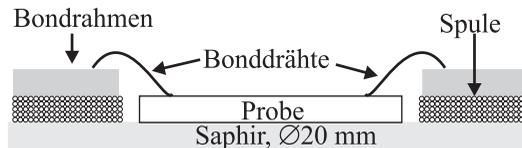


Abbildung 3.2: Querschnitt durch den Chiphalter mit integrierter Spule unter dem Bondrahmen. Die Spule besteht aus 200 Windungen Cu-Lackdraht mit 80 μm Durchmesser und hat eine quadratische innere Öffnung von $11 \times 11 \text{ cm}^2$. Er wurde für alle Messungen im TTREM verwendet.

Der Chiphalter besteht aus einem 1 mm dicken kreisförmigen Saphirplättchen mit 20 mm Durchmesser. Auf dieses wurde mit Stycast⁴ 2850 FT ein Sandwich aus einer Magnetfeldspule und einem Bondrahmen geklebt. Die Spule besteht aus Kupferlackdraht mit 90 μm Durchmesser, besteht aus 200 Windungen und hat eine quadratische innere Öffnung von $11 \times 11 \text{ cm}^2$. Sie erzeugt ca. 0,77 mT pro mA angelegtem Strom. Die Anordnung der Spule sehr nahe an der Probe ermöglicht es, auch bei umgebenden Abschirmungen Felder bis ca. 1 mT (das entspricht ca. 77 mA Spulenstrom) am Probenort zu erreichen.

3.2.4 Aufbau für die SQUID-Messungen am TTREM

Für die SQUID-Messungen wurde der in Abschnitt 3.2.1 beschriebene LN₂-Kryostat verwendet mit dem entsprechenden Probenhalter. Der elektrische Aufbau außerhalb des TTREMs für diese Messungen (siehe Abbildung 3.3) ist für zwei verschiedene Fragestellungen ausgelegt:

- 1.) Auslesen der relativen Flussänderung im SQUID-Schlitz zur Steuerung der Bildschirmhelligkeit, um $\Delta\Phi$ -Bilder der Proben zu erhalten.
- 2.) Ermöglichen von Messungen der spektralen Rauschleistungsdichte $S_V(f)$ des Spannungssignals der SQUIDs, um dieses Rauschen mit den Flussquantenabbildungen zu korrelieren.

Das im Punkt 1.) genannte Auslesen der Flussänderung ist über die SQUID-Elektronik (siehe Abschnitt 3.3.1) möglich, deren Spannungssignal der Flussänderung im SQUID-Schlitz proportional ist. Dieses Spannungssignal wird mittels des Bildverarbeitungssystems, das den Elektronenstrahl steuert, dem Bestrahlungsort der Probe zugeordnet. Da die Flussänderung im SQUID in Abhängigkeit des Bestrahlungsortes sehr klein ist (typischerweise einige $100 \mu\Phi_0$), sind die zu detektierenden Spannungsänderungen im Bereich einige nV, da die SQUID-Elektronik so eingestellt wird, dass 1 V Spannungsänderung einer Flussänderung von $1 \Phi_0$ im SQUID-Schlitz entspricht. Um bei so kleinen Spannungsänderungen ein rauscharmes Bild zu erhalten, wird der Elektronenstrahl mittels eines Beamblockers mit einer Frequenz von typischerweise 5 kHz an- und ausgeschaltet und die Spannungsänderung mit einem Lock-In Verstärker (PAR 124 A) phasen- und frequenzselektiv gemessen. So wird das Signal- zu Rauschverhältnis deutlich verbessert.

Das Ausgangssignal des Lock-In Verstärkers wird mittels eines Bildverarbeitungssystems (siehe Abschnitt 3.3.2), das auch den Elektronenstrahl

⁴Stycast ist ein eingetragenes Warenzeichen der W. R. Grace & Co., Westerlo, Belgien

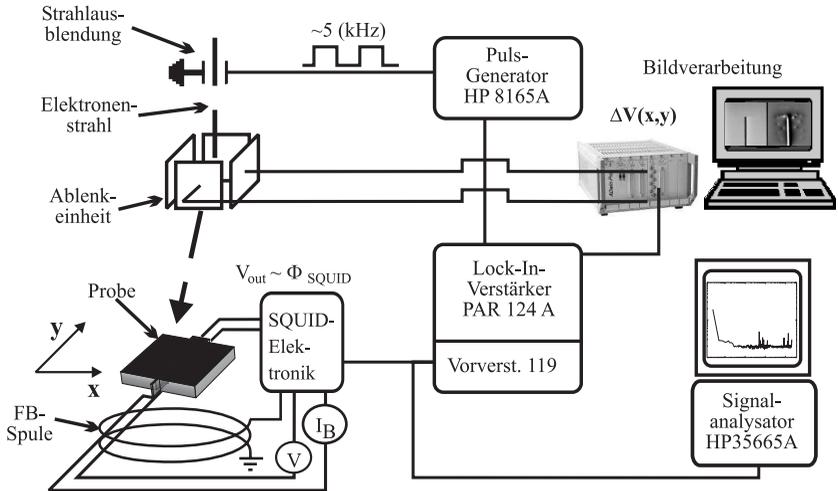


Abbildung 3.3: Der experimentelle Aufbau für die SQUID-Messungen am TTREM.

steuert, dem momentanen Bestrahlungsort zugeordnet. Hierbei wird auch eine Mittelung über bis zu 30000 Messungen durchgeführt (typisch sind 10000-15000 Messungen pro Bildpunkt), bevor der nächste Punkt bestrahlt wird.

Die für 2.) benötigte spektrale Rauschleistungsdichte $S_V(f)$ des Spannungssignales der SQUIDs wird mittels eines Signalanalysators (HP35665A) aufgenommen, der eine Speicherung der Spektren erlaubt. Die Spektren wurden üblicherweise vor und nach einer Flussquantenabbildung aufgenommen, um eine Zuordnung von S_V zu den Vortexverteilungen zu ermöglichen, siehe Abschnitt 5.3.

3.2.5 Aufbau für die Rampenkontakt-Messungen am TTREM

Der Hauptunterschied im Aufbau für die TTREM-Messungen an den YBCO-Nb-Rampenkontakten liegt in der Verwendung des LHe Kryostaten am TTREM sowie des in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Probenhalters. Der elektrische Aufbau außerhalb des TTREMS ist einfacher als der für die SQUID-Messungen. Er besteht lediglich aus einer batteriebetriebenen Stromquelle mit zwei getrennt regelbaren Ausgängen zum Anlegen des Steuerstromes sowie des Magnetfeldes und einem ebenfalls batteriebetriebenen rauscharmen Vorverstärker zum ersten tausendfachen Verstärken der Spannungsantwort der Probe. Diese Verstärkung ist notwendig, da die vom Elektronenstrahl hervorgerufenen Spannungsänderungen im Bereich von

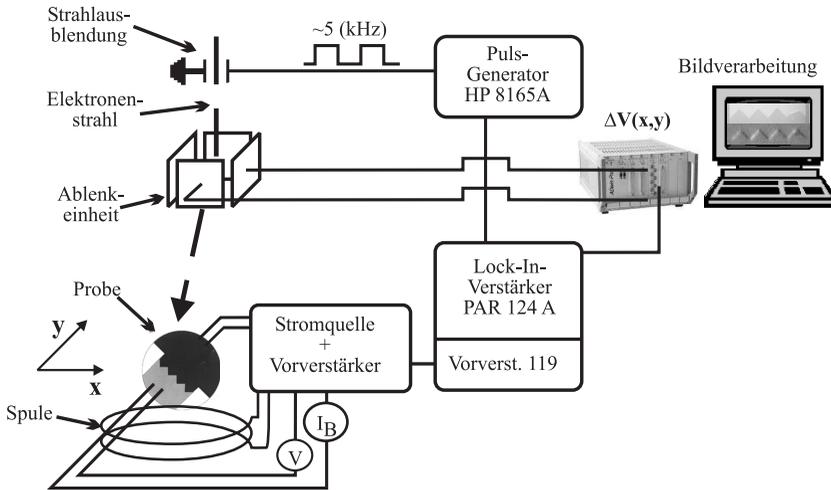


Abbildung 3.4: Aufbau für die Rampenkontakt-Messungen im TTREM.

$10 - 100 \cdot 10^{-9}$ V liegen. Nach diesem ersten Verstärken wird das Spannungssignal wieder per Lock-In (PAR 124A) und demselben Bildverarbeitungssystem als ΔV -Bild aufgenommen, siehe Abbildung 3.4.

Als Besonderheit mussten die Zuleitungen für den Magnetfeldstrom im kalten unten am Probenhalter stark gefiltert werden, um Störungen zu vermeiden, siehe Abschnitt 3.3.4. Weiterhin erwies es sich als notwendig, die Stromzuleitungen ebenfalls zu filtern, was allerdings mit warmen Filtern geschah. Dies hat den Nachteil, dass bei der Messung von Strom-Spannungskennlinien der Proben nur noch sehr kleine Sweepgeschwindigkeiten möglich sind. Allerdings war ohne die Filter der kritische Strom der Proben auf Null unterdrückt, so dass die Filter unvermeidlich waren.

3.3 Messdatenerfassung

In diesem Abschnitt wird auf für die Gewinnung und Digitalisierung der Daten notwendige Technik eingegangen. Hierbei ist für diese Arbeit insbesondere die SQUID-Elektronik wichtig, die einen linearen Zusammenhang zwischen einer Flussänderung im SQUID-Schlitz und einer Spannung herstellt. Weiterhin wird auf das Bildverarbeitungssystem am TTREM eingegangen, das im Rahmen dieser Arbeit erneuert wurde und einen wesentlichen Teil der Messapparatur darstellt. Für die Digitalisierung von Kennlinien wurden verschiedene Systeme verwendet, die in Abschnitt 3.3.3 kurz vorgestellt werden sollen. Da sich die Filterung von Zuleitungen als für die Messungen

an den YBCO-Nb Rampenkontakten unerlässlich erwiesen hat, werden im letzten Abschnitt des Kapitels kurz die Filter im Warmen und im Kalten vorgestellt, die während der Arbeit verwendet wurden.

3.3.1 Die SQUID-Elektronik

Für die SQUID-Messungen mussten die vom Elektronenstrahl erzeugten Flussänderungen im SQUID-Schlitz (siehe Abschnitt 5.1 über Signalentstehung) in ein Spannungssignal umgewandelt werden. Hierzu wird die Spannungs-Fluss-Charakteristik eines SQUIDs (näheres dazu siehe Abschnitt 2.5) linearisiert, indem der externe Fluss Φ_{ext} so eingestellt wird, dass das SQUID sich auf der Kennlinie in Figur 3.5 (a) genau in der Mitte zwischen den beiden Punkten A und B befindet. Dann legt die Elektronik ein Wechselfeld der Frequenz 100 kHz und der Stärke $\pm \frac{\Phi_0}{4}$ an, so dass der Arbeitspunkt zwischen Punkt A und Punkt B in Figur 3.5 (a) oszilliert. Durch dieses in der Literatur, z.B. [DRUNG *et al.*, 1996], als Flussmodulationsverfahren (englisch flux locked loop) bezeichnete Ausleseverfahren kann das Problem der Impedanzanpassung des SQUIDs von einigen Ω an die Impedanz der Elektronik von ca. 50 Ω elegant gelöst werden: Durch einen geeignet gewählten Transformator bei 77 Kelvin wird die Impedanz von SQUID und Elektronik aneinander angepasst und zudem noch eine erste Verstärkung um einen Faktor 10 erreicht. Dieser Transformator ist in einen Parallelkreis zum SQUID eingebaut, siehe Abbildung 3.5 (b). Genauer ist dieser Schaltkreis in [KEIL, 2000, Seite 45 *ff*] erklärt.

Eine Änderung der Spannung wird nun per Lock-In Verstärker detektiert, verstärkt und über einen Widerstand R_F auf die Feedback-Spule gegeben, wodurch das SQUID wieder auf den Arbeitspunkt A zurück geregelt wird.

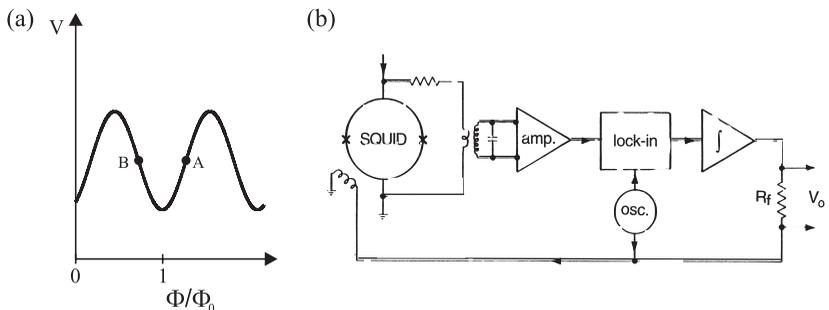


Abbildung 3.5: (a) Skizze einer typischen Spannungs-Fluss-Charakteristik eines SQUIDs. (b) Blockschaltbild der SQUID-Elektronik und der Kontaktierung zum SQUID.

Da so nur sehr kleine Auslenkungen aus der Null-Position erfolgen, ist die Kennlinie linearisiert (Taylor-Entwicklung erstes Glied: $\sin(x) \simeq x$). Die an R_F abfallende Spannung dient als Ausgangssignal. Durch Verändern von R_F kann die unterschiedliche Ankopplung verschiedener SQUIDs an die Feedback-Spule immer so ausgeglichen werden, dass eine Ausgangsspannung von 1 V einem Φ_0 Flussänderung am SQUID-Schlitz entspricht.

Näheres zu verschiedenen SQUID-Elektroniken und Auslesevarianten von SQUIDs findet sich in [DRUNG *et al.*, 1996, KOELLE *et al.*, 1999] und den dort angegebenen Referenzen.

3.3.2 Datenerfassung am TTREM

Das Bildverarbeitungssystem am TTREM muss einerseits den Elektronenstrahl steuern, andererseits das Ausgangssignal des Lock-In Verstärkers digitalisieren und dem Bestrahlungsort zuordnen. Bis Anfang 2002 wurde diese Aufgabe von einem speziellen System der Firma Kontron übernommen. Dies hatte allerdings den Nachteil, nur ein Eingangssignal verarbeiten zu können, so dass gleichzeitige Aufnahmen der Probenoberfläche mittels Sekundärelektronenabbildung und des elektrischen Signals nicht möglich waren. Weiterhin war das System sehr alt und die Ersatzteilversorgung nicht mehr gesichert. Daher erfolgte die Umstellung auf ein neues System. Die Entscheidung fiel nach Prüfung verschiedener Konzepte auf das AdWin-System der Firma Jäger Messtechnik GmbH. Dieses System kann vom PC aus mittels eines LabVIEW-Programmes angesteuert werden. Das System hat vor allem folgende Vorteile gegenüber dem bislang verwendeten:

- Parallele Digitalisierung von zwei Kanälen.
- Freie Steuerung des Elektronenstrahls per Maus.
- Flexible Programmierbarkeit mit dem Standardsystem LabVIEW.
- Nutzung aller Funktionen von LabVIEW wie etwa Kontrastoptimierung etc.
- Schnelle Umstellung des Steuer-PCs, da dieser keine Sonderteile erfordert. Dies ermöglicht eine schnelle Anpassung des Systems an neue Rechnergenerationen.

Das für die Ansteuerung erforderliche LabVIEW Programm wurde von Dietmar Dönitz und Andreas Weber erstellt, näheres hierzu findet sich in [DÖNITZ, 2002] und in [WEBER, 2002].

3.3.3 Digitalisierung von Kennlinien

Für eine Feststellung des optimalen Arbeitspunktes bei den Abbildungen ist es sehr erforderlich, Strom-Spannungscharakteristiken der Proben zu haben. Diese sollten möglichst in digitaler Form vorliegen, d.h. es ist eine Erfassung der Kennlinien mit dem Rechner notwendig. Hierzu würde sich das im vorigen Abschnitt beschriebene Bildverarbeitungssystem anbieten, da seine Programmierung flexibel genug ist, um auch eine solche Erfassung von Kennlinien möglich zu machen. Allerdings erwiesen sich Kennlinien, die mit dem Bildverarbeitungssystem aufgenommen wurden, als zu stark veräuscht. Ein weiterer Nachteil dieses Systems ist, dass die DA-Wandler um die Nullstellung herum erst nach einigen μV Spannung anfangen, korrekt zu arbeiten. Dies ist für die Messungen mit Lock-In kein Problem, da hier die Signalpegel bei $\pm 10\text{ V}$ liegen, war aber für die sehr kleinen zu messenden Spannungen bei den IU-Kennlinien nicht akzeptabel.

Für die Digitalisierung der IU-Kennlinien der Rampenkontakte wurde ein System aus PCMCIA Messkarte (National Instruments DAQCard⁵-6024E) und Laptop (ASUS L8400) verwendet, das einen Betrieb ohne Stromnetzanschluss ermöglichte. Weiterhin wurden in den Leitungen zum Rechner Filter verwendet, die im folgenden Abschnitt beschrieben werden. Das Auslesen erfolgte mit einem LabVIEW Programm, das am Lehrstuhl erstellt wurde.

3.3.4 Filter in Probenzuleitungen

Die Filterung der Zuleitungen hat sich (s. vorherige Abschnitte) für die Messungen der Rampenkontakte als unausweichlich erwiesen. Für die Zuleitungen zur Magnetspule wurden sowohl beim Probenstab als auch im TTREM kalte Filter verwendet. Es wurden jeweils π -Filter eingesetzt, Schaltplan siehe Abbildung 3.6 (a). Die Abschneidefrequenz ergibt sich in guter Näherung mittels der für RC-Glieder bekannten Formel

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi RC} ,$$

wobei R der Widerstand und C die Kapazität ist. Der Unterschied zu RC-Gliedern besteht beim π -Filter darin, dass die Flanke steiler ist als beim RC-Glied, [CLAUSS, 2003]. Als Kapazität ist die Gesamtkapazität, also im Schaltplan in Abbildung 3.6 (a) $2 \cdot C$ einzusetzen. Für die in der Arbeit verwendeten Filter wurden die Parameter $R = 2\text{ k}\Omega$ und $C = 4,7\text{ }\mu\text{F}$ und $L = 100\text{ }\mu\text{H}$ gewählt. Damit ergibt sich für die Abschneidefrequenz ein sehr niedriger Wert von ca. 8,5 Hz.

⁵DAQCard ist ein eingetragenes Warenzeichen der National Instruments Corporation

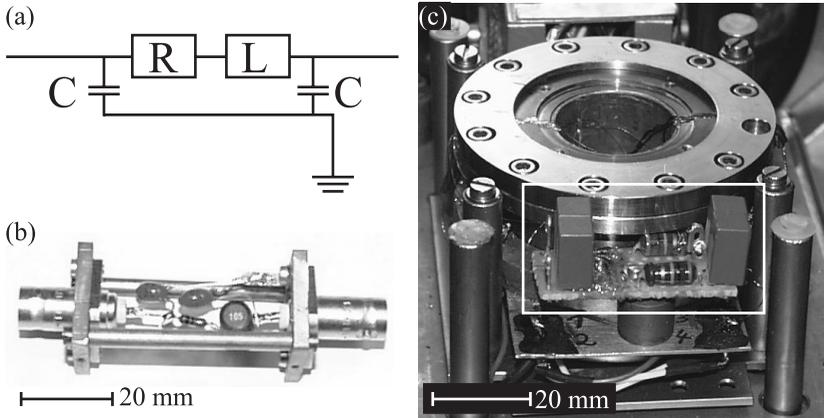


Abbildung 3.6: (a) Schaltplan für π -Filter. (b) Realisierung der warmen Filter in abgeschirmter Kupferbox für BNC-Anschluss, hier in geöffnetem Zustand. (c) Realisierung der Filter im TTREM, die Platine mit zwei Filtern ist weiß umrahmt.

Die Filter für die Stromzuleitungen zur Probe und die Leitungen zum Computer wurden in abgeschirmten Kupferboxen mit BNC-Buchsen integriert. Eine solche ist in geöffnetem Zustand in Abbildung 3.6 (b) gezeigt. Die kalten Filter im LHe-Kryostat im TTREM wurden auf einer kleinen Platine angeordnet, die in Figur 3.6 (c) in dem weißen Kasten am Einbauort im TTREM zu sehen ist. Die Widerstände bei den kalten Filtern wurden als Manganindrahtspulen realisiert, um auch bei tiefen Temperaturen $2\text{ k}\Omega$ Widerstand zu haben.

Vorsicht ist mit den Filtern allerdings bei schnellen Sweeps geboten, da durch die Filter bei schnellen Sweeps die Messungen verfälschende und daher unerwünschte Hystereseeffekte auftreten. Weiterhin ist Vorsicht in Fällen geboten, in denen hohe Stromstärken benötigt werden. Bei den üblichen 15 V Spannung einer Stromquelle sind mit diesen Filtern in den Leitungen lediglich Stromstärken von ca. $3,75\text{ mA}$ möglich. Die maximal benötigten Stromstärken der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen lagen allerdings deutlich unter diesem Wert.

Kapitel 4

Beschreibung der untersuchten Proben

In diesem Kapitel werden die im Lauf der Arbeit eingehender untersuchten Proben näher vorgestellt. Hierbei handelt es sich zum einen um $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ dc SQUIDs und zum anderen um Josephson-Kontakte aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ und Niob in Form von Rampenkontakten.

4.1 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ dc SQUIDs

Für die Auswahl des Hochtemperatur-Supraleiters wurde auf das heute in der supraleitenden Elektronik gebräuchlichste Material $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, kurz YBCO, zurückgegriffen. Dieses steht als Dünnschichten in sehr guter Qualität zur Verfügung und die Strukturierung mittels Photolithographie und Ätzen ist etabliert.

Die YBCO-Filme für die Proben wurden am Forschungszentrum Jülich mittels Laserablation (Pulsed Laser Deposition, PLD) auf SrTiO_3 (kurz STO) Einkristall-Substraten [DIMOS *et al.*, 1988] hergestellt. Sie haben eine Dicke von ca. 80 nm. Näheres zur Filmdeposition findet sich in [BARTHEL, 1999, Seite 28 *ff*].

Die Strukturierung erfolgt mittels Kontaktphotolithographie. Die hierfür erforderlichen Chrommasken wurden am Forschungszentrum Jülich nach Tübinger Vorgaben (AutoCAD-Files mit kompletten Chips) mit dem Elektronenstrahlenschreiber geschrieben. Die Photolithographie wurde von K. Barthel am Forschungszentrum Jülich durchgeführt. Ebenso das nachfolgende naßchemische Ätzen mit stark verdünnter (0,1-0,2%) H_3PO_4 . Nachzulesen

ist der gesamte Prozess in [BARTHEL, 1999].

Um den Kontaktwiderstand zwischen den Alubonddrähten und der YBCO-Oberfläche gering zu halten, wurde In-Situ eine Goldschicht auf das YBCO aufgebracht. Diese wird nur an den Kontaktpads nicht entfernt, um die Josephson Kontakte nicht kurz zu schließen.

Die Josephson-Kontakte

Die Josephson-Kontakte sollten bei einem dc SQUID möglichst identisch sein, um optimale Transferfunktionen und Rauscheigenschaften zu erzielen, siehe Abschnitt 2.5. Auch für das Erreichen der optimalen SQUID-Parameter ist eine geringe Streuung in den Parametern der Josephson-Kontakte wichtig. Eine verlässliche und relativ einfache Art, Josephson-Kontakte in YBCO Dünnschichten herzustellen besteht in der Verwendung von Einkristall-Substraten [GROSS, 1994, HILGENKAMP und MANNHART, 2002]. Der Hauptvorteil bei dieser Herstellungsweise ist, dass lediglich ein Film auf die im Substrat vorhandene künstliche Korngrenze aufgebracht werden muss und deshalb wesentlich weniger Prozessschritte erforderlich sind als etwa bei der Verwendung von Rampenkontakten. Die Streuung der Kontaktparametern ist bei dieser Herstellungstechnik im Wesentlichen von der Qualität des Einkristallsubstrates sowie der Homogenität des YBCO Dünnschichtes abhängig.

Von den in Abschnitt 2.5 angeführten SQUID-Parametern lassen sich bei dieser Art Kontakt der kritische Strom I_c des Kontaktes und damit β_L über die Kontaktbreite einstellen. Der McCumber-Parameter β_c ist nicht zu variieren, da das Produkt $I_c R$ nur von der Filmqualität und dem Misorientierungswinkel der Korngrenze abhängt. Als Kontaktbreite wurde bei den SQUIDS $2 \mu\text{m}$ gewählt.

Layouts und Parameter der Proben

Bei den in der Arbeit untersuchten SQUIDS handelt es sich um sogenannte Washer-SQUIDS [KETCHEN, 1981], wie sie in Abbildung 4.1 zu sehen sind. Von diesen SQUIDS sind 20 auf einem $10 \times 10 \text{ cm}^2$ großen Chip integriert.

Die SQUIDS sind nicht als Ringe ausgeführt, sondern als rechteckige Strukturen der Außenmaße $120 \times 305 \mu\text{m}^2$. Diese enthalten einen Schlitz der Breite $4 \mu\text{m}$ und der Länge $100 \mu\text{m}$ (R1_03) bzw. $70 \mu\text{m}$ (R1_10), der die eigentliche SQUID-Schleife bildet, siehe Abbildung 4.1. Die Josephson-Kontakte werden durch die knapp unterhalb des Rechtecks verlaufende Korngrenze gebildet, die durch die beiden $2 \mu\text{m}$ breiten Brücken aus YBCO verläuft.

Das Washer Design dient der Vergrößerung der effektiven Fläche A_{eff}

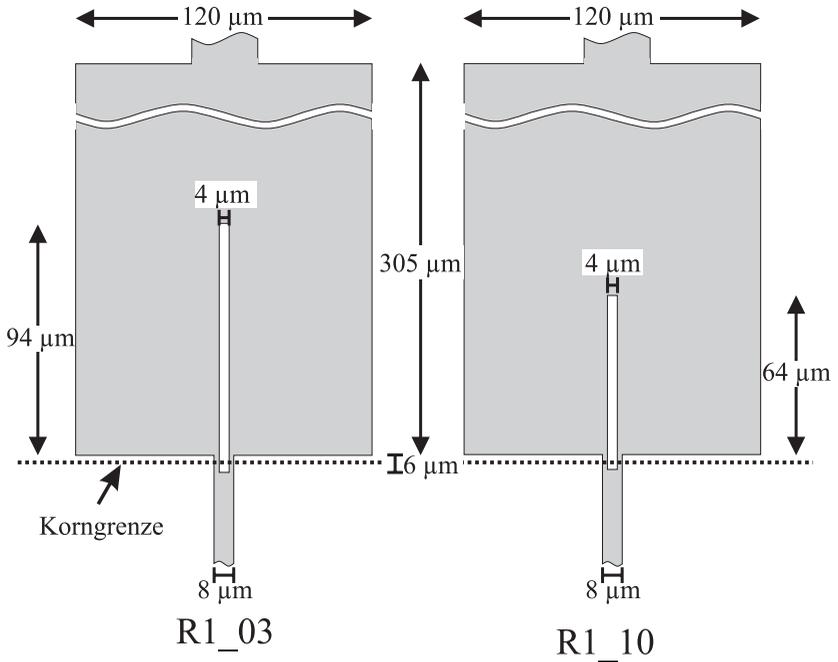


Abbildung 4.1: Layouts der beiden hauptsächlich untersuchten SQUIDS. Abbildung modifiziert aus [DÖNITZ, 2002].

der SQUIDS ohne den SQUID-Schlitz zu vergrößern. Die große supraleitende Fläche bewirkt hierbei, dass der magnetische Fluss in den Schlitz fokussiert wird. Weiterhin ist mit den großen Flächen aus Supraleiter eine gute Untersuchung der Pinningeigenschaften des Materials möglich, siehe Abschnitt 5.2.

Die Eigenschaften der beiden Proben sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Probe	I_c	R	L	β_L	A_{eff}	V_Φ	$S_{\Phi_{wei\beta}}$
R1.03	$28.1 \mu\text{A}$	5.8Ω	63 pH	1.87	$4285 \mu^2$	$33 \mu\text{V}$	$12 \frac{\mu\Phi_0}{\text{Hz}^{1/2}}$
R1.10	$51.6 \mu\text{A}$	4.4Ω	49 pH	2.44	$3000 \mu^2$	$67 \mu\text{V}$	$10 \frac{\mu\Phi_0}{\text{Hz}^{1/2}}$

Tabelle 4.1: Übersicht über die Probenparameter der untersuchten SQUIDS.

4.2 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Niob Rampenkontakte

Die YBCO-Nb Rampenkontakte wurden von Henk-Jan Smilde an der Universität Twente, Niederlande, hergestellt. Hier sollen daher nur die wesentlichen Eigenschaften der Proben kurz erläutert werden, für alle Details zum Herstellungsprozess sei auf Henk-Jans Dissertation [SMILDE, 2001] verwiesen sowie die entsprechende Veröffentlichung [SMILDE *et al.*, 2002b].

Die Proben werden auf einem STO-Substrat der Größe $5 \times 10 \text{ cm}^2$ hergestellt. Zunächst wird ein Bilayer aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ und SrTiO_3 durch Laserablation auf das Substrat aufgebracht. Als nächster Schritt wird die Rampe mit einer Photolackmaske mittels Ar^+ -Ionenätzen unter einem Winkel von 40° geätzt. Nach dem Entfernen der Lackmaske wird nach kurzem Anätzen die Zwischenschicht aus 5 nm dickem YBCO aufgebracht und auf diese In-Situ eine dünne Schicht aus Gold. Danach wird die Gegenelektrode aus Niob aufgedampft und das überschüssige Niob mit Ionenstrahlätzen entfernt. Auf diese Weise entsteht ein Rampenkontakt mit sehr hoher Stromdichte $J_c \geq 5 \text{ kA/cm}^2$ bei $T = 4.2 \text{ K}$ an der Rampe, was für die Untersuchungen sehr wichtig war. Diese kritische Stromdichte ergibt eine Josephson Eindringtiefe von ca. $70 \mu\text{m}$ bei 4,2 Kelvin. Damit sind die Facetten der Kontakte einzeln betrachtet kurze Kontakte, die gesamten Brücken allerdings lange Kontakte. Die Verteilung der kritischen Ströme ist daher eine sehr interessante Fragestellung, siehe Kapitel 6.

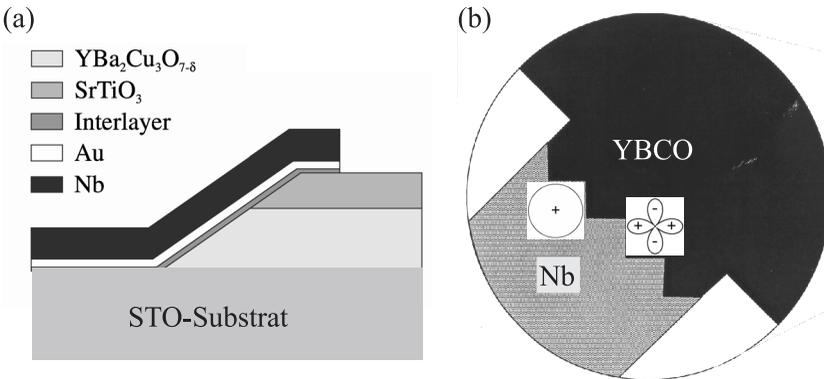


Abbildung 4.2: (a) Querschnitt durch einen Rampenkontakt. Der Interlayer besteht aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ und SrTiO_3 . (b) Aufsicht auf den Zick-Zack Rampenkontakt B, bestehend aus acht einzelnen Facetten von $25 \mu\text{m}$ Länge. Zur Verdeutlichung der Symmetrieverhältnisse des supraleitenden Ordnungsparameters der Materialien sind die Symmetrien als Hanteln ($d_{x^2-y^2}$ -Symmetrie bei YBCO) bzw. als Kreis (s -Wellen-Symmetrie bei Nb) eingezeichnet.

Die Rampen wurden auf dem im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Chip in verschiedenen Kristall-Orientierungen relativ zum YBCO geätzt. Die Facetten sind dabei abwechselnd parallel zur $\langle 100 \rangle$ bzw. zur $\langle 010 \rangle$ Richtung des YBCO. Auf dem Chip befinden sich 10 unterschiedliche Kontakte, die hier kurz genannt werden sollen, die Buchstaben entsprechen denen in Abbildung 4.3:

- A: 40 Facetten der Länge $5 \mu\text{m}$.
- B: 8 Facetten der Länge $25 \mu\text{m}$.
- C: $140 \mu\text{m}$ breiter gerader Kontakt in $\langle 110 \rangle$ Richtung.
- D: $5 \mu\text{m}$ breiter Kontakt in $\langle 100 \rangle$ Richtung.
- E: $5 \mu\text{m}$ breiter Kontakt in $\langle 010 \rangle$ Richtung.
- F: 80 Facetten der Länge $5 \mu\text{m}$.
- G: 10 Facetten der Länge $40 \mu\text{m}$.
- H: $280 \mu\text{m}$ breiter gerader Kontakt in $\langle 110 \rangle$ Richtung.
- I: $50 \mu\text{m}$ breiter Kontakt in $\langle 100 \rangle$ Richtung.
- J: $50 \mu\text{m}$ breiter Kontakt in $\langle 010 \rangle$ Richtung.

Von diesen Kontakten wurde vor allem Kontakt B ausführlich im TTREM untersucht (siehe Kapitel 6). Die Zuleitungen und die Bondpads

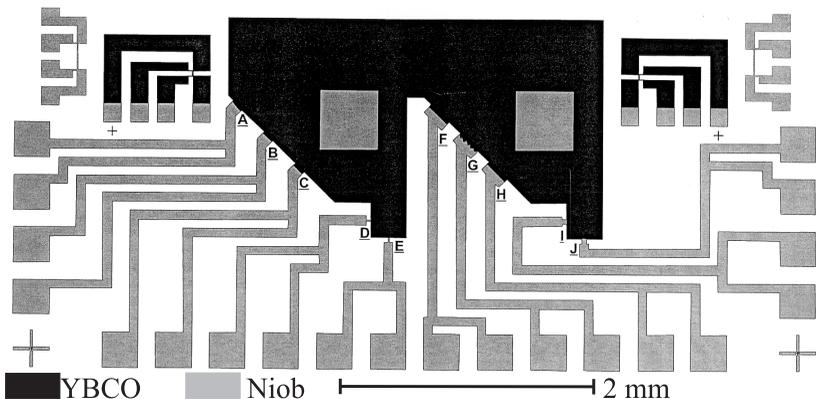


Abbildung 4.3: Gesamtübersicht des vermessenen Chips. Die einzelnen Kontakte A-J sind im Text erläutert.

waren aus Niob gefertigt. Als Nachteil erwies sich die sehr große YBCO-Fläche in der Mitte der Probe, da hier sehr leicht Fluss eingefroren werden kann. Dann muss die gesamte Probe über 90 K erwärmt werden, was einen sehr starken Heizer im TTREM nötig macht, da ja auch andererseits eine möglichst gute Ankopplung an das Kältebad gefordert ist, um die Kontaktparameter im erwünschten Bereich zu halten. Der bisher im TTREM verwendete Heizer war für die Erwärmung der Probe über 90 K nicht stark genug.

Kapitel 5

Untersuchungen an YBCO dc SQUIDs

In diesem Kapitel werden die Hauptergebnisse der Untersuchungen an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ dc SQUIDs vorgestellt. Hierzu wird zunächst auf die Signalentstehung bei der Abbildung von Flussquanten in den SQUIDs eingegangen. Danach wird die Suche nach Pinningzentren in natürlichem YBCO (d.h. in unstrukturierten PLD Dünnschichten) beschrieben. Die Ergebnisse, die den Zusammenhang zwischen Flussquantenverteilungen und niederfrequentem Rauschen in YBCO dc SQUIDs betreffen, werden im darauf folgenden Abschnitt vorgestellt. Schließlich wird noch die logische Fortführung der hier vorgestellten Untersuchungen, nämlich die Trennung der zu untersuchenden Probe und dem Untersuchungswerkzeug, also die Trennung von YBCO Film und Detektor SQUID beschrieben und erste Ergebnisse hierzu erläutert.

5.1 Flussquantenabbildung – Signalentstehung

Der Elektronenstrahl im TTREM dient im hier vorgestellten Messverfahren als lokale Wärmequelle, die eine lokale Temperaturerhöhung $\Delta T(x, y)$ am Ort (x, y) verursacht. Die Stärke der Störung ist hierbei sowohl der Beschleunigungsspannung V_{Beam} als auch dem Strahlstrom I_{Beam} proportional. Eine Veränderung der Störung ist also durch Variation sowohl der Spannung als auch des Strahlstroms möglich. In der Praxis hat sich allerdings eine Spannung von 10 kV als praktikabel erwiesen. Dies hat vor allem den Grund, dass bei höheren Beschleunigungsspannungen einerseits

die räumliche Auflösung auf Grund der dann größeren Elektronenreichweite schlechter wird, andererseits auch Aufladungseffekte im Substrat größer werden, was zu probenzerstörenden Überschlägen führen kann. Zu kleine Spannungen sind unpraktikabel, weil dann die Fokussierung des Elektronenstrahls bei dem verwendeten Rasterelektronenmikroskop schlecht wird und außerdem für die erforderliche Temperaturerhöhung zu große Strahlströme nötig wären.

Bei der Bestrahlung von SQUIDs mit dem Elektronenstrahl entstehen zahlreiche Signale, die sich auf Grund ihrer Ursache in direkt vom abfließenden Strahlstrom selbst verursachte und in durch die lokale Temperaturerhöhung hervorgerufene Signale unterteilen lassen.

5.1.1 Strahlstromsignale

Unter Strahlstromsignalen werden im folgenden alle Signale zusammen gefasst, die durch das Abfließen des typischerweise einige nA betragenden Strahlstromes hervorgerufen werden. Es gibt (zumindest bei mit Ar^+ -Ionenstrahl geätzten Proben) zwei Arten von Strahlstromsignal.

Strahlstromsignale am Rand des SQUID-Schlitzes

Beim Abfließen erzeugt der Strahlstrom ein Signal am SQUID-Schlitz, das gemessen wird. Aus der Nulllage dieses Signals lässt sich die Asymmetrie der beiden Josephson-Kontakte bestimmen (siehe [KEIL, 2000]).

Die Stärke dieses Signals erweist sich allerdings als etwa eine bis zwei Größenordnungen zu groß, als dass sie von dem abfließenden Strahlstrom allein verursacht werden könnte. Es muss daher einen weiteren Effekt geben, der diese Signale verstärkt. Wahrscheinlich ist für die Verstärkung der Signale eine Schädigung des Substrates im Bereich um den Supraleiter verantwortlich. Gestützt wird diese Vermutung vor allem durch zwei Beobach-

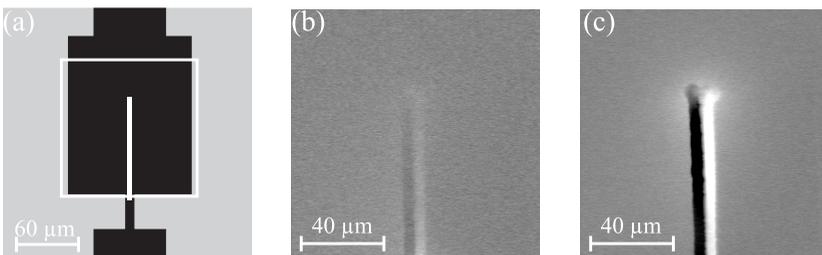


Abbildung 5.1: (a) Skizze der vermessenen Probe. Der in (b) und (c) gezeigte Bereich ist weiß umrahmt. (b) Flußabbildung des in (a) umrandeten Bereichs bei $B_0 = 0 \mu\text{T}$, $T = 77 \text{ K}$, $I_{\text{Beam}} = 12 \text{ nA}$. (c) Dasselbe nach intensiver Bestrahlung.

tungen:

- 1.) Bei nasschemisch (also mit H_3PO_4) geätzten Proben tritt das Signal anfangs nicht auf, siehe Abbildung 5.1 (b).
- 2.) Nach langer, intensiver Bestrahlung des Bereichs treten die Signale stark auf, siehe Abbildung 5.1 (c), was auf eine Schädigung des Substrates durch die lange und intensive Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl zurück zu führen sein könnte.

Strahlstromsignale am Washerrand

Diese Signale treten nur bei mit Ar^+ -Ionen geätzten Proben auf. Dabei tritt je nach Richtung, in der der Strom abfließen kann, ein helles oder dunkles Signal auf, siehe Abbildung 5.2 (b). Auch diese Signale sind so stark, dass eine Verstärkung durch Defekte im Substrat wahrscheinlich ist. Für diese Annahme spricht insbesondere auch, dass die Signale am Washerrand bei nasschemisch geätzten Proben nicht auftreten. Als Schädigung des SrTiO_3 -Substrates kommt am ehesten eine Reduktion des Sauerstoffgehalts in Frage, was zu einer erhöhten Ladungsträgerzahl führt.

Es wurden daher an “alten” SQUIDS vergleichende Messungen durchgeführt, bei denen einmal das Signal am Washerrand vor und einmal nach einer Behandlung des Chips mit Sauerstoffplasma untersucht wurde. Diese Behandlung sollte in der Lage sein, das Sauerstoffdefizit im Substrat wieder aus zu gleichen. Das Sauerstoffplasma wurde in einem Plasmaverascher (Technics Plasma 100 E Plasma System) erzeugt. Die Parameter waren dabei 0,5 mbar Sauerstoffdruck, 300 W Leistung und 2×15 Minuten. Diese Prozedur wurde 2 mal wiederholt. Das Ergebnis war eine deutliche Reduzierung des Randsignals, vor allem an einer Seite der Probe, siehe Abbildung

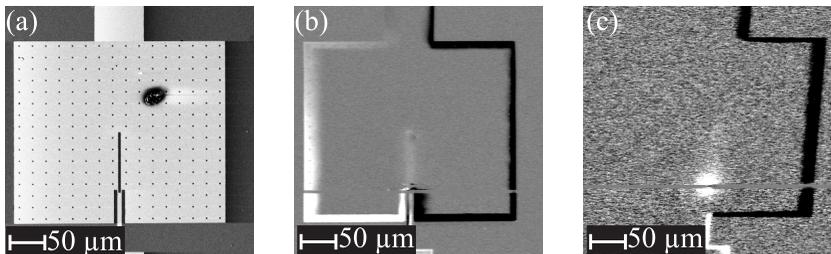


Abbildung 5.2: (a) Sekundärelektronenbild der Probe S10_15. (b) $\Delta\Phi$ -Bild des in (a) gezeigten Probenbereichs mit $B_0 = 0 \mu\text{T}$, $T = 77 \text{ K}$, $I_{\text{Beam}} = 5 \text{ nA}$. Das Randsignal ist deutlich zu sehen. (c) Derselbe Probenbereich wie in (b) nach der Sauerstoffbehandlung im Plasma-Verascher (Details hierzu siehe Text), $B_0 = 0 \mu\text{T}$, $T = 77 \text{ K}$, $I_{\text{Beam}} = 5 \text{ nA}$.

5.2 (c). Allerdings verändern sich die Parameter der Josephson Kontakte bei diesem Vorgehen ebenfalls (so stieg der kritische Strom der untersuchten Probe durch die Behandlung um ca. 25 %), was die Rauscheigenschaften des SQUIDS verschlechterte. Als Standardprozedur für die Reduktion des Randsignals bei mittels Ar^+ -Ionenstrahl geätzten Proben ist dieses Vorgehen daher wohl eher nicht geeignet. Dies würde ein nachfolgendes Trimmen der Kontakte erforderlich machen, was den Prozess sehr aufwendig macht.

5.1.2 ΔT -Signale

Unter den ΔT -Signalen sind die Signale zu verstehen, die durch die lokale Änderung der Temperatur in der Probe erzeugt werden. Zu ihnen gehören auch die eigentlich erwünschten Vortessignale.

Die lokale Temperaturerhöhung $\Delta T(x, y)$ lässt sich aus den bekannten Parametern der lokal deponierten Leistung (bei typischen Strahlströmen von $I_{\text{Beam}} = 7 \text{ nA}$ und 10 kV Beschleunigungsspannung sind dies $70 \mu\text{W}$) und detaillierten Rechnungen über Wärmeleitung in den Substraten (siehe [KÖLLE, 1992, GROSS und KOELLE, 1994]) auf ca. 1 K abschätzen. Auf Grund der Eindringtiefe der Elektronen bei 10 kV ist die Erwärmung auf einer Fläche von ca. $1 \mu\text{m}^2$ konzentriert. Hierdurch ist die Auflösung der Untersuchungsmethode auf $1 \mu\text{m}$ beschränkt.

ΔT -Signale am SQUID-Schlitz und ihre Vermeidung

Ist die Magnetisierung der Probe von Null verschieden (d.h. ist das mittlere Magnetfeld im Supraleiter vom äußeren Magnetfeld verschieden), so fließen am Rand des Supraleiters Abschirmströme (Meissner-Effekt, siehe Abschnitt 2.2). Die lokale Temperaturerhöhung $\Delta T(x, y)$ führt durch die lokale Änderung der Londonschen Eindringtiefe $\lambda_L(T)$ zu einer Umverteilung der Abschirmströme, die um den SQUID-Schlitz herum fließen. Diese Umverteilung der Ströme ändert den magnetischen Fluss im SQUID-Schlitz, was zu einem Spannungssignal an der SQUID-Elektronik führt. Dieser Effekt tritt bereits bei Beibehaltung des Magnetfeldes nach dem Einkühlvorgang auf, dann allerdings eher schwach. Eine Kompensation ist in diesen Fällen möglich, d.h. das äußere Magnetfeld wird so angepasst (normalerweise erniedrigt), dass die Magnetisierung der Probe Null ist. Hierdurch lassen sich die Schlitzsignale weitgehend unterdrücken, siehe z.B. Abbildung 5.6.

Diese Methode der Unterdrückung des Schlitzsignales hat allerdings den großen Nachteil, dass eine Messung bei wesentlich anderen Feldern als dem Einkühlfeld B_0 nicht möglich ist. Dies liegt daran, dass die Schlitzsignale mit wachsender Magnetisierung der Probe linear zunehmen, siehe [KEIL, 2000]. Das dann auch räumlich stärker ausgedehnte Signal überdeckt die

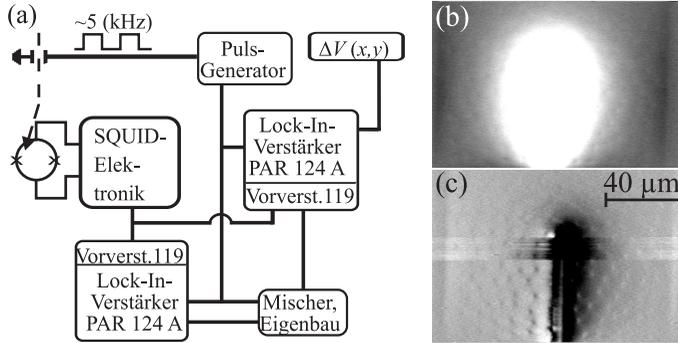


Abbildung 5.3: (a) Blockschaltbild zum Versuchsaufbau der Schlitzsignalunterdrückung. (b) Schlitzsignal bei einem Einkühlfeld von $B_0 = 31 \mu\text{T}$ und nachfolgender Erhöhung des Feldes auf $B = 44 \mu\text{T}$. $I_{\text{Beam}} = 7 \text{ nA}$, $T = 77 \text{ K}$. (c) Dieselbe Abbildung mit Unterdrückung des Schlitzsignales (siehe Text).

Vortexsignale vollständig, wie in Abbildung 5.3 (b). Für Messungen bei vom Einkühlfeld verschiedenen Magnetfeldern ist daher eine Unterdrückung des Schlitzsignales unerlässlich. Diese sollte vor dem Lock-In Verstärker geschehen, da sonst die Dynamik nicht ausreicht, Vortexsignale zu sehen. Eine mögliche Vorgehensweise für eine Schlitzsignalunterdrückung vor dem Lock-In ist die folgende (der benötigte erweiterte Aufbau ist in Abbildung 5.3 (a) als Blockschaltbild gezeigt):

- Ein zweiter Lock-In Verstärker mit hoher Zeitkonstante und geringerer Empfindlichkeit nimmt nur das sich im Vergleich zu den Vortexsignalen (siehe folgenden Unterabschnitt) langsam ändernde Schlitzsignal auf.
- Das Ausgangssignal des zweiten Lock-In wird mittels eines Mixers wieder auf die 5 kHz der Beambankingfrequenz hochgemischt und in Phase und Stärke abgeglichen.
- Die beiden Signale, das Originalsignal der SQUID-Elektronik und das hochgemischte Signal des zweiten Lock-In, werden differentiell vom ersten Lock-In Verstärker gemessen.
- Bei richtigem Abgleich des zweiten Lock-In lassen sich auf diese Weise Vortexsignale auch in Magnetfeldern, die nicht dem Einkühlfeld B_0 entsprechen, abbilden, siehe Abbildung 5.3 (c).

Allerdings hat diese Technik einige teilweise erhebliche Nachteile:

- Der Messaufbau verkompliziert sich erheblich.

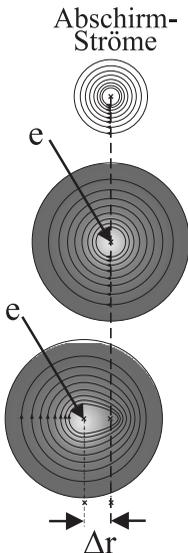
- Der optimale Abgleich des zweiten Lock-Ins ist von der Scangeschwindigkeit und damit von der Integrationsdauer abhängig.
- Der Abgleich des zweiten Lock-Ins erfordert viel Erfahrung.
- Große Feldunterschiede von $|B - B_0| \geq 25 \mu\text{T}$ sind nicht möglich, da sich dann der zweite Lock-In nicht mehr richtig abgleichen lässt.

Vortexsignale

Dies sind die für die physikalischen Fragestellungen eigentlich interessantesten Signale. Sie entstehen ebenfalls (wie die Schlitzrandsignale) durch die Änderung der Londonschen Eindringtiefe λ_L , die von der lokalen Temperaturerhöhung $\Delta T(x, y)$ hervorgerufen wird. Ausgenutzt wird dabei die Abhängigkeit der Londonschen Eindringtiefe von der Temperatur [TINKHAM, 1996] gemäß

$$\lambda_L(T) = \lambda_L(0) \cdot \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (5.1)$$

Die Änderung von λ_L bewirkt eine Umverteilung der Abschirmströme um das Vortex, was einer virtuellen Verschiebung des Flussquants entspricht. Diese Verschiebung wird vom SQUID als Flussänderung im SQUID-Schlitz detektiert und durch die SQUID-Elektronik in eine Spannung umgewandelt.



Die genaue Signalentstehung lässt sich am besten mittels der nebenstehenden Skizze veranschaulichen. Dargestellt ist schematisch ein Flussquant durch die es umgebenden Abschirmströme. Die Blattebene entspricht der Ebene des supraleitenden Films. Das Magnetfeld ist in dieser Skizze in die Blattebene hinein orientiert. Das kleine Kreuz symbolisiert jeweils den Vortexkern. Oben in der Abbildung ist ein Vortex zu sehen, wenn es ungestört im Film ist. In der Mitte des Bildes ist ein Vortex zu sehen, das zentral vom Elektronenstrahl getroffen wird. Hierbei findet keine virtuelle Verschiebung Δr des Vortex statt, vielmehr wird durch die lokale Änderung der Eindringtiefe λ_L lediglich die Ausdehnung der Abschirmströme um den Vortexkern verändert. Der untere Teil der Skizze entspricht dem Fall, in dem die Abschirmströme des Vortex durch die vom Elektronenstrahl verursachte Erwärmung verschoben werden. Nur in diesem Fall entsteht im SQUID ein Signal. Durch die Rasterrich-

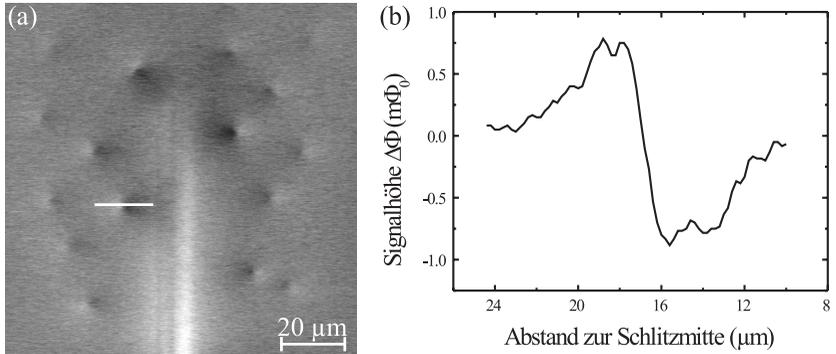


Abbildung 5.4: (a) Typische $\Delta\Phi$ -Aufnahme mit Flussquantensignalen. (b) Linescan entlang der in (a) weiß eingezeichneten Linie. Der bipolare Charakter des Flussquantensignals ist deutlich zu erkennen. Abbildung verändert aus [DÖNITZ, 2002].

tung des Elektronenstrahls entsteht auf diese Weise ein bipolares Signal eines Flussquants wie es in Abbildung 5.4 (a) zu sehen ist. Dies kommt daher, dass das Vortex zunächst virtuell vom Schlitz weg verschoben wird, also eine negative Flussänderung im SQUID-Schlitz gemessen wird (in Abbildung 5.4 (a) weiß codiert), dann eine Verschiebung zum Schlitz hin. In Abbildung 5.4 (b) ist der Signalverlauf entlang eines Flussquants gezeigt. Deutlich ist hier der bipolare Charakter des Signals zu sehen. Dieses Modell zur Signalentstehung wird in [STRAUB, 1999, KEIL, 2000] näher diskutiert.

Die Signalhöhe ist hierbei abhängig von zwei Parametern:

- 1.) Der Größe der virtuellen Verschiebung Δr . Diese ist abhängig von der Stärke der lokalen Temperaturänderung $\Delta T(x, y)$ und damit von den Strahlparametern.
- 2.) Der Stärke der Flussänderung im SQUID-Schlitz, die durch die virtuelle Verschiebung Δr des Flussquants entsteht. Ein Maß hierfür ist die Kopplungsstärke $\partial\Phi/\partial r$.

Das Signal $\Delta\Phi$ lässt sich demnach schreiben als

$$\Delta\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial r} \cdot \Delta r . \quad (5.2)$$

Wie in Abbildung 5.4 (a) zu sehen, nimmt die Signalhöhe mit wachsendem Abstand zum SQUID-Schlitz stark ab. Da die virtuelle Verschiebung Δr lediglich von den Strahlparametern abhängt und damit überall im Washer gleich groß ist, bleibt als Grund für die starke Variation der Signalhöhe nur

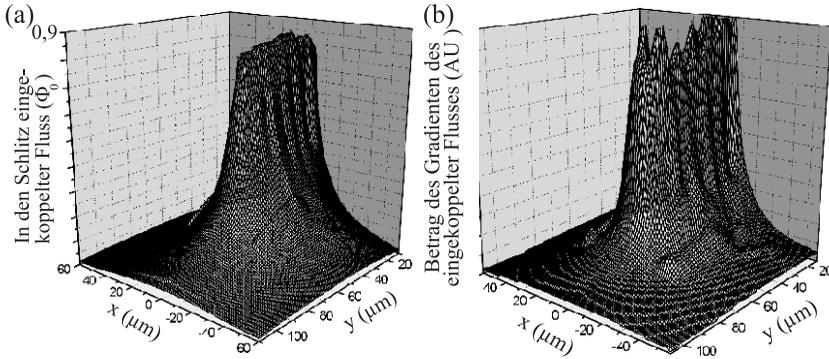


Abbildung 5.5: (a) Mit der Software von M. M. Khapaev berechnete Flusseinkopplung eines Flussquants in den SQUID-Schlitz. (b) Der Betrag des Gradienten, also die Kopplungsstärke. Die beiden Abbildungen wurden nach der Simulation geglättet. Abbildung verändert aus [DÖNITZ, 2002].

die Kopplungsstärke $\partial\Phi/\partial r$. In den früheren Arbeiten zu dieser Abbildungstechnik [KEIL, 2000, STRAUB, 1999] wurde der Verlauf der von $\partial\Phi/\partial r$ durch eine Formel aus [FERRARI *et al.*, 1991] genähert. Diese hat sich allerdings in [DÖNITZ, 2002] als zwar zufällig die Daten reproduzierend, aber methodisch falsch erwiesen. Ebenso hat eine Formel aus [HUMPHREYS, 1999] sich dort als zwar richtig aber sehr sensitiv auf die tatsächliche Geometrie der Probe erwiesen. Es wird daher an dieser Stelle auf Simulationen der Kopplungsstärke mit einer Software von M. M. Khapaev [KHAPAEV *et al.*, 2002] zurückgegriffen. Diese sind in Abbildung 5.5 (a) für den Fluss $\Phi(r)$ gezeigt, also für den Fluss, der von einem Vortex in den SQUID-Schlitz eingekoppelt wird. Der Gradient dieser Funktion ist die Kopplungsstärke $\partial\Phi/\partial r$, also die für die Signalhöhe entscheidende Größe. Diese ist in Abbildung 5.5 (b) gezeigt. Die wellige Struktur der Graphen ist ein Artefakt der Simulation. Näheres zu den Modellen und Simulationen findet sich in [DÖNITZ, 2002].

Als Hauptergebnis ist fest zu halten, dass die Kopplungsstärke nach außen zum Washerrand hin stark abnimmt. Weiterhin ist $\partial\Phi/\partial r$ für schmale Washer größer, so dass die Signale bei schmalen Washern größer sind. Deshalb wurden im Rahmen dieser Arbeit Washer von lediglich $120\ \mu\text{m}$ Breite untersucht im Gegensatz zu den $300\ \mu\text{m}$ breiten Washern in früheren Arbeiten.

5.2 Pinningzentren

Die Leistungsfähigkeit der im vorigen Abschnitt erläuterten Abbildungstechnik, die Positionen einzelner Flussquanten mit $1\ \mu\text{m}$ Genauigkeit festzulegen, eröffnet die Möglichkeit, Pinningzentren in den Washern der untersuchten SQUIDS zu lokalisieren, d.h. Stellen im Film zu finden, an denen Flussquanten bevorzugt sitzen.

In diesem Abschnitt sollen nun zunächst die experimentellen Beobachtungen dargestellt und anschließend eine Interpretation derselben geliefert werden.

5.2.1 Experimentelle Beobachtungen

Die experimentelle Vorgehensweise zum Auffinden von Pinningzentren ist die, dass bei vielen verschiedenen Einkühlfeldern B_0 Abbildungen der Flussverteilung im Washer gemacht werden. Hierbei entsteht für jedes Feld B_0 ein $\Delta\Phi$ -Bild des SQUIDS, wie in Figur 5.6 gezeigt. Beim bloßen Betrachten dieser Verteilungen fällt bereits auf, dass es einige Stellen im YBCO-Film gibt, an denen bei jedem Einkühlfeld B_0 ein Flussquant sitzt. Stellen, die bei fast jedem Einkühlvorgang ein Flussquant tragen, müssen besonders effektive Pinningzentren sein.

Es wurden an zwei verschiedenen Proben ausführliche Messreihen durchgeführt. Ein Ausschnitt aus einer solchen Serie verschiedener Einkühlfelder ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Es handelt sich bei den Bildern jeweils um denselben Probenausschnitt um den Schlitz, der in Abbildung 5.1 (a) weiß umrandet ist. Die Temperatur während der Messung beträgt jeweils 77 K, der Strahlstrom $I_{Beam} = 12\ \text{nA}$. Die Einkühlfelder steigen von links oben nach rechts unten zeilenweise an und sind in der jeweiligen Abbildung als Inset angegeben. Die Zunahme der Zahl der Vortices ist deutlich zu sehen. Weiterhin ist der Trend von einer ungeordneten zu einer stärker geordneten Verteilung der Flussquanten mit steigendem B_0 zu erkennen.

Als erstes fällt auf, dass bereits bei kleinsten Einkühlfeldern von $2,5\ \mu\text{T}$ Flussquanten im Film auftreten. Wie bereits in [STRAUB, 1999, S. 36 ff] dargelegt, ist das frühe Auftreten von Flussquanten in den $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Filmen allein mit einer Feldüberhöhung am Rand eines Dünnschlitzes nicht zu erklären. Das frühe Auftreten von Flussquanten kann nur ein Effekt des starken intrinsischen Pinnings in unseren laserablierten Filmen sein. Dieser Effekt kann für eine recht genaue Kalibrierung des absoluten Nullfeldes in der Stufe herangezogen werden, da bereits bei sehr kleinen Feldern von nur $1\text{-}2\ \mu\text{T}$ Flussquanten zu sehen sind.

Für die genauere Analyse der Daten ist es unumgänglich, die Positio-

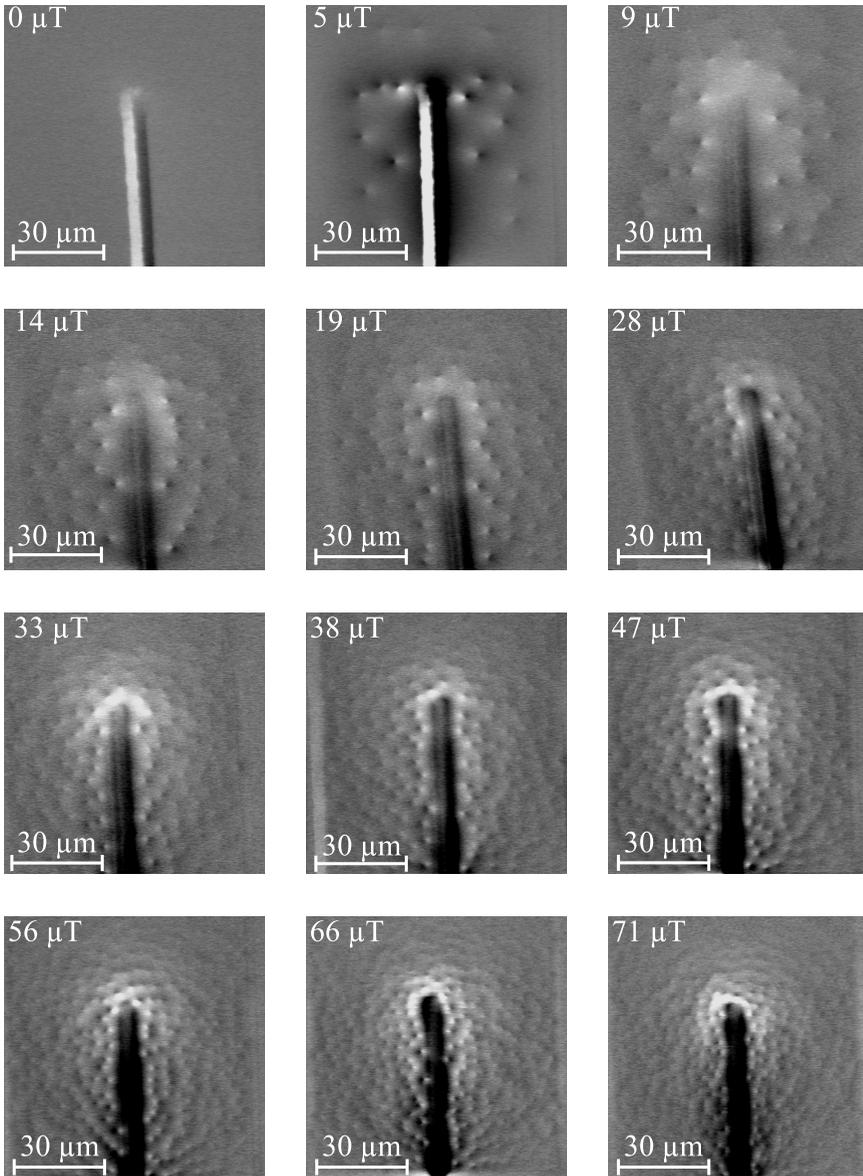


Abbildung 5.6: Flussquantenabbildungen bei verschiedenen Einkühlfeldern B_0 . Diese sind als Inset jeweils angegeben. $I_{\text{Beam}} = 7 \text{ nA}$, $T = 77 \text{ K}$.

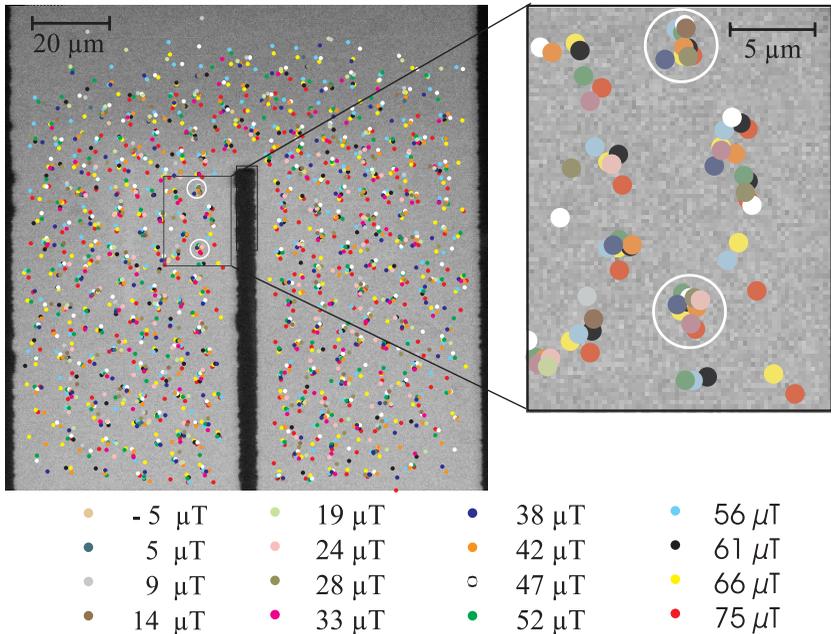


Abbildung 5.7: In Probe R1_03 gefundene Flussquantenpositionen bei 14 verschiedenen Einkühlfeldern B_0 zwischen -5 und $75 \mu\text{T}$, eingetragen auf einem Sekundärelektronenbild der Oberfläche. Jede Farbe entspricht dabei einem Einkühlfeld B_0 .

nen der einzelnen Flussquanten genau zu erfassen. Hierfür wurden sie in Corel Draw mit Kreisen markiert und die Position der Kreise wurde ausgelesen. Das Verfahren ist in [DÖNITZ, 2002] genauer beschrieben. Ein erster Eindruck von Ähnlichkeiten der Verteilungen der Vortices lässt sich bereits gewinnen, indem die Markierungen zu einem bestimmten Einkühlfeld B_0 mit einer Farbe eingefärbt werden und die Markierungen vieler Felder mit verschiedenen Farben in ein Bild übertragen werden, wie in Abbildung 5.7 gezeigt. In Abbildung 5.7 sind die Vortexpositionen bei insgesamt 14 verschiedenen Einkühlfeldern B_0 markiert, jede Farbe ist einem B_0 zugeordnet.

Deutlich zu sehen ist bei dieser Technik bereits, dass es Stellen in der Probe gibt, an denen sich bei vielen Einkühlfeldern Flussquanten befinden. Zwei dieser Stellen sind mit weißen Kreisen markiert und in der Detailvergrößerung auf der rechten Seite von Abbildung 5.7 genauer zu sehen. Die Farbkreise, die zur Markierung der Vortexpositionen verwendet wurden, haben einen Durchmesser von etwa $1 \mu\text{m}$. In der Detailvergrößerung rechts in Abbildung 5.7 ist deutlich zu erkennen, dass die Kreise nicht alle genau

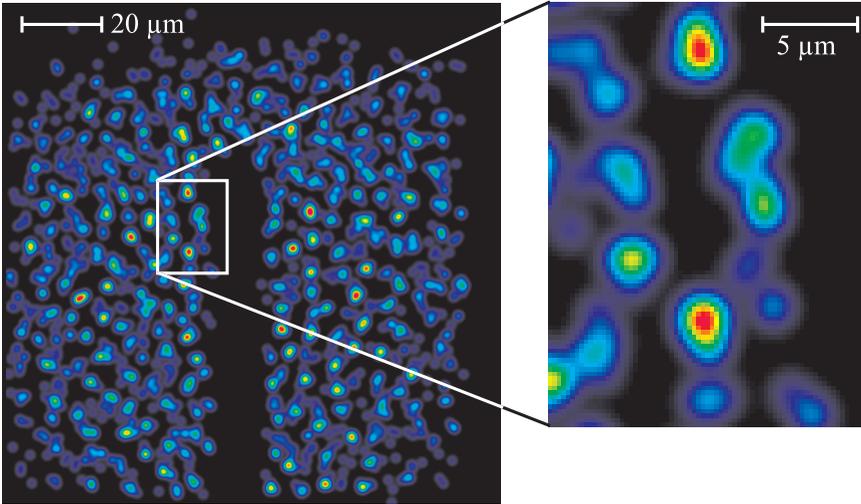


Abbildung 5.8: Aus den in Abbildung 5.7 gezeigten Daten gewonnene Karte der Vortexhäufigkeiten. Das Verfahren hierbei ist im Text geschildert. Der rechte Detailausschnitt entspricht dem in Abbildung 5.7 ebenfalls rechts gezeigten. Abbildung verändert aus [DÖNITZ, 2002].

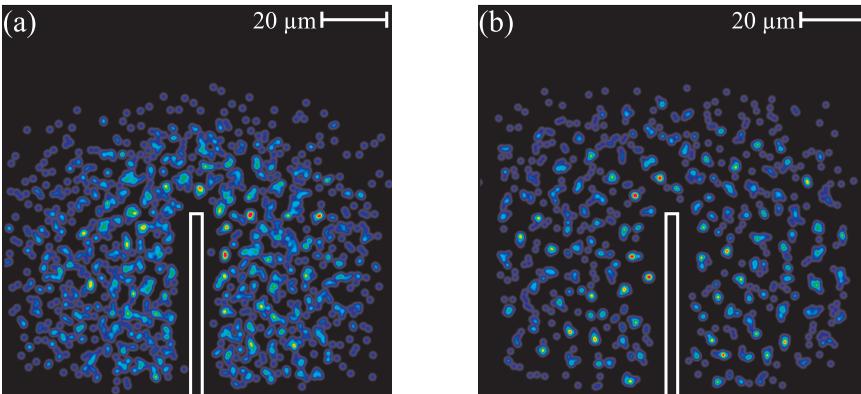


Abbildung 5.9: (a). Karte der Vortexhäufigkeiten bei der Probe R1_10. Wieder wurden Abbildungen bei vielen verschiedenen Einkühlfeldern B_0 gewonnen und die gefundenen Vortexplätze nach dem im Text beschriebenen Verfahren in eine Karte der Vortexhäufigkeiten umgerechnet. (b) Wie (a) jedoch mit Daten aus zehn $\Delta\Phi$ -Abbildungen der Probe R1_10 bei $B_0 = 35 \mu\text{T}$. Abbildung verändert aus [DÖNITZ, 2002].

übereinander liegen. Dies kann die folgenden Ursachen haben:

- (a) Die Flussquanten sitzen tatsächlich nicht immer an genau derselben Stelle im Film.
- (b) Das Markieren der Flussquanten von Hand ist fehlerbehaftet.
- (c) Die Bilder wandern bei der Aufnahme durch Aufladungen. Dies kann bei der Auswertung nicht immer vollständig kompensiert werden.

Betrachtet man die großen unbesetzten Abstände zwischen den Häufungspunkten der Flussquanten, so ist es sehr unwahrscheinlich, dass die Flussquanten so nahe beieinander verschiedene Pinningzentren finden.

Die Auswertung von Hand, d. h. die Markierung der Flussquanten mit Kreisen in Corel Draw, ist eine sehr genaue Prozedur. Die Reproduzierbarkeit bei der Markierung ist sehr hoch, was die Fehlerquelle (b) als sehr klein erweist.

Fehlerquelle (c) ist von diesen drei Möglichkeiten die größte. Es wird für jede $\Delta\Phi$ -Abbildung vor dem Markieren der Auswertung versucht, das Wandern des Bildes während der Messung zu kompensieren. Dies gelingt in horizontaler Richtung recht gut. Das Wandern in vertikaler Richtung ist allerdings ohne zusätzliche Marken auf der Probe nicht korrigierbar. Dies ist in Abbildung 5.7 auch deutlich erkennbar. Die Fehler in der Position sind vor allem in vertikaler Richtung groß.

Um Häufungspunkte in der Verteilung besser als in Abbildung 5.7 erkennen zu können, wurde für jede gefundene Flussquantenposition \vec{x}_m eine Gaußsche Verteilung $G_m(\vec{x})$ um diese Position angenommen:

$$G_m(\vec{x}) = \exp\left(-2 \frac{|\vec{x} - \vec{x}_m|^2}{w^2}\right). \quad (5.3)$$

Als Halbwertsbreite w dieser Funktion wurde die Ortsauflösung der Messung von $1 \mu\text{m}$ genommen, die Höhe wurde willkürlich auf 1 gesetzt. Eine anschauliche Darstellung der dominanten Pinningzentren erhält man, wenn man die Summe $f(\vec{x}) = \sum_m G_m(\vec{x})$ aller dieser Verteilungen betrachtet. Die so gewonnenen Karten der Vortexhäufigkeiten sind in den Abbildungen 5.8 und 5.9 gezeigt. Farblich sind diese Abbildungen jeweils so kodiert, dass die Karten an Stellen ohne Vortex schwarz sind und über blau, grün und gelb zu rot hin die Anzahl der gefundenen Vortices zunimmt.

Abbildung 5.8 zeigt die in Abbildung 5.7 bereits gezeigten Daten in dieser neuen Darstellungsweise. Deutlich sind in dem rechts gezeigten Detailausschnitt wiederum die beiden Maxima der Zahl der gefundenen Flussquanten als rote Bereiche zu sehen. Als Test für die Reproduzierbarkeit (insbesondere auch in Hinblick auf die Ergebnisse zum Rauschen in Abschnitt 5.3)

wurden an einer anderen Probe, der Probe R1_10 auf demselben Chip, dieselben Messungen durchgeführt. In Abbildung 5.9 (a) sind die Ergebnisse einer Feldserie mit Einkühlfeldern B_0 zwischen 2 und 53 μT gezeigt. In Abbildung 5.9 (b) ist eine Serie von $\Delta\Phi$ -Abbildungen der Probe R1_10 zu sehen, die bei zehn Einkühlvorgängen mit $B_0 = 35 \mu\text{T}$ gewonnen wurden.

5.2.2 Interpretation der Ergebnisse

Beim Betrachten der $\Delta\Phi$ -Abbildungen in Abbildung 5.6 fällt sofort auf, dass die Flussquanten kein perfektes Gitter bilden. Allerdings liegt den Verteilungen dennoch eine gewisse Ordnung zu Grunde, was sich insbesondere darin zeigt, dass die Vortexabstände nicht beliebig klein werden. Die Verteilungen der Flussquanten lassen sich also als ein gestörtes Gitter beschreiben.

Qualitativ sind die drei vorgestellten Abbildungsreihen sehr ähnlich. In beiden Proben sind ca. 10 bis 20 prominente Vortexplätze zu erkennen, die sich in den Abbildungen 5.8 und 5.9 (a) als rote Bereiche abzeichnen. Stellen in Proben, an denen sehr häufig Flussquanten gefunden werden, können als gute Pinningzentren betrachtet werden. Anders ist die Bevorzugung dieser Stellen für das Auffinden von Flussquanten nicht zu erklären.

Neben diesen ausgezeichneten Pinningzentren finden sich bei allen Messreihen aber auch große Bereiche in den Filmen, an denen in keiner Messung ein Vortex gefunden wurde. Diese Bereiche sind mit einigen μm^2 recht ausgedehnt. Dies ist trotz der großen Zahl der Messungen und der vielen in den Messungen gefundenen Flussquanten der Fall. Dies spricht deutlich gegen eine rein zufällige Verteilung der Flussquanten während des Einkühlprozesses.

Aus einem Vergleich der beiden in Abbildung 5.9 (a) und (b) gezeigten Verteilungen lassen sich weitere Schlüsse über die bei der Verteilung der Flussquanten während des Einkühlprozesses beteiligten Wechselwirkungen ziehen: Es fällt auf, dass die Plätze mit der höchsten Vortexhäufigkeit auf den beiden Abbildungen nicht zusammenfallen. Dies deutet darauf hin, dass nicht nur die Stärke der Pinningzentren, sondern auch das angelegte Einkühlfeld B_0 eine wesentliche Rolle bei der Vortexverteilung während des Durchgangs der Probe durch T_c spielt.

Aus diesen Beobachtungen lässt sich schließen, dass beim Einkühlprozess drei verschiedene Energien relevant sind, die hier mit ihrem Verhalten in Abhängigkeit der Temperatur genannt werden sollen (zur Abkürzung sei $\tau \equiv T/T_c$):

- 1.) Die WECHSELWIRKUNGSENERGIE $W(T)$ der Flussquanten verhindert, dass sich die Flussquanten beliebig nahe kommen. Allerdings bilden sie nicht, wie theoretisch unter Vernachlässigung der in Abschnitt 2.2.1

beschriebenen Randeffekte erwartet, ein Abrikosov-Gitter, siehe z.B. [FETTER *et al.*, 1966]. Für zwei isolierte Flussquanten ist $W(T)$ für niedrige Temperaturen unabhängig von der Temperatur und fällt für $\tau \rightarrow 1$ auf Null ab [SCHMIDT, 1997].

- 2.) Die PINNINGENERGIE $E_P(T)$ sorgt dafür, dass sich für $B_0 < B_{c1} \cdot (w/d)$ überhaupt Flussquanten im Film befinden. Hierbei sind w die Breite der supraleitenden Struktur und d die Filmdicke. Weiterhin ist sie für die Störung des idealen Dreiecksgitters in der Vortexverteilung verantwortlich. Plätze hoher Pinningenergie sind in den Karten der Vortexhäufigkeiten als rote Bereiche zu sehen. Die Temperaturabhängigkeit von $E_P(T)$ ergibt sich laut [FERRARI *et al.*, 1994] zu $E_P(T) = E_{P0} \cdot (1 - \tau^4)$.
- 3.) Die THERMISCHE ENERGIE $E_{th}(T) = k_B T$ ist zwar während des Einkühlens weitgehend konstant, allerdings nimmt ihr Einfluss im Vergleich zu den anderen Energien immer mehr ab, da die anderen Energien mit sinkender Temperatur stark steigen. Zunächst dominiert E_{th} die beiden oben genannten Energien um ab einer bestimmten Temperatur kleiner als die anderen Energien zu werden. Die thermischen Fluktuationen werden dann so klein, dass sich die Vortexverteilung nicht mehr ändern kann. Das System wird zu diesem Zeitpunkt eingefroren. Es ist wichtig anzumerken, dass sich das System zu diesem Zeitpunkt lediglich in einem metastabilen Zustand befindet, sich also bezüglich der anderen beiden Energien nicht in einem Minimum befindet. Wäre dies der Fall, müsste sich bei jedem Einkühlvorgang dieselbe Vortexverteilung ergeben, was aber, wie aus Abbildung 5.9 (b) ersichtlich, nicht der Fall ist.

Aus dem Vergleich dieser drei für die Vortexverteilung wesentlichen Energien während des Abkühlvorgangs kann auf die mittlere Pinningenergie E_{P0} der einzelnen Pinningzentren geschlossen werden. Wichtig ist dabei zu beachten, dass nicht die Absolutgröße der Wechselwirkungsenergie $W(T)$ ausschlaggebend ist, sondern lediglich die Änderung von $W(T)$ für die Vortexverteilung im Vergleich zur Energie, die sich im idealen Vortextgitter einstellt. Wichtig an $W(T)$ ist also die Änderung dieser Energie, die die tatsächliche Vortexverteilung im Vergleich zum idealen Gitter verursacht. Für eine bestimmte Verschiebung Δx hin zum nächsten Nachbarn ist eine bestimmte Pinningenergie notwendig, damit das Vortex während der Einkühlphase auf diesen Platz sitzen kann. Details zu diesem Vergleich finden sich in [DÖNITZ, 2002].

Es wurden aus der in Abbildung 5.9 (b) gezeigten Abbildungsserie der Probe R1-10, in der 10 mal eine $\Delta\Phi$ -Abbildung bei $B_0 = 35 \mu\text{T}$ gewonnen wurde, eine Häufigkeitsverteilung der über 1000 gefundenen Flussquanten

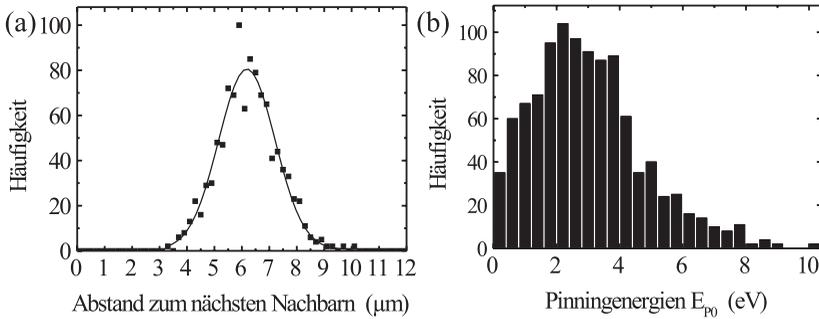


Abbildung 5.10: (a) Häufigkeitsverteilung der Abstände zum jeweils nächsten Nachbarn, ausgewertet für 1050 Vortices. Die Linie zeigt den Fit mit einer Gauss-Verteilung. (b) Häufigkeitsverteilung der minimal notwendigen Pinningenergien für die in (a) gezeigte Verteilung von Abständen zum nächsten Nachbarn. Abbildung verändert aus [DÖNITZ, 2002].

erstellt. Diese ist in Abbildung 5.10 (a) gezeigt. Die Verteilung lässt sich gut durch eine Gauss-Verteilung mit einem Mittelwert von $6,18 \mu\text{m}$ und einer Halbwertsbreite von $2,06 \mu\text{m}$ annähern. Im Vergleich zu dem für diese Flussdichte für ein Abrikosov-Gitter erwarteten mittleren Abstand von $9,2 \mu\text{m}$ ist der hier gefundene deutlich geringer, was wiederum den starken Einfluss des Pinnings in dem hier untersuchten YBCO-Film verdeutlicht.

Aus der Häufigkeitsverteilung des Abstandes zum nächsten Nachbarn lässt sich durch den oben skizzierten Vergleich der verschiedenen während des Einkühlvorgangs relevanten Energien eine Verteilung der Pinningenergien E_{P0} der besetzten Pinningzentren berechnen. Diese ist in Abbildung 5.10 (b) gezeigt. Die meisten Pinningzentren haben demnach Werte für E_{P0} von 1 bis 4 eV.

Bei der hier untersuchten Filmdicke von ca. 80 nm ergibt dies eine Linienenergie von 12,5 bis 50 eV/ μm . Dieser Wert ist etwa einen Faktor 20 größer als der von [FERRARI *et al.*, 1994] gefundene Wert von $E_{P0} \approx 0,5 - 2,5 \text{ eV}/\mu\text{m}$. Dieser Wert wurde allerdings über integrale Rauschmessungen bestimmt und gibt daher systematisch bedingt nur den Wert der Aktivierungsenergie für das Hopping zwischen zwei benachbarten Pinningzentren an und nicht den Absolutwert der Pinningenergie. Diese Energiedifferenz zwischen zwei benachbarten Pinningzentren kann wesentlich geringer sein als ihr Absolutwert, wie dies auch in Abbildung 5.11 gezeigt ist. Die hier diskutierte Methode gibt hingegen den Absolutwert der Tiefe des Potentials an, so dass eine solche Diskrepanz durchaus physikalischen Ursprungs sein kann.

5.3 Niederfrequentes Rauschen

Wie bereits in Kapitel 2.6 besprochen, hat das niederfrequente Rauschen in SQUIDS vornehmlich zwei Ursachen, nämlich zum einen Fluktuationen in den Josephson-Kontakten und zum anderen die thermisch aktivierte Bewegung von Vortices in der Dünnfilmstruktur des SQUIDS. Da sich das Rauschen durch die Fluktuationen in den Josephson-Kontakten mit geeigneten Steuerstromschemata unterdrücken lässt (siehe Abbildung 2.11 auf Seite 25), wird ab hier nur noch das Flussrauschen diskutiert.

Das thermisch aktivierte Flussrauschen ist in SQUIDS aus HTSL ein großes Problem. Dies liegt vor allem an der mit 77 K im Vergleich zu LHE betriebenen SQUIDS bei 4,2 K sehr hohen Betriebstemperatur. Wie bereits in Kapitel 2.6 diskutiert, geht eine Bewegung radial zum Schlitz von Δr mit einem Rauschen $\Delta\Phi$ der Stärke

$$\Delta\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial r} \cdot \Delta r \quad (5.4)$$

einher. $\partial\Phi/\partial r$ ist hierbei die Kopplungsstärke, die von der radialen Position des Flussquants im Washer abhängt, siehe Kapitel 5.1.1. Die inkohärente Überlagerung vieler solcher Rauschbeiträge führt in der Messung zu einem $1/f$ -förmigen Verlauf des Rauschspektrums.

Die einzelnen Fluktuatoren, die sich in dieser Weise überlagern, entstehen durch das thermisch aktivierte Hin- und Herhüpfen einzelner Flussquanten zwischen zwei Potentialminima. Eine solche Situation ist in Abbildung 5.11 gezeigt. Das Vortex ist hier mit einem schwarzen Kreis symbolisiert. Es hüpfet zwischen den beiden lokalen Minima der Tiefe E_1 und E_2 hin- und her. Vernachlässigt man die Vortex-Vortex Wechselwirkung, so sind die Verweildauern τ_i in den Minima der Energie E_i , $i = 1, 2$, statistisch exponentiell

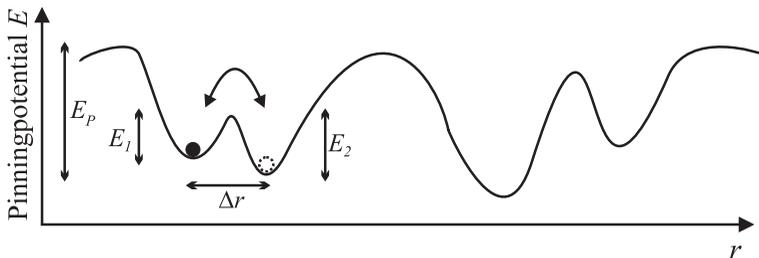


Abbildung 5.11: Ein möglicher Verlauf des Pinningpotentials in einem HTSL Dünnfilm. Die schwarze Kugel symbolisiert ein Vortex, das thermisch aktiviert zwischen zwei Pinningzentren fluktuiert.

verteilt:

$$\tau_i = \tau_0 \exp\left(\frac{E_i}{k_B T}\right). \quad (5.5)$$

τ_0 ist dabei eine materialabhängige Konstante, die von [PALSTRA *et al.*, 1988] für HTSL als $\tau_0 \approx 10^{-11} \text{ s}$ angegeben wird.

Bei unterschiedlichen Potentialtiefen wie im in Abbildung 5.11 gezeigten Fall sind somit auch die unterschiedlichen Verweildauern τ_1 und τ_2 verschieden. Ein typisches Signal eines solchen Fluktuators ist in Abbildung 5.12 (b) gezeigt. Es wird in der Literatur auch als Random Telegraph Signal (RTS) bezeichnet. Deutlich sind dort die verschiedenen Verweildauern von bis zu ca. 0,5 s zu erkennen. Eine solche Situation mit einem Unterschied von $\Delta\Phi$ in der Signalhöhe ergibt im Rauschleistungsspektrum $S_\Phi(f)$ eine lorentzförmige Funktion [MACHLUP, 1954]:

$$S_\Phi(f) = \frac{4(\Delta\Phi)^2}{(\tau_1 + \tau_2) \cdot \left[\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right)^2 + (2\pi f)^2 \right]}. \quad (5.6)$$

Für niedere Frequenzen $\left(2\pi f \ll \left[\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right] \right)$ ergibt sich

$$S_\Phi(f) \approx 4(\Delta\Phi)^2 \frac{(\tau_1 \cdot \tau_2)^2}{(\tau_1 + \tau_2)^3}, \quad (5.7)$$

also eine frequenzunabhängige Rauschleistung. Im hochfrequenten Grenzfall $\left(2\pi f \gg \left[\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right] \right)$ ergibt sich eine mit $1/f^2$ abfallende Rauschleistung:

$$S_\Phi(f) \approx \frac{4(\Delta\Phi)^2}{(\tau_1 + \tau_2) (2\pi f)^2}. \quad (5.8)$$

In der in dieser Arbeit gewählten doppellogarithmischen Darstellung ergeben sich so für eine Lorenzkurve zwei Teile: Bei niedrigen Frequenzen ist die Rauschleistung konstant, bei hohen Frequenzen fällt die Rauschleistung wie $1/f^2$ ab, was in dieser Darstellung eine Gerade der Steigung -2 ergibt, siehe Abbildung 5.12 (a). Der Übergang zwischen diesen beiden Näherungsfunktionen befindet sich bei der charakteristischen Frequenz f_c , die definiert ist als

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \cdot (\tau_1^{-1} + \tau_2^{-1}). \quad (5.9)$$

Aus dieser Frequenz lässt sich auch die effektive Verweildauer τ_{eff} definieren als $\tau_{eff} = 1/(2\pi f_c)$.

Zum Check, ob dieses Modell zutrifft, wurde der dominante Fluktuator, dessen RTS-Signal in Abbildung 5.12 (b) gezeigt ist, detailliert untersucht.

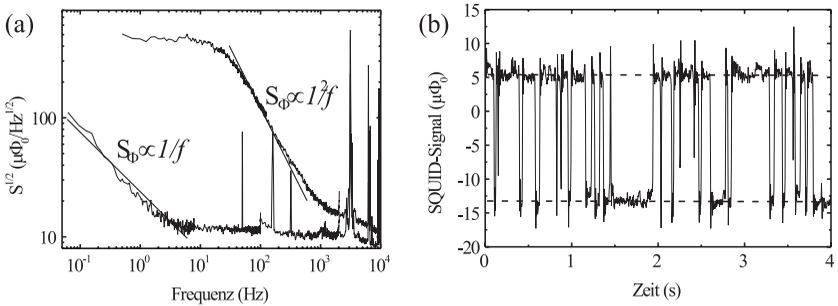


Abbildung 5.12: (a) Zwei gemessene Rauschleistungsspektren. Das $1/f$ -förmige Spektrum wurde bei $B_0 = 9 \mu\text{T}$ aufgenommen. Das $1/f^2$ -förmige Spektrum wurde bei $B_0 = 39 \mu\text{T}$ aufgenommen. (b) RTS (Random Telegraph Signal) eines dominierenden Fluktuators. Die beiden Zustände sind als gestrichelte Linien eingezeichnet. Abbildung verändert aus [DÖNITZ, 2002].

Der Signalunterschied $\Delta\Phi$ zwischen den beiden Zuständen betrug bei diesem Fluktuator ca. $\Delta\Phi \approx 20 \text{ m}\Phi_0$ und war damit so groß, dass er von der Summe aller anderen Fluktuatoren klar zu unterscheiden war, wie in Abbildung 5.12 (b) deutlich zu sehen ist. Die Verweildauern in den beiden Zuständen wurden in Histogrammen ausgewertet, von denen eines in Abbildung 5.13 (a) gezeigt ist. Mittels eines exponentiellen Fits konnten in diesen Histogrammen die mittleren Verweildauern auf einige Prozent genau ermittelt werden. Das sich daraus ergebende lorentzförmige Rauschleistungsspektrum stimmt mit dem gemessenen im betrachteten Frequenzbereich hervorragend überein, siehe Abbildung 5.13 (b).

Dieser Ansatz der Annäherung der lorentzförmigen Spektren kann auf die in Abbildung 5.12 (a) gezeigten $1/f$ -förmigen Rauschleistungsspektren erweitert werden. Diese sind ja nach [MACHLUP, 1954] lediglich eine inkohärente Überlagerung lorentzförmiger Spektren. Die Machbarkeit einer solchen Erweiterung ist in [DÖNITZ, 2002] gezeigt worden. Es sind hierbei allerdings noch einige zumeist numerische Probleme zu lösen, so dass hier die Ergebnisse nicht detaillierter diskutiert werden sollen.

5.3.1 Einfaches Modell für Flussrauschen

Aus den Rauschmessungen können mit Hilfe eines einfachen Modells nicht nur Rückschlüsse auf die Aktivierungsenergien der Pinningzentren gezogen werden, sondern auch auf die mittleren radialen Hüpfängen der Flussquanten. Das Modell geht einfach davon aus, dass sich die Rauschbeiträge der einzelnen Flussquanten aufaddieren. Ersetzt man in Gleichung (5.4) die radiale Änderung Δr eines Flussquanten mit dessen (Hüpf-)Rauschleistung in

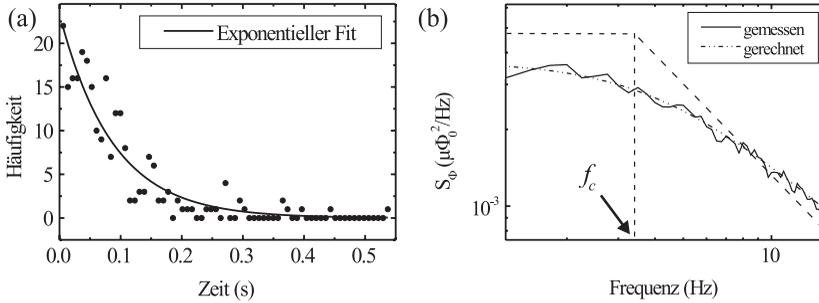


Abbildung 5.13: (a) Histogramm der Verweildauern in einem der beiden Fluktuationzustände mit exponentiellem Fit. (b) Vergleich des gemessenen Spektrums mit dem aus den mittleren Verweildauern bestimmten lorentzförmigen Spektrum. Abbildung verändert aus [DÖNITZ, 2002].

radialer Richtung S_{ri} , so lässt sich der Rauschbeitrag des i -ten Flussquants S_{Φ_i} schreiben als

$$S_{\Phi_i} = S_{ri} \cdot \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_i^2. \quad (5.10)$$

Eine Aufsummation der einzelnen Beiträge ist dann sinnvoll, wenn die Vortex-Vortex-Wechselwirkung klein ist, so dass eine inkohärente Überlagerung der Rauschbeiträge stattfindet. Dann kann das gesamte Flussrauschen S_{Φ} aller N im SQUID vorhandenen Flussquanten geschrieben werden als

$$S_{\Phi} = \sum_{i=1}^N S_{ri} \cdot \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_i^2. \quad (5.11)$$

Unter der Annahme, dass die einzelnen radialen Rauschleistungen S_{ri} der Flussquanten nicht zu sehr unterscheiden, kann eine mittlere radiale Rauschleistung \bar{S}_r aus der Summe gezogen werden und es ergibt sich

$$S_{\Phi} \approx \bar{S}_r \cdot \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)_i^2 =: \bar{S}_r \cdot K \quad (5.12)$$

Die Summe der Quadrate der Kopplungsstärken K , im Folgenden kurz Kopplungssumme genannt, kann auf zwei Arten bestimmt werden:

- 1.) Direkt aus den Vortexabbildungen. Hierzu muss die Signalhöhe $\Delta\Phi_i$ aller Flussquanten mittels Linescans bestimmt werden. Daraus können bei fester, durch die Elektronenstrahleinstellungen gegebener Verschiebung Δr nach Formel (5.4) die einzelnen $(\partial\Phi/\partial r)_i$ bestimmt werden. Dies ist allerdings mit erheblichem Aufwand verbunden.

- 2.) Die schnellere Methode besteht in der numerischen Simulation der Kopplungssumme, was bei bekannten radialen Abständen r der einzelnen Flussquanten vom Schlitz bei wesentlich geringerem Aufwand als der Signalhöhenauswertung in 1.) ebenfalls ein gutes Ergebnis erwarten lässt.

Für eine homogene Verteilung der Flussquanten im Film bei allen Einkühlfeldern B_0 ist in diesem Modell ein lineares Ansteigen von K mit der Zahl N der Flussquanten im Film und damit mit dem Einkühlfeld B_0 zu erwarten. Die mittlere radiale Rauschleistung \overline{S}_r sollte hingegen unabhängig von der Zahl der Flussquanten sein. Dies setzt implizit eine große Zahl gleichwertiger Pinningzentren im Film voraus. Die gesamte Rauschleistung S_Φ sollte sich demnach proportional zum Einkühlfeld B_0 verhalten.

5.3.2 Experimentelle Ergebnisse und Interpretation

Zunächst musste der immer stillschweigend vorausgesetzte lineare Zusammenhang zwischen dem Einkühlfeld B_0 und der Zahl der Flussquanten überprüft werden. Dies geschah durch einfaches Zählen der sichtbaren Flussquanten in den $\Delta\Phi$ -Abbildungen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.14 gezeigt. Der lineare Zusammenhang zwischen B_0 und N konnte bestätigt werden. Hierbei ist anzumerken, dass in der Abbildung lediglich die in den $\Delta\Phi$ -Abbildungen sichtbaren Flussquanten berücksichtigt sind. Dies sind keineswegs alle im SQUID vorhandenen. Da die nicht sichtbaren Flussquanten aber eine sehr kleine Kopplungsstärke $\partial\Phi/\partial r$ haben, tragen sie auch kaum zum Rauschen bei. Somit werden mit den Abbildungen genau die Fluss-

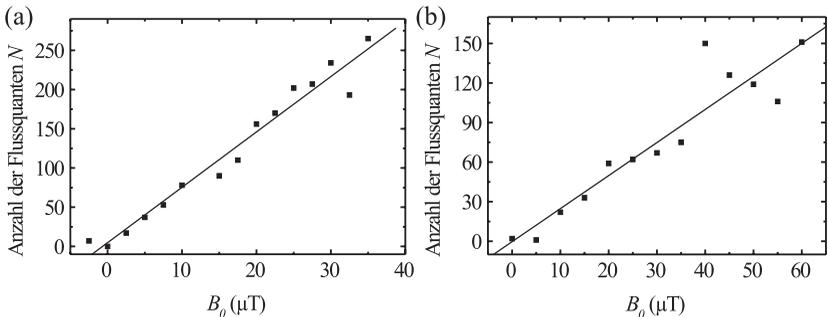


Abbildung 5.14: (a) Zahl der gefundenen Flussquanten N in Abhängigkeit des Einkühlfeldes B_0 für die Probe R1_03. (b) Dasselbe für die Probe R1_10. Die geringere Gesamtzahl bei dieser Probe liegt an der Kürze des Schlitzes, wodurch die wirklich untersuchte Fläche des SQUIDs geringer wird. In beiden Abbildungen sind Geraden eingezeichnet, die die Linearität zwischen B_0 und N verdeutlichen.

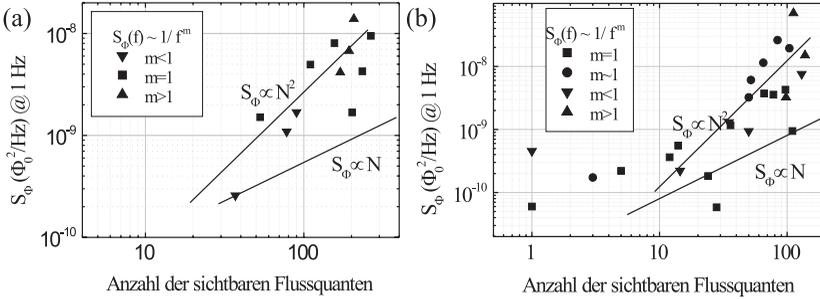


Abbildung 5.15: Rauschleistung bei 1 Hz aufgetragen über die Zahl der sichtbaren Flussquanten N . (a) Probe R1_03 (b) Probe R1_10. Auswertung in (b) aus [DÖNITZ, 2002].

quanten erfasst, die für die Rauschuntersuchungen wesentlich sind. Die unterschiedlichen Gesamtzahlen an Flussquanten in Abbildung 5.14 (a) und (b) erklären sich aus der unterschiedlichen Schlitzlänge der beiden SQUIDS, siehe Abbildung 4.1. So können in der Probe R1_10 auf Grund des um 30 % kürzeren Schlitzes weniger Flussquanten gefunden werden.

Die absolute Skala des Magnetfeldes im TTREM ist mit einiger Unsicherheit behaftet. Insbesondere sind bei Messungen ohne Strom an der Magnetfeldspule bereits Flussquanten im SQUID zu sehen (je nach Probe 2 bis 3 Stück). Dies spricht für ein recht hohes Restfeld von ca. $2,5 \mu\text{T}$ in der Stufe. Weiterhin ist die Messung der effektiven Flächen der SQUIDS, die zur Kalibrierung der Feldspulen auf dem Chip-Carrier verwendet wurden, mit einem Fehler von ca. 10 % behaftet. Aus diesem Grund und mit dem gezeigten linearen Zusammenhang zwischen B_0 und N als Rechtfertigung werden die Ergebnisse der Rauschuntersuchungen immer über der Zahl der gefundenen Flussquanten N aufgetragen anstatt über dem Einkühlfeld B_0 .

Um die Abhängigkeit der Rauschleistung bei 1 Hz von der Zahl der Flussquanten N zu bestimmen, wurden bei vielen Werten für N die zugehörigen Rauschspektren bei 1 Hz ausgewertet. Hierbei wurden nur Spektren berücksichtigt, die im niederfrequenten Bereich einen nahezu $1/f$ -förmigen Verlauf zeigten. Insbesondere sollten die Ergebnisse hierdurch vor der Verfälschung durch einen einzelnen dominanten Fluktuator bewahrt werden, der sich in einem $1/f^2$ -förmigen Verlauf des niederfrequenten Rauschleistungsspektrums manifestieren würde (siehe oben).

Die beiden untersuchten Proben verhalten sich bezüglich des Rauschens bei 1 Hz recht ähnlich. Zum Einen ist die Streuung der gefundenen Rauschwerte recht groß, was auch der experimentellen Erfahrung entspricht, die besagt, dass das Rauschen bei demselben Einkühlfeld bei unterschiedlichen Einkühlvorgängen meist sehr unterschiedlich ist. Zum Anderen lässt

sich bei beiden Proben der Zusammenhang zwischen S_Φ bei 1 Hz und N eher durch eine quadratische als eine lineare Abhängigkeit beschreiben. Dies ist in Abbildung 5.15 (a) und (b) durch die verschiedenen Geraden unterschiedlicher Steigung verdeutlicht. Dieser quadratische Zusammenhang ist lediglich bei Probe R1_10 für sehr kleine Vortextzahlen verletzt. Dies kann daher kommen, dass es im System noch andere, schwache Rauschquellen gibt, die das niederfrequente Spektrum bei kleinen Vortextzahlen dominieren wie etwa durch nicht optimal eingestelltes Bias-Reversal nicht perfekt kompensierte Rauschbeiträge der Josephson-Kontakte (siehe Abschnitt 2.6.2 auf Seite 24).

Im Folgenden ist zu klären, woher dieser klare Widerspruch zu den im Modell des vorigen Abschnitts getroffenen Vorhersagen kommt. Hierzu wurden die beiden Beiträge zum Rauschen aus Gleichung (5.12) getrennt voneinander untersucht.

Untersuchung der Summe der Quadrate der Kopplungsstärken K

Bei der Untersuchung der Kopplungssumme K stellt sich heraus, dass sie entgegen der Annahme im Modell nicht linear mit der Anzahl der gefundenen Flussquanten N wächst, sondern einem Potenzgesetz der Form $K \propto N^\alpha$ folgt mit $\alpha > 1$. In beiden Proben ergibt ein Fit den Wert $\alpha = 1.6$, siehe Abbildung 5.16. Dieser Übereinstimmung von α für beide Proben sollte allerdings keine allzu große Bedeutung beigemessen werden. Erklärt werden muß allerdings die Abweichung vom vorausgesagten linearen Modell.

Als Erklärung für diese überproportionale Zunahme von K in Abhängigkeit von N kommt nur eine Vortexverteilung in Frage, die mit steigendem N in Regionen mit großer Kopplungsstärke, also nahe am Schlitz, stärker

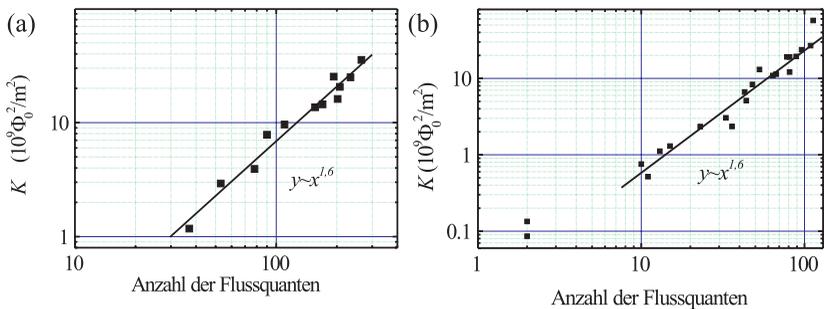


Abbildung 5.16: Summe der Quadrate der Kopplungsstärken K aufgetragen über die Zahl der sichtbaren Flussquanten N für beide untersuchten SQUIDS. (a) Probe R1_03 (b) Probe R1_10. Für beide Proben ergibt sich die Abhängigkeit $K \propto N^{1.6}$. Abbildung verändert aus [DÖNITZ, 2002].

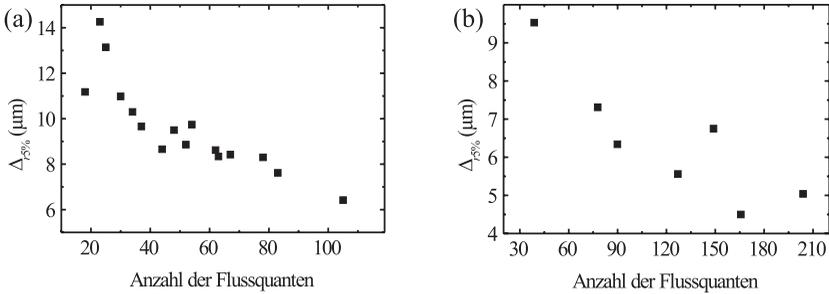


Abbildung 5.17: Breite des Streifens $\Delta_{r5\%}$ um den Schlitz, in dem sich 5 % der Flussquanten (bezogen auf die Zahl der Flussquanten in einem Streifen von $40 \mu\text{m}$ Breite) befinden. (a) Probe R1-03 (b) Probe R1-10. Abbildung verändert aus [DÖNITZ, 2002].

zunimmt als weiter weg vom Schlitz. Nur so kann die Summe der quadratischen Kopplungsstärken schneller wachsen als die Zahl der Flussquanten.

Als Test dieser Hypothese wurde die relative Vortexhäufigkeit in Abhängigkeit des Abstands zum Schlitz bei verschiedenen Einkühlfeldern B_0 untersucht. Bei diesem Test zeigt sich in der Tat das erwartete Verhalten: Die Dichte der Vortices steigt in der Nähe des Schlitzes schneller als proportional zur Gesamtzahl der Flussquanten. Dies ist auf Abbildung 5.17 gezeigt. Die beiden Graphen zeigen die Breite $\Delta_{r5\%}$ des Bereichs, in dem sich 5 % aller Flussquanten befinden, die in einem radialen Abstand von höchstens $40 \mu\text{m}$ vom Schlitz gefunden wurden.

Bei diesem Test zeigen beide Proben ein ähnliches Verhalten: Der Bereich, in dem die 5 % der dem Schlitz am nächsten gelegenen Flussquanten enthält, wird mit steigender Zahl der Flussquanten immer schmaler.

Dies erklärt den oben beobachteten starken Anstieg der Kopplungssumme mit der Zahl der Flussquanten: Der stärkere Anstieg der Flussquantendichte in der unmittelbaren Nähe des Schlitzes führt zu einem überproportionalen Anstieg der Kopplungssumme, da gerade die dem Schlitz am nächsten gelegenen Flussquanten stark zur Kopplungssumme beitragen. Hierdurch bedingt sich dann auch die überproportionale Zunahme der Rauschleistung mit der Zahl der Flussquanten.

Als Ursache für diesen Effekt der starken Zunahme der Flussquanten in der Nähe des Schlitzes kommen verschiedene Effekte in Frage:

- (i) **BARRIERENEFFEKTE:** Besteht in der Nähe des Schlitzes eine Barriere für die Bildung von Flussquanten, etwa eine der in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen, so könnte diese Barriere das Entstehen von Flussquanten in der Nähe des Schlitzes insbesondere bei niedrigen Einkühlfeldern B_0 erschweren. Mit wachsendem B_0 nimmt der Abstand der Vortices

ab und damit wächst die Vortex-Vortex-Wechselwirkung W . Ist der Barriereneffekt feldunabhängig, so nimmt seine Bedeutung mit steigendem Feld im Vergleich zu W immer mehr ab, d.h. es kommt zu einer verstärkten Bildung von Flussquanten in der Nähe des Schlitzes.

- (ii) EINKÜHLVORGANG: Unmittelbar bei T_c ist die Magnetisierung des Supraleiters Null, da sich genau so viele Flussquanten gebildet haben, wie dem Einkühlfeld entspricht. Da die Einkühlfelder alle deutlich unter B_{c1} von YBCO bei 77 K liegen, wird beim weiteren Abkühlen das zu der dann erreichten Temperatur gehörige kritische Feld unterschritten und deshalb Flussquanten aus dem Film verdrängt. Die dann im Film herrschende Magnetisierung wird durch einen Abschirmstrom am Rand des Films kompensiert. Dieser Abschirmstrom wirkt repulsiv auf die Flussquanten, also als eine Barriere. Wie oben wird deren Einfluss mit steigendem B_0 kleiner, so dass die Flussquantendichte nahe am Schlitz stärker zunimmt als im gesamten Film.

Die überproportionale Zunahme des Rauschens mit steigender Zahl der Flussquanten konnte damit geklärt werden. Dies stimmt mit den in der Literatur [FERRARI *et al.*, 1990, MIKLICH *et al.*, 1994, DANTSKER *et al.*, 1996] gefundenen Ergebnissen überein, die eine lineare Zunahme des Rauschens mit dem Einkühlfeld B_0 nur für sehr große Probenflächen zeigen. In diesen Fällen sind die hier beschriebenen geometrischen Effekte nicht mehr entscheidend. Die starke Zunahme des Flussrauschens für steigendes Einkühlfeld ist somit vornehmlich ein Effekt der kleinen Washer, die in dieser Arbeit verwendet wurden.

Bestimmung der mittleren Hüpfhöhe $\overline{\Delta r}$

Mit dem in 5.3.1 vorgestellten Modell lassen sich Aussagen über die Hüpfhöhen Δr_i der Flussquanten, die zum Rauschen beitragen, gewinnen. Auch hier ist aus den Messungen lediglich der Mittelwert $\overline{\Delta r} = \frac{1}{N} \sum_i \Delta r_i$ zugänglich. Die im Folgenden gezeigte Analyse soll allerdings auch nur eine Größenordnung für die bisher unbekannte Größe dieser mittleren Hüpfhöhe angeben.

Experimentell kann nach Formel (5.12) der Wert von \overline{S}_r bei 1 Hz bestimmt werden, indem das Flussrauschen $S_{\Phi}(1\text{Hz})$ durch K geteilt wird. Die experimentellen Daten sind in Abbildung 5.18 gezeigt. Sie zeigen eine sehr große Streuung, aber keinen klar erkennbaren Trend. Für die Probe R1.03 ergibt sich ein Mittelwert von $3,4 \text{ nm}^2/\text{Hz}$, für die Probe R1.10 ein Wert von $\overline{S}_r \approx 0,5 \text{ nm}^2/\text{Hz}$. Dieser Wert ist allerdings auf Grund der großen Streuung nur als Anhaltswert für die weiteren Rechnungen zu sehen.

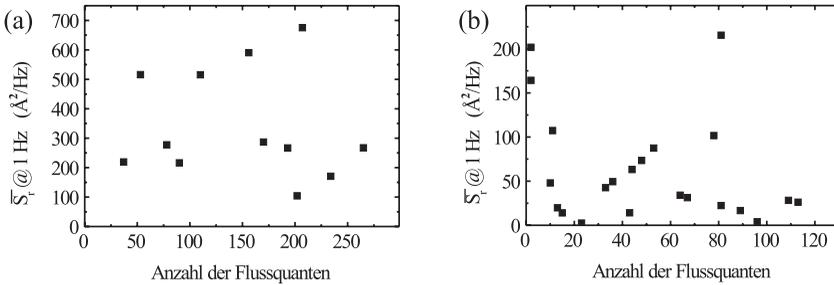


Abbildung 5.18: Mittlere radiale Rauschleistungsdichte \overline{S}_r in Abhängigkeit der Anzahl der Flussquanten. (a) Probe R1-03. (b) Probe R1-10. Abbildung verändert aus [DÖNITZ, 2002].

Für die Berechnung der mittleren radialen Hüpfhöhe $\overline{\Delta r}$ müssen noch mehrere zusätzliche Annahmen gemacht werden. Zunächst muss davon ausgegangen werden, dass sich *alle* Flussquanten gerade mit der mittleren Hüpfhöhe $\overline{\Delta r}$ bewegen. Hieraus ergibt sich gemäß Formel (5.4) eine Flussänderung $\Delta\Phi_i$ von $\Delta\Phi_i = (\partial\Phi/\partial r)_i \cdot \overline{\Delta r}$. Für ein einzelnes RTS mit der charakteristischen Zeit τ_i ergibt sich somit eine Rauschleistung von

$$S_{\Phi_i}(0) = (\Delta\Phi)^2 \cdot \tau_i = \left(\frac{\partial\Phi}{\partial r} \right)_i^2 \cdot \overline{\Delta r}^2 \cdot \tau_i . \quad (5.13)$$

Im Spektrum ergibt sich damit die lorentzförmige Funktion

$$S_{\Phi_i}(f) = \frac{(\frac{\partial\Phi}{\partial r})_i^2 \cdot (\overline{\Delta r})^2 \cdot \tau_i}{1 + \tau_i^2 (2\pi f)^2} . \quad (5.14)$$

Für die Berechnung des gesamten Spektrums, also der Summe dieser einzelnen Lorentz-Funktionen, wird nun zur Vereinfachung der Rechnung von einer kontinuierlichen Verteilung der charakteristischen Zeiten $D(\tau)$ in einem Bereich zwischen τ_1 und τ_2 ausgegangen. Über diesen Zeitbereich kann dann integriert werden:

$$S_{\Phi}(f) = \frac{1}{Z} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{S_{\Phi}(\tau, 0)}{\tau^2 (2\pi f)^2 + 1} D(\tau) d\tau \quad (5.15)$$

mit der Normierungskonstanten $Z = \int_{\tau_1}^{\tau_2} D(\tau) d\tau$.

Das so zu berechnende Spektrum soll im niederfrequenten Bereich mit dem experimentell bestimmten $1/f$ -förmigen Frequenzverlauf übereinstimmen. Hierzu müssen die Energien der zwischen den Pinningzentren zu überspringenden Barriere gleichmäßig verteilt sein, was $D(\tau) \propto \tau^{-1}$ entspricht, [DUTTA und HORN, 1981].

Einsetzen von Formel (5.13) in (5.15) und Ausführen des Integrals ergibt

$$S_{\Phi}(f) = \frac{K \cdot \overline{\Delta r}^2}{2\pi f \cdot \ln \frac{f_1}{f_2}} \left(\arctan \frac{f}{f_2} - \arctan \frac{f}{f_1} \right), \quad (5.16)$$

wobei $f_j = \frac{1}{2\pi\tau_j}$ ($j = 1, 2$). f_1 ist hierbei die charakteristische Frequenz der Lorentz-Funktion mit der höchsten Frequenz, f_2 die derjenigen mit der niedrigsten. Diese Formel kann nun nach $\overline{\Delta r}$ aufgelöst werden. Es ergibt sich mit f_t als Testfrequenz, bei der \overline{S}_r ausgewertet wurde, hier immer $f_t = 1$ Hz:

$$\overline{\Delta r} = \sqrt{\frac{2\pi f_t \ln \frac{f_2}{f_1}}{\arctan \frac{f_t}{f_2} - \arctan \frac{f_t}{f_1}}} \cdot \frac{S_{\Phi}(f_t)}{k^2} = c(f_1, f_2) \cdot \sqrt{\overline{S}_r(f_t)} \quad (5.17)$$

mit der von f_1 , f_2 und f_t abhängigen Konstanten

$$c(f_1, f_2, f_t) = \sqrt{\frac{2\pi f_t \ln \frac{f_2}{f_1}}{\arctan \frac{f_t}{f_2} - \arctan \frac{f_t}{f_1}}}. \quad (5.18)$$

Unter der Annahme geeigneter Werte für die Grenzfrequenzen f_1 und f_2 lässt sich $\overline{\Delta r}$ bestimmen:

f_1 : Die Bestimmung von f_1 ist recht schwierig, da hochfrequente RTS eine kleine Amplitude haben und daher bei der Messung im weißen Rauschen untergehen. Die Festlegung von f_1 ist daher mehr oder weniger willkürlich und wird mit $f_1 = 1000$ Hz angenommen. Glücklicherweise hängt $c(f_1, f_2, f_t)$ nicht sehr stark von dieser Wahl ab, da eine Änderung in f_1 von zwei Größenordnungen lediglich einen Fehler von 18 % verursacht.

f_2 : Experimentell wird ein $1/f$ -förmiges Verhalten der Spektren hinunter bis zu Frequenzen von etwa 0,1 Hz beobachtet. Da die Lorentz-Funktion einen frequenzunabhängigen niederfrequenten Teil besitzt, wird f_2 eine Größenordnung niedriger als dieser Wert gewählt. Es wurde daher $f_2 = 0,01$ Hz gesetzt.

Mit diesen Werten für f_1 und f_2 ergibt sich für $c(f_1 = 1000 \text{ Hz}, f_2 = 0,01 \text{ Hz}, f_t = 1 \text{ Hz}) = 6,81 \text{ Hz}^{-1/2}$. Mit dem oben gefundenen Wert für die mittlere radiale Rauschleistungsdichte von $\overline{S}_r = 3,4 \text{ nm}^2/\text{Hz}$ für die Probe R1.03 ergibt sich somit eine mittlere

radiale Hüpfänge von ca. 13 nm. Für die Probe R1_10 mit einem \bar{S}_r von 0,5 nm ergibt sich ein Wert für die mittlere radiale Hüpfänge von etwa 5 nm. Diese Werte sind allerdings unter der impliziten Annahme berechnet, dass die Flussquanten immer in Richtung des Gradienten der Kopplungsstärke hüpfen. Da dies in der Realität nicht der Fall ist, sondern die Hüpfrichtungen willkürlich im Raum verteilt sind, muss dieser Wert noch um einen Faktor korrigiert werden, der sich aus dem normierten Integral über den Winkel zwischen dem Gradient und der tatsächlichen Hüpfrichtung berechnet. Die oben berechneten mittleren Hüpfänge ist um den Faktor

$$\frac{\int_0^{2\pi} |\cos \phi| d\phi}{\int_0^{2\pi} d\phi} = \frac{4}{2\pi} = \frac{2}{\pi}$$

zu klein. Somit ergibt sich für die tatsächliche Hüpfänge ein Wert von ca. 20 nm für die Probe R1_03 bzw. von 7,5 nm für R1_10. Wie oben bereits erwähnt sind diese Werte nicht als exakte Ergebnisse zu sehen, dürfte aber die Größenordnung dieser schwer zugänglichen Größe richtig wiedergeben.

Da ein Wert von 20 nm bzw. 7,5 nm deutlich unter der Auflösungsgrenze des in Abschnitt 5.1 vorgestellten Abbildungsverfahrens für Flussquanten von ca. 1 μm liegt, können solche Hüpfprozesse im TTREM nicht direkt beobachtet werden.

5.4 Trennung von Sensor und Probe – Erste Ergebnisse

Das in Abschnitt 5.1 vorgestellte Abbildungsverfahren für Flussquanten in YBCO SQUIDS ist sehr leistungsfähig und hat interessante Ergebnisse erbracht (siehe die vorigen Abschnitte), hat aber den entscheidenden Nachteil, dass es auf HTSL SQUIDS beschränkt ist, da die zu untersuchende Probe identisch ist mit dem Sensor, der für die Untersuchung notwendig ist. Die Abbildungsmethode basiert ja letztendlich auf der hohen Empfindlichkeit des SQUIDS gegenüber Änderungen des magnetischen Flusses. Somit ist dieses Verfahren sehr unflexibel und es können keine HTSL Proben beliebiger Geometrie, insbesondere keine unstrukturierten Filme, untersucht werden.

Um eine Untersuchung solcher Proben zu ermöglichen, müssen der Sensor (also das SQUID) und die zu untersuchende Probe (in der Regel eine Dünnschichtprobe) getrennt werden.

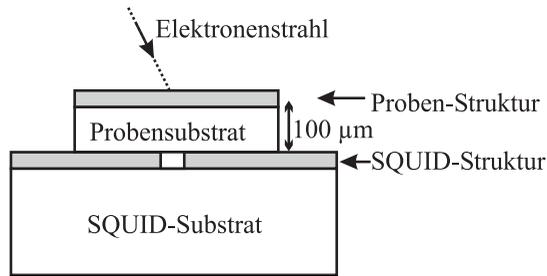


Abbildung 5.19: Schematischer Aufbau für die Trennung von SQUID und Probe. Die obenliegende Probenstruktur kann direkt vom Elektronenstrahl des TTREM bestrahlt werden.

Hierbei sind einige wesentliche Voraussetzungen zu beachten:

- 1.) Der Elektronenstrahl mit einer Eindringtiefe von typischerweise $1\ \mu\text{m}$ muss den supraleitenden Film, der untersucht werden soll, erreichen.
- 2.) Die induktive Kopplung der Probe an das SQUID muss so gut sein, dass die sehr kleine Verschiebung der Flussquanten von üblicherweise $20\ \text{nm}$ (siehe [STRAUB, 1999]) im SQUID eine messbare Flussänderung bewirkt.
- 3.) Der Sensor und die Probe sollten thermisch entkoppelt sein, um Untersuchungen nahe bei T_c der Probe durchführen zu können, ohne die Empfindlichkeit des SQUIDs durch eine erhöhte Betriebstemperatur zu beeinträchtigen.

Diese drei Ziele können verwirklicht werden, indem eine abgewandelte Form des von der Gruppe um J. Clarke in [FERRARI *et al.*, 1994] vorgestellten Verfahrens zur Messung von Rauschen in HTSL-Filmen verwendet wird. In dieser Arbeit wurde ein Film (meist $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ oder $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$) thermisch isoliert in einem Abstand von ca. $100\ \mu\text{m}$ über einem Nb SQUID bei $4,2\ \text{Kelvin}$ betrieben. Die erreichte induktive Kopplung war gut genug, um Rauschen in diesen Filmen messen zu können.

In Anlehnung an diese Arbeit entwickelten wir das in Abbildung 5.19 gezeigte Prinzip für die Trennung von Sensor und Probe. Es sieht die Abdünnung des normalerweise $1\ \text{mm}$ dicken Substrats auf $100\ \mu\text{m}$ vor. Diese dünne Probe wird dann mit der Dünnschichtstruktur nach oben, also dem Elektronenstrahl zugewandt, auf das SQUID gelegt. Diese Methode ist nicht optimal, da das Problem der thermischen Entkopplung von Probe und SQUID damit nicht gelöst ist, aber für erste Versuche ist es ausreichend.

5.4.1 Probenpräparation und -einbau

Mittels Kontaktphotolithographie mit Chrommasken und Ar⁺-Ionenätzen wurde ein 10 × 10 mm² STO-Substrat strukturiert. Die Struktur war so angelegt, dass sich das Substrat nach der Strukturierung in vier 5 × 5 mm² große Substrate mit einer oder mehreren Brücken aus YBCO zerteilen ließ. Geteilt wurde das Substrat mit einer Diamantdrahtsäge. Die Entscheidung für kleine 5 × 5 mm² Substrate fiel, damit die Dünnschichtstruktur sich auf dem 10 × 10 mm² großen Chip mit dem SQUID positionieren lässt ohne die Bonddrähte zu beschädigen.

Das Abdünnen der 5 × 5 mm² großen Substrate auf 100 μm erfolgte durch Lappen mit einer Logitech PM2A Lappmaschine. Es wurde Lappsuspension mit 3 μm großen Aluminiumoxid-Partikeln verwendet. Zur Verringerung der Gitterfehler, die beim Lappen entstehen, wurden die Proben anschließend poliert.

Die Handhabung und vor allem die Kontaktierung solch dünner Proben ist sehr schwierig. Daher wurde die abgedünnte Probe auf ein Trägersubstrat geklebt, das in der Mitte ein Loch für den Elektronenstrahl hat und auf dessen Oberseite die Kontaktierung der Probe mit vier Drähten erfolgen kann. Diese zusätzliche, für die eigentliche Flussquantenabbildung nicht zwingend erforderliche Kontaktierung der Dünnschichtstruktur, erlaubt es, zusätzlich Strom-Spannungskennlinien der Dünnschichtstruktur zu messen, wodurch beispielsweise eine Kontrolle der Temperatur durch das Messen des supraleitenden Übergangs möglich ist.

Der Einbau der Probe erfordert vor allem die genaue Ausrichtung der zu untersuchenden Dünnschichtstruktur auf dem SQUID. Die induktive Kopplung zum SQUID ist in der Nähe des SQUID-Schlitzes am besten (siehe Abbildung 5.5 auf Seite 54). Daher ist eine Ausrichtung der Probe auf weniger als 10 μm genau erforderlich. Diese Ausrichtung geschah erfolgreich, indem die Probe samt Trägersubstrat mit Knetmasse¹ beweglich auf dem SQUID-Chip vorfixiert wurde und nach unter dem Binokular erfolgter exakter Ausrichtung mit kleinen Streifen Tesa²-Films endgültig fixiert wurde.

5.4.2 Erste Ergebnisse

Als Sensor für die ersten Versuche mit dieser neuen Methode diente das in 4.1 beschriebene SQUID R1.10. Die zuerst untersuchte Dünnschichtstruktur war eine 30 μm breite und 350 μm lange Brücke aus einem 180 nm dicken YBCO-Film, im Folgenden kurz 'Brücke' genannt. Im ersten Einbau wurde die Brücke parallel zum SQUID-Schlitz ausgerichtet. Die genaue Position

¹'Tack-It' von Faber-Castell

²Tesa ist ein eingetragenes Warenzeichen der Beiersdorf AG Hamburg.

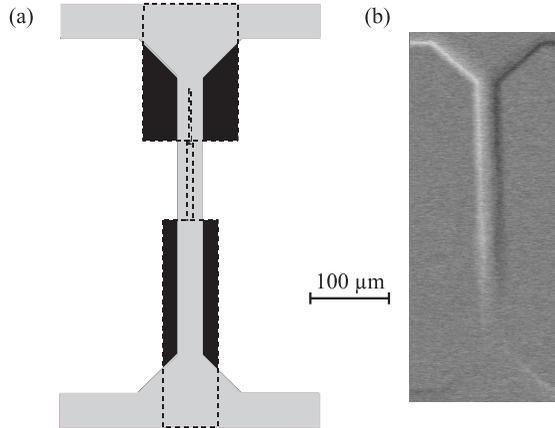


Abbildung 5.20: (a) Maßstäbliche Darstellung der Probenpositionierung. Unten die schwarz bzw. gestrichelt gezeichnete SQUID-Struktur, darüber grau die Brücke. (b) $\Delta\Phi$ -Abbildung des in (a) gezeigten Aufbaus bei $T = 77$ K, $I_{Beam} = 12,5$ nA und $B_0 = 44$ μ T.

der Brücke relativ zum (gestrichelt eingezeichneten) SQUID-Schlitz ist in Abbildung 5.20 (a) gezeigt.

In Abbildung 5.20 (b) ist eine $\Delta\Phi$ -Abbildung der Brücke zu sehen. Sie wurde bei einem Einkühlfeld von $B_0 = 44$ μ T und einem Strahlstrom von $I_{Beam} = 12,5$ nA bei einer SQUID-Temperatur von $T = 77$ K gewonnen. Deutlich sind die in Abschnitt 5.1.1 bereits diskutierte Strahlstromsignale am Rand der Probe zu sehen, die für ionenstrahlgeätzte Proben üblich sind. Die Beobachtung dieses Signals zeigt, dass das SQUID korrekt funktioniert und eine Kopplung von der Struktur zum SQUID vorhanden ist.

Allerdings ist in Abbildung 5.20 (b) nichts von Flussquanten zu sehen. Dies ist vor allem deshalb verwunderlich, weil das Einkühlfeld B_0 von 44 μ T deutlich über dem Wert für das Eindringen von Fluss von $w \leq \sqrt{\pi} \Phi_0 / 4 B_0$ liegt, der für eine Brückenbreite von 30 μ T bei 1,7 μ T liegt. Als mögliche Ursache dafür, dass in Abbildung 5.20 (b) keine Flussquanten zu sehen sind, bleiben damit noch zwei Punkte:

- 1.) Die induktive Kopplung, ausgedrückt in der Kopplungsstärke $\partial\Phi/\partial r$ ist zu gering. Anschaulich kann man sich vorstellen, dass sich die zu einem Vortex gehörenden Feldlinien in den 100 μ m der Substratdicke schließen und so nicht durch den SQUID-Schlitz dringen. Hierdurch wird eine Bewegung des Flussquants um Δr vom SQUID nicht als Flussänderung gemessen.
- 2.) Die paarweise Bildung von Flussquanten in der Brücke und dem Sensor-

SQUID stellt eine andere Erklärungsmöglichkeit dar. Würden die Flussquanten immer übereinander in beiden YBCO-Filmen gebildet, so schlossen sich die Feldlinien, die einmal durch den SQUID-Schlitz gehen, immer durch denselben, unabhängig von einer durch den Elektronenstrahl verursachten Verschiebung des Flussquants in der Brücke. Auch dadurch könnte verhindert werden, dass ein $\Delta\Phi$ -Signal im SQUID gemessen werden kann.

Zum Überprüfen der 2.) Hypothese wäre eine getrennte Temperaturregelung von SQUID und Brücke ideal. Dann könnte zunächst das SQUID im Nullfeld eingekühlt werden und dann die Brücke separat über T_c geheizt und in einem endlichen Magnetfeld $B_0 > 0$ wieder unter T_c gekühlt werden. Dies entspräche der Vorgehensweise, die in der Gruppe von John Clarke verwendet wurde, [FERRARI *et al.*, 1994]. Leider stand diese getrennte Temperaturregelung bei diesem ersten Versuch nicht zur Verfügung. Es wurde deshalb ein anderer Weg beschritten um die paarweise Bildung von Flussquanten in Brücke und SQUID zu verhindern: Der Aufbau wurde bei $B_0 = 0 \mu\text{T}$ eingekühlt und ein Steuerstrom verschiedener Stärke über die Brücke geschickt. Durch den Steuerstrom können Flussquanten in die Struktur eindringen, und zwar dadurch, dass der Strom am Rand der Probe ein Magnetfeld erzeugt, das das Eindringen von Fluss in Form vieler Flussquanten nach sich zieht. Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Abbildung 5.21 (b) bis (e) gezeigt.

Die vier Abbildungen zeigen ein mit dem Steuerstrom wachsendes Signal im oberen Bereich der Brücke. Die Signale sind nur vorhanden, wenn der Steuerstrom fließt. Das Eindringen von Flussquanten, die dann an Pinningzentren gepinnt werden und im Film bleiben, scheint damit nicht gelungen zu sein. Die Herkunft der Signale ist noch nicht vollständig geklärt. Möglicherweise tritt Fluss in Form vieler Flussquanten ein, die dann allerdings die Probe mit Abschalten des Steuerstroms wieder verlassen müssen. Es bildet sich möglicherweise der als 'critical state', siehe z.B. [TINKHAM, 1996], bezeichnete Zustand aus, dass die Flussquanten beim Eindringen sukzessive gepinnt werden und sich so ein stabiler Gradient in der Flussdichte einstellt. Einen entsprechenden Gradienten weißt die Stromdichte dann ebenfalls auf. Die lokale Erwärmung durch den Elektronenstrahl führt nun in diesem Szenario durch eine Veränderung der Stromdichte zu einer Umverteilung des Stromes in der Brücke. Eine solche Umverteilung zieht eine Flussänderung im SQUID nach sich, die die gemessenen Signale hervorruft.

Die wellige Struktur der Signale könnte auf Inhomogenitäten in der Probe wie Kleinwinkelkorngrenzen, unterschiedlichen Sauerstoffgehalt oder Ähnliches zurück zu führen sein, die sich in einer inhomogenen Stromverteilung

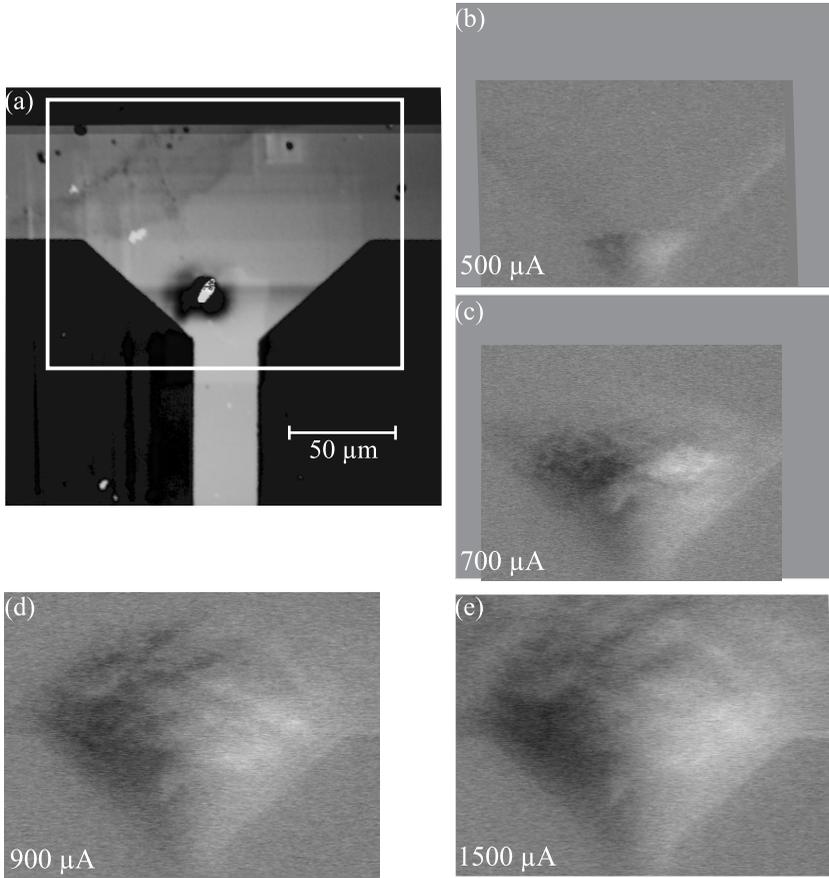


Abbildung 5.21: (a) REM Oberflächenaufnahme des oberen Bereichs der Brücke. Weiß umrandet ist der Bereich, der in den Abbildungen (b) bis (e) als $\Delta\Phi$ -Abbildungen gezeigt ist. (b) bis (e) $\Delta\Phi$ -Abbildungen des in (a) weiß umrahmten Bereichs bei unterschiedlichen Steuerströmen über die Brücke, die jeweils im Inset angegeben sind. Bei allen ist $I_{Beam} = 12 \text{ nA}$, $T = 77 \text{ K}$.

äußern.

Die hier vorgestellten ersten Ergebnisse lassen den Schluss zu, dass die Methode prinzipiell funktioniert. Allerdings war die Abbildung von Flussquanten in der hier vorgestellten Konfiguration nicht möglich. Verbesserungen in der Ankopplung durch weiter verringerte Abstände sowie eine getrennte Temperaturregelung von Sensor und Probe sollten die Methode aber dahingehend erweitern können, dass solche Abbildungen in Zukunft möglich sind.

Kapitel 6

Untersuchungen an YBCO-Nb Rampenkontakten

YBCO-Nb Rampenkontakte sind vor allem aus dreierlei Gründen besonders interessant:

- 1.) Das Zusammentreffen von Supraleitern mit unterschiedlicher Symmetrie des Ordnungsparameters Ψ (siehe Abschnitt 2.3) erlaubt einen zuverlässigen Test der Symmetrie von Ψ .
- 2.) Solche Kontakte stellen ein hervorragendes Modell für Korngrenzenkontakte aus Kupraten dar. Das Verhalten von Korngrenzenkontakten in Magnetfeldern ist noch nicht verstanden, siehe [MANNHART *et al.*, 1996, HILGENKAMP und MANNHART, 2002].
- 3.) Durch eine entsprechende Kristallorientierung der Rampen lassen sich Kontakte mit und ohne intrinsischem Phasensprung herstellen. Dies ist insbesondere auch für spätere Anwendungen als Quantencomputer interessant.

Wegen des erheblichen Aufwandes, den der Einbau einer Probe in das TTREM erfordert, wurde der Chip mit den Rampenkontakten (siehe 4.2) zunächst in einem Badkryostaten bei einer Temperatur von 4,2 K vermessen. Diese Messungen waren sehr wichtig für das Verständnis der Proben und der besonderen Anforderungen an die Messtechnik, die solche Proben stellen. Sie werden daher im ersten Abschnitt kurz vorgestellt. Dort wird

auch ein Vergleich der gemessenen $I_c(B)$ -Muster mit Simulationsrechnungen stattfinden.

Im zweiten Abschnitt werden dann die Untersuchungen der YBCO-Nb Rampenkontakte im TTREM vorgestellt. Da dies die ersten Untersuchungen an solchen Kontakten im TTEREM sind, ist hierbei zunächst die Signalentstehung zu klären, bevor dann in Abschnitt 6.2.4 auf die Ergebnisse eingegangen wird, insbesondere auf Messungen in unterschiedlichen Magnetfeldern.

6.1 Messungen im Badkryostaten

Die Vorcharakterisierung der Proben war unumgänglich, da neben den langen Einbauzeiten in das TTREM auch ein komplett neues System aus Probenhalter und neuer Verkabelung des LHe-Kryostaten in Betrieb zu nehmen war. Daher war es sehr wichtig, die Daten der Probe wie den kritischen Strom I_c und das Verhalten der Probe im äußeren Magnetfeld, insbesondere $I_c(B)$ zu kennen. Für diese Messungen wurden die Proben im in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Versuchsaufbau charakterisiert.

Besonderes Augenmerk galt dabei der Probe B, die aus 8 Facetten der Länge $25\ \mu\text{m}$ besteht. Diese Probe ist auf Grund ihrer Abmessungen sehr gut für Untersuchungen im TTREM geeignet, da die Facettenlänge deutlich über der Auflösungsgrenze von $1\ \mu\text{m}$ liegt. Zunächst galt es, die Kontaktierung mit den Bonddrähten sowie das Verhalten der Probe im Chipcarrier mit integrierter Spule (siehe Abschnitt 3.2.3) zu untersuchen. Dabei wurde auch eine mögliche Alterung der Probe, wie sie für YBCO unter Umgebungsbedingungen (insbesondere an feuchter Luft) nicht ungewöhnlich ist, ausgeschlossen. Nach Optimierung der Messtechnik konnte das Verhalten der Probe B im Magnetfeld, das an der Universität Twente bereits gemessen worden war [SMILDE *et al.*, 2002a], reproduziert werden, siehe Abbildung 6.1. Für diese Abbildung wurde von der Software GoldExI von Edward Goldobin [GOLDOBIN, 2002] jeweils der kritische Strom ermittelt und dann das Magnetfeld verändert. Zur Definition des kritischen Stromes wurde das Kriterium eines Spannungsabfalls von $3\ \mu\text{V}$ an der Probe verwendet. Bei typischen Strom-Spannungskennlinien, von denen eine als Inset in Abbildung 6.1 gezeigt ist, liefert ein solches Kriterium zuverlässige Werte für den kritischen Strom.

Bei genauerem Hinsehen ist in der Lage der Maxima des kritischen Stromes in Abbildung 6.1 ein Offset des Feldes hin zu negativem Feld zu erkennen. Hieraus kann bei der Annahme eines symmetrischen $I_c(B)$ -Musters ein Restfeld von ca. $42\ \text{nT}$ abgelesen werden. Dies entspricht einem Schirmfaktor von ca. 10^3 , was ein plausibler Wert für die hier verwendeten Ab-

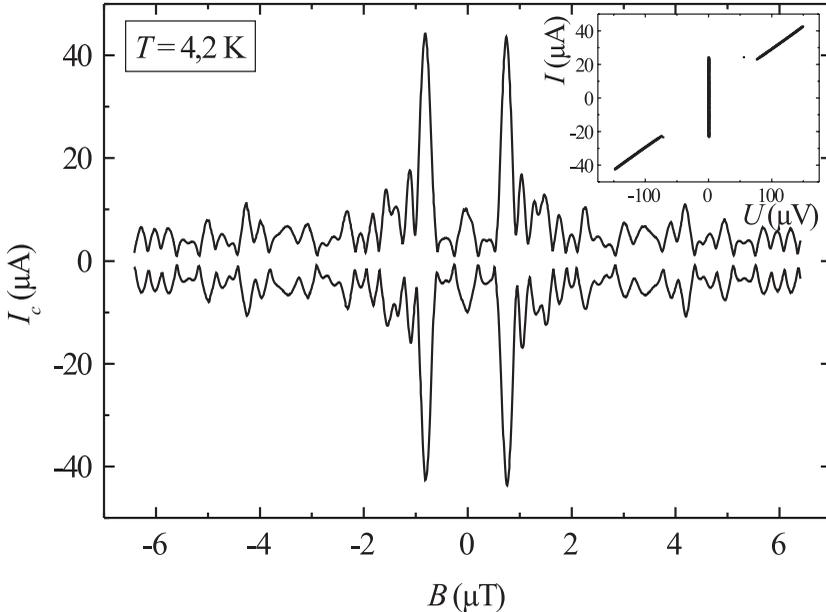


Abbildung 6.1: $I_c(B)$ -Muster der Probe B, gemessen mit dem Programm GoldExI von Edward Goldobin [GOLDOBIN, 2002]. Das Spannungskriterium betrug bei der Messung $3 \mu\text{V}$. Als Inset ist eine typische Strom-Spannungskennlinie der Probe B gezeigt. Die Temperatur bei den Messungen betrug $4,2 \text{ K}$.

schirmungen (siehe Abschnitt 3.1.2) ist. Bei dem im folgenden Abschnitt durchgeführten Vergleich mit Simulationsrechnungen wurde dieser Feldoffset jeweils abgezogen.

6.1.1 Vergleich mit Simulationsrechnungen

Das im vorigen Abschnitt gezeigte $I_c(B)$ -Muster ist in Übereinstimmung mit den Messungen aus Twente, siehe [SMILDE, 2001], allerdings im Widerspruch zu den für die ideale Struktur theoretisch erwarteten Werten. Dies gilt insbesondere für den Fall ohne äußeres Magnetfeld, in dem die Theorie einen verschwindenden kritischen Strom voraussagt. Diese theoretische Vorhersage basiert auf der Tatsache, dass sich bei einer geraden Anzahl von Facetten mit von Facette zu Facette betragsmäßig gleichem kritischen Strom wechselnden Vorzeichens eine verschwindende Gesamtsumme ergeben müsste.

Das in Abbildung 6.2 (a) gezeigte $I_c(B)$ -Muster wurde mit dem numerischen Simulationsprogramm StkJJ von [GOLDOBIN und WALLRAFF, 1997]

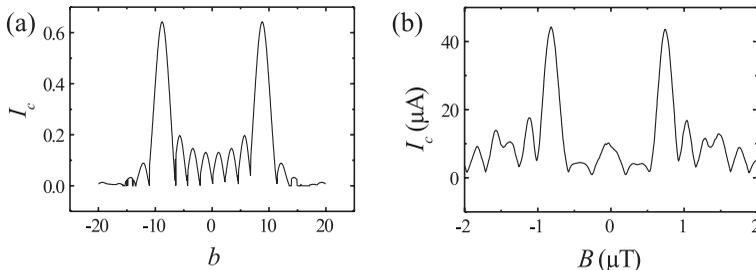


Abbildung 6.2: (a) Mit dem Programm *StkJJ* von [GOLDOBIN und WALLRAFF, 1997] gewonnenes $I_c(B)$ -Muster. Muster für optimale Kontaktgeometrie. Die x -Achse ist in Einheiten von $b = \frac{2B}{B_{c1}}$ angegeben, die y -Achse in Einheiten des I_c von N Einzelkontakten. (b) Bei $T = 4,2$ K gemessenes $I_c(B)$ -Muster in demselben Feldbereich.

erstellt. Die genaue Vorgehensweise des Programms ist ebenda zu finden. Als Josephson-Eindringtiefe λ_J wurden die in Twente gemessenen $70 \mu\text{m}$ angenommen. Damit ergibt sich eine Facettenlänge von $0.35 \lambda_J$. Abbildung 6.2 (a) zeigt die theoretische Erwartung wie oben beschrieben. Im Vergleich zu den experimentellen Daten, die in Abbildung 6.2 (b) nochmals gezeigt sind, fallen die beiden großen Maxima auf, die auch experimentell beobachtet wurden. Das Verhalten im Nullfeld entspricht zwar den theoretischen Erwartungen, aber nicht den experimentellen Daten. Dies ist nicht weiter verwunderlich, da bei diesen Simulationen von einer idealen Geometrie ausgegangen wird mit absolut identischen Längen und kritischen Stromdichten der einzelnen Facetten.

In der Realität können insbesondere durch den Ätzprozess der Rampen sowie durch Toleranzen bei der Photolithographie (siehe Abbildung 6.3) die Parameter von Facette zu Facette verschieden sein. Der in Abbildung 6.3 (b) im Detail gezeigte Überstand von Niob ist in den elektrischen Messungen oft deutlich zu sehen, siehe Abbildung 6.3 (c).

Anpassung der Simulationen an reale Kontakte

Die am Ende des vorigen Abschnitts beschriebenen Fehlerquellen durch Ätzprozesse oder Photolithographie können im Programm *StkJJ* von [GOLDOBIN und WALLRAFF, 1997] durch die Änderung verschiedener Parameter berücksichtigt werden.

Zum Verständnis dieser Änderungen ist es notwendig, die Vorgehensweise des Programms kurz näher zu erläutern. *StkJJ* geht für die Simulationen der hier untersuchten YBCO-Nb Rampenkontakte von einem Kontakt aus, der durch eine örtlich veränderliche kritische Stromdichte J_c charakterisiert ist.

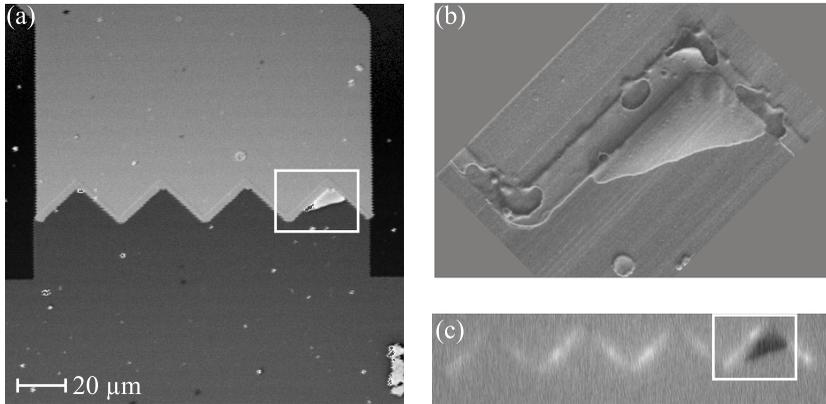


Abbildung 6.3: (a) REM Aufnahme der Oberfläche des Kontaktes B. Oben das Niob, unten das YBCO. Der weiß umrahmte Bereich ist in (b) im Detail gezeigt. (b) Detailaufnahme des in (a) und (c) weiß umrahmten Bereichs. Deutlich ist zu erkennen, dass der Überlapp über die Facette aus Niob besteht. (c) Typisches elektrisches Signal des Überlapps, näheres dazu in Kapitel 6.2.4.

Dies ist in Abbildung 6.4 (a) gezeigt. Wieder wird die räumliche Koordinate der Stromdichte in Einheiten der Josephson-Eindringtiefe λ_J ausgedrückt. Bei dieser Definition des Kontaktes lassen sich nun sowohl die Länge der Facetten als auch die kritische Stromdichte in den Facetten verändern. Die Änderung der Facettenlänge wird mittels des Asymmetrieparameters α_L ausgedrückt. Für die Längen der Facetten mit positivem J_c , im Weiteren L_+ genannt, und die Längen der Facetten mit negativem J_c , entsprechend mit L_- bezeichnet, gilt dann

$$L_{\pm} = L \cdot (1 \pm \alpha_L), \quad (6.1)$$

wobei L die Länge der Facetten im Idealfall, also $0.35 \lambda_J$ ist.

Dasselbe Verfahren kann für die kritischen Stromdichten J_c der Facetten angewandt werden. Hierbei wird mittels eines Offsets α_J auf die gesamte $J_c(x)$ -Verteilung die Stromdichte der einzelnen Facetten variiert. Die Stromdichten der einzelnen Facetten $J_{c\pm}$ ergeben sich dann zu

$$J_{c\pm} = J_c \cdot (\alpha_J \pm 1). \quad (6.2)$$

Die sich mit den einzelnen Parametern ergebenden J_c -Verteilungen sind in Abbildung 6.4 (b) beispielhaft für $\alpha_l = 0.09$ und $\alpha_J = 0.2$ gezeigt.

Die Simulationen wurden für einen breiten Bereich von Parametern α_L und α_J durchgeführt. Die Ergebnisse der Simulationen sind in den Abbildungen 6.5, 6.6 und 6.7 gezeigt. Die Abbildungen 6.5 und 6.6 enthalten die

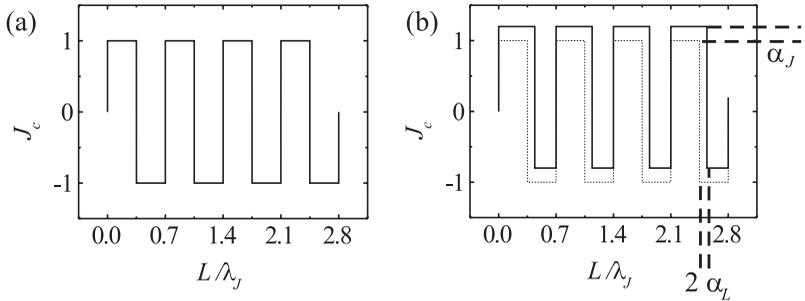


Abbildung 6.4: (a) J_c -Verteilung, die für die Simulation des Idealfalls aus Figur 6.2 (a) angenommen wurde. (b) Erläuterung der beiden Asymmetrieparameter α_L und α_J für $\alpha_L = 0,9$ und $\alpha_J = 0,2$, näheres siehe Text. Diese Parameter wurden für die Anpassung der Simulation an das gemessene $I_c(B)$ -Muster verwendet. Zur Verdeutlichung ist die in (a) gezeigte ideale $J_c(x)$ -Abhängigkeit nochmals gepunktet eingezeichnet.

Ergebnisse der systematischen Variation der beiden Parameter, Abbildung 6.7 schließlich zeigt den als beste Näherung für unsere Messung gefundenen $I_c(B)$ -Verlauf. Die x-Achse der Graphen ist hierbei auf $b = \frac{2B}{B_{c1}}$ normiert. Die y-Achse zeigt den kritische Strom des Kontakts in Einheiten von N -mal (N entspricht der Anzahl der Facetten) dem kritischen Strom einer Einzelfacette, der für die Simulationen 1 gesetzt wurde.

Beim Betrachten der Graphen in den Abbildungen 6.5 und 6.6 fällt vor allem folgendes auf:

- 1.) Das Minimum bei $b = 0$, das sich für den idealen Kontakt ergibt, verschwindet, sobald von der Idealsituation abgewichen wird. Dies gilt sowohl für eine Asymmetrie in der Länge der Facetten L_{\pm} als auch für eine in den kritischen Stromdichten $J_{c\pm}$.
- 2.) Die Einflüsse von α_L und α_J auf das Muster bei $b = 0$ ist sehr ähnlich. So kann ein positives α_L durch ein negatives α_J weitgehend kompensiert werden.
- 3.) Das in der Messung beobachtete hohe Nebenmaximum bei $B \simeq 1.4 \mu\text{T}$ (siehe Abbildung 6.2 (b)) ist nur durch die Einführung einer Längenasymmetrie $\alpha_L \neq 0$ in den Simulationen zu erreichen. Es tritt dort bei $b \simeq 18$ auf.
- 4.) Das Nebenmaximum bei $b \simeq 18$ ist unabhängig von α_J für gleiche α_L immer gleich groß.

Aus den in den Abbildungen 6.5 und 6.6 gezeigten Simulationsergebnissen ist der Parametersatz herausgesucht worden, mit dem sich das gemessene

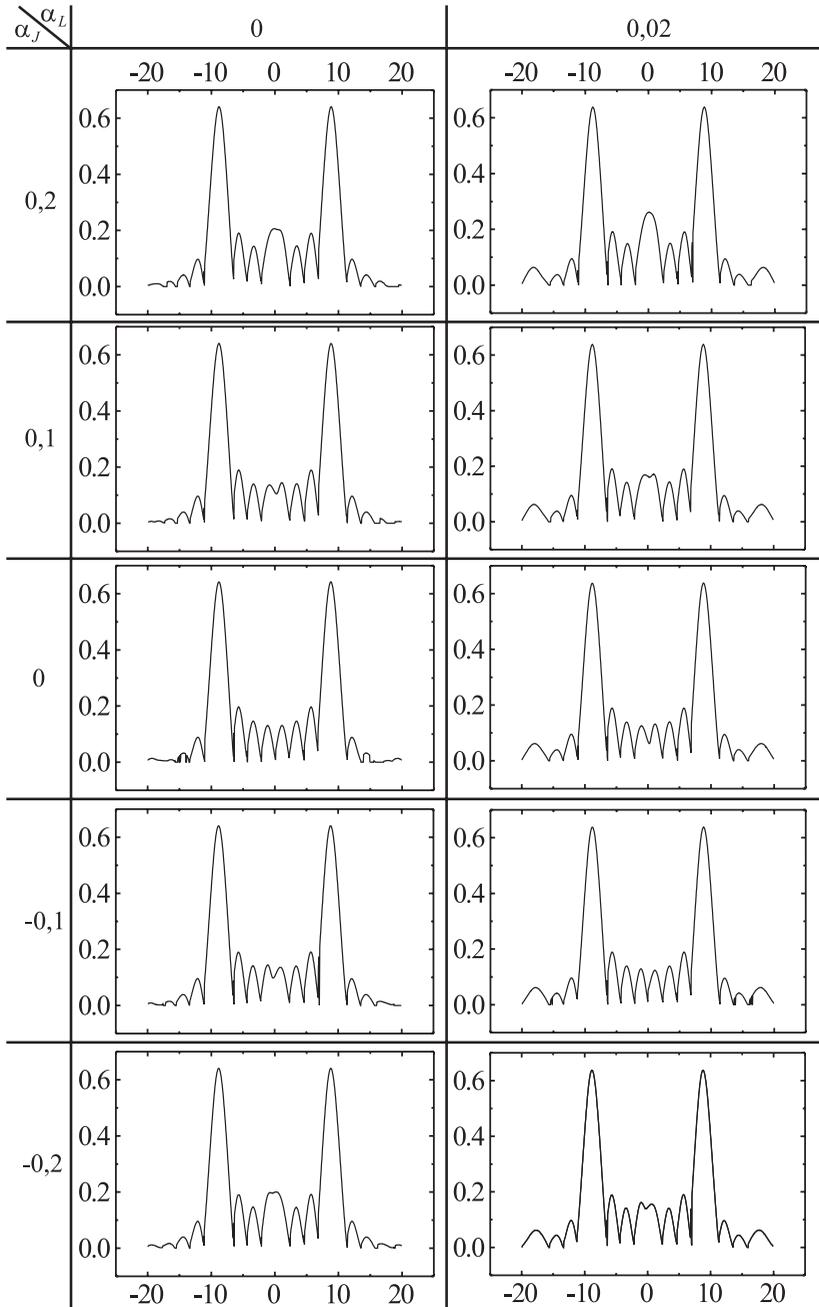


Abbildung 6.5: Mit dem Programm *StkJJ* von [GOLDOBIN und WALLRAFF, 1997] simulierte $I_c(B)$ -Muster. Die x-Achse der Graphen ist in Einheiten von $b = \frac{2B}{B_{c1}}$, die y-Achse in Einheiten des I_c von N Einzelkontakten.

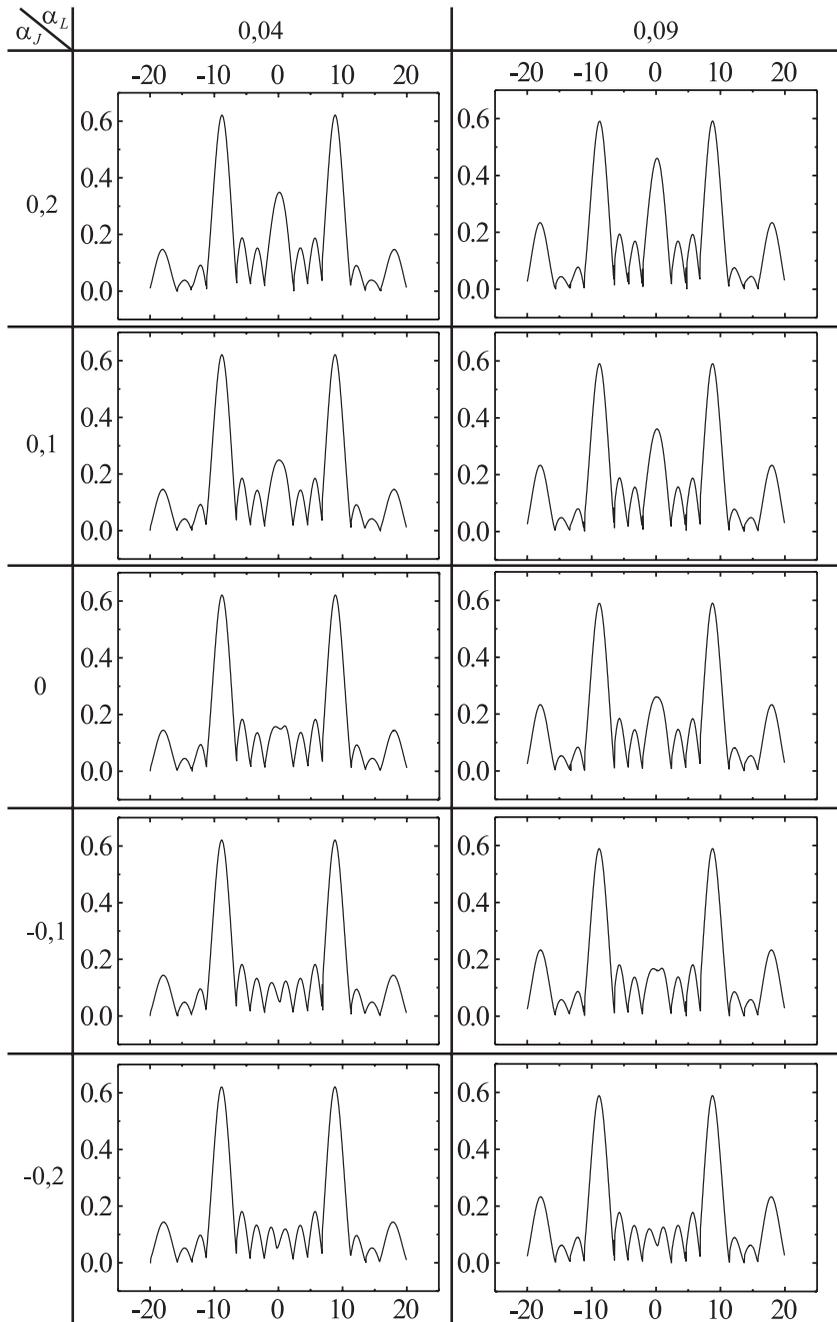


Abbildung 6.6: Mit dem Programm *StkJJ* von [GOLDOBIN und WALLRAFF, 1997] simulierte $I_c(B)$ -Muster. Die x-Achse der Graphen ist in Einheiten von $b = \frac{2B}{B_{c1}}$, die y-Achse in Einheiten des I_c von N Einzelkontakten.

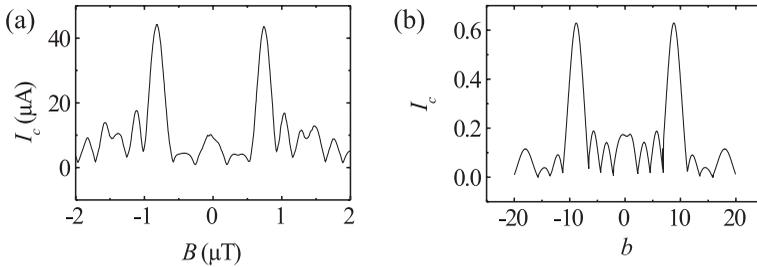


Abbildung 6.7: (a) Gemessenes $I_c(B)$ -Muster in demselben Feldbereich. (b) Mit dem Programm *StkJJ* von [GOLDOBIN und WALLRAFF, 1997] gewonnenes $I_c(B)$ -Muster, das dem gemessenen am nächsten kommt. Dies ist der Fall für $\alpha_L = 0,04$ und $\alpha_J = 0.05$.

$I_c(B)$ -Muster am besten simulieren läßt. Für eine möglichst getreue Wiedergabe des Nebenmaximums bei $B \simeq 1,4 \mu\text{T}$ ist eine Längenasymmetrie von $\alpha_L = 0,04$ erforderlich. Dies entspricht einem Fehler von ca. 10 % oder $2,5 \mu\text{m}$ in der Lithographie, ein durchaus realistischer Wert. Um eine Anpassung des Maximums bei $B = 0 \mu\text{T}$ zu erreichen, ist dann eine J_c -Asymmetrie von $\alpha_J = 0.05$ notwendig. Dies entspricht einer Differenz der kritischen Stromdichten der Facetten mit positivem bzw. negativem J_c von 10 %, was durch unterschiedliche Rampenwinkel durchaus realistisch ist.

In Abbildung 6.7 (b) ist die Simulation mit der besten Annäherung an die in Abbildung 6.7 (a) nochmals gezeigte Messung dargestellt. Die Übereinstimmung ist nicht perfekt, die wesentlichen Merkmale des gemessenen $I_c(B)$ -Musters sind aber getroffen. Berücksichtigt werden muss beim Vergleich insbesondere, dass bei der Messung immer eine Verrundung der Kurven durch Rauschen auftritt, weshalb die Minima nicht voll auf die Null zurückgehen. Weiterhin kann bei einem endlichen Spannungskriterium (in dieser Messung $3 \mu\text{V}$) die Null natürlich nicht erreicht werden. Desweiteren ist zu bemerken, dass die Änderung der Parameter in der Simulation immer für alle Facetten gleichermaßen gemacht wurden. Dies ist wahrscheinlich nicht sehr realitätsnah, da es durchaus durch solche Effekte wie dem in Abbildung 6.3 (a) und (b) gezeigten Nb-Überlapp zur Änderung der Parameter einzelner Facetten kommen kann.

Dennoch ist die in Figur 6.7 gezeigte Übereinstimmung der Simulation mit der Messung befriedigend. Eine eingehendere Untersuchung der Zusammenhänge, weshalb das gemessene $I_c(B)$ -Muster von der theoretischen Erwartung abweicht, wäre nur mit mehr Proben möglich, da sich dann solche Einzeleffekte wie der erwähnte Nb-Überlapp als Ursache ausschließen ließen. Weiterhin dürfte die Flussfokussierung in den Proben eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen, siehe z.B. [ROSENTHAL *et al.*, 1991]. Solche

Effekte wurden in der Simulation ebenfalls nicht berücksichtigt.

6.2 Messungen im TTREM

Nach der Charakterisierung der elektrischen Transporteigenschaften wurde der Chip ohne Umkleben oder -benden auf demselben Chipcarrier in das TTREM eingebaut. Insbesondere wurde hierbei auf einen möglichst guten Wärmekontakt des Chiphalters zum Kaltfinger des Kryostaten geachtet. Hierfür wurde der Chiphalter mit Leitsilber aufgeklebt.

Als wesentlicher Punkt bei der TTREM-Untersuchung an neuen Proben systemen musste zunächst die Signalentstehung geklärt werden. Ohne eine genaue Kenntnis der Signalentstehungsprozesse ist ein Verständnis der gewonnenen Daten nicht möglich. Auf die Signalentstehung und die optimalen Parameter zur Abbildung der Proben wird daher in den folgenden Abschnitten eingegangen. In Abschnitt 6.2.4 werden dann die Ergebnisse vorgestellt.

6.2.1 $I_c(B)$ -Messungen im TTREM

Die Messungen der $I_c(B)$ -Muster im TTREM gestalteten sich schwierig. Dies liegt vor allem daran, dass die Umgebung im TTREM sehr stark ver-rauscht ist. So mussten in den Stromzuleitungen Filter eingebaut werden (siehe Abschnitt 3.3.4). Diese machten schnelle Änderungen des Steuerstroms unmöglich, wodurch sich auch das im Badkryostat verwendete Mesprogramm GoldExI nicht verwenden lies.

In Figur 6.8 ist die im TTREM gemachte Messung zusammen mit der in Figur 6.1 bereits gezeigten Messung im Badkryostaten zu sehen. Die Messung im TTREM ist die Kurve aus den Quadraten, die durch eine dünne Linie verbunden sind. Das in Abschnitt 3.2.2.1 bereits erwähnte Offsetfeld von 100 nT wurde in der Darstellung abgezogen. Für die Messung im Badkryostaten wurde das dortige Restfeld von 50 nT abgezogen und die Feldskala renormiert. Dass eine Renormierung nötig ist, obwohl dieselbe auf dem Chiphalter integrierte Spule (siehe Abschnitt 3.2.3) verwendet wurde, liegt an den unterschiedlichen Abschirmungen in den beiden Aufbauten, die auch den Umrechnungsfaktor von Spulenstrom in Magnetfeld B/I_{Spule} beeinflussen.

Für diese Messung wurde der Strom von Hand eingestellt und die Werte für den kritischen Strom aufgeschrieben. Das Spannungskriterium betrug dabei $6 \mu\text{V}$. Als Alternative hierzu wurde im Verlauf der Arbeit ein Messsystem aus Laptop und DA-Karte aufgebaut, siehe Abschnitt 3.3.3, das das automatische Aufnehmen und spätere Auswerten von Strom-

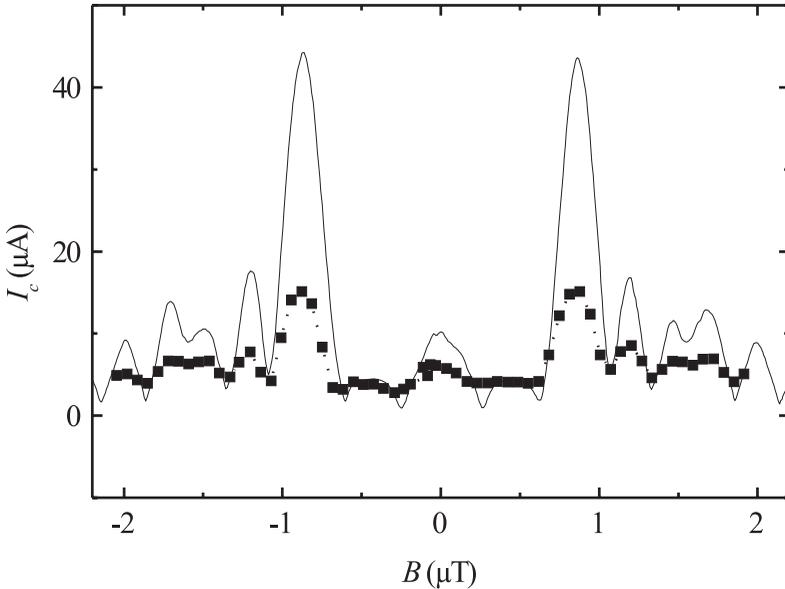


Abbildung 6.8: . Vergleich der beiden an Kontakt B gemessenen $I_c(B)$ -Muster. Die Quadrate markieren die im TTREM gemessenen Werte. Das Spannungskriterium war bei dieser Messung $6 \mu\text{V}$, die Temperatur näherungsweise $6,2 \text{ K}$, siehe Abschnitt 3.2.2 auf Seite 30. Als Vergleich ist das in Figur 6.1 bereits gezeigte $I_c(B)$ -Muster desselben Kontakts im hier interessierenden Feldbereich nochmals als Linie eingezeichnet, Spannungskriterium $3 \mu\text{V}$. Beide Kurven sind auf die Restfelder korrigiert, die Skala der Messung im Badkryostat wurde zusätzlich angepasst, siehe Text.

Spannungskennlinien erlaubt und somit $I_c(B)$ -Muster aufnehmen kann, auch wenn Filter in den Zuleitungen eingebaut sind. Allerdings ist auch bei diesem System die notwendige Filterung der Stromzuleitungen ein Hindernis. So ist die Messung der Strom-Spannungskennlinien mit den Filtern mit einer Dauer von ca. 4 Stunden sehr zeitaufwendig.

Das in Abbildung 6.8 ebenfalls in Form der durchgezogenen Linie eingezeichnete $I_c(B)$ -Muster aus der Messung im Badkryostat (vgl. Abbildung 6.1) zeigt im Vergleich zu der Messung im TTREM deutlich höhere maximale kritische Ströme von $40,1 \mu\text{A}$, während im TTREM lediglich $15,1 \mu\text{A}$ gemessen wurden. Für diese Unterdrückung gibt es im Wesentlichen zwei mögliche Ursachen: Zum einen die um ca. 2 K höhere Temperatur im TTREM und zum anderen die Rauschverrundung der Kennlinien im TTREM durch die stark verrauschte Umgebung. Neben den niedrigen Werten von I_c fällt auf, dass die Minima im TTREM nicht so scharf zu sehen sind wie im Badkryostaten, was aber nicht zuletzt auf das doppelt so große

Spannungskriterium zurück zu führen sein dürfte.

Trotz dieser Unterschiede ist der qualitative Verlauf der Muster derselbe, so dass die Messungen sinnvoll sind und mit dem Verhalten im Badkryostat verglichen werden können.

6.2.2 Festlegung der optimalen REM-Einstellung für ΔV -Abbildungen

Die Signale im TTREM sind abhängig von zahlreichen verschiedenen Parametern. Von Seiten des REM sind insbesondere die Beschleunigungsspannung V_{Beam} und der Strahlstrom I_{Beam} zu nennen. Die Beschleunigungsspannung ist weitgehend festgelegt auf 10 kV, durch die Forderung nach guter Ortsauflösung nach oben sowie einem gut fokussierbaren Elektronenstrahl andererseits nach unten limitiert (siehe Abschnitt 5.1).

Neben der Beschleunigungsspannung ist auch die Größe des Strahlstroms I_{Beam} ein wichtiger Parameter für die Messungen. Der Einfluss des Strahlstromes auf die Signale ist in Abbildung 6.9 (b) bis (d) gezeigt. Es handelt sich bei diesen Abbildungen um ΔV -Bilder des in Abbildung 6.9 (a) weiß umrandeten Probenbereichs. Deutlich ist in Bild 6.9 (b) das Springen des Zustandes der Probe in Form von Spannungssprüngen zu sehen. Dies ist auf eine zu massive Störung durch den hohen Strahlstrom von $I_{Beam} = 500$ pA zurück zu führen. In Abbildung 6.9 (c) ist eine ΔV -Abbildung desselben Probenbereichs mit einem um einen Faktor 10 geringeren Strahlstrom von $I_{Beam} = 50$ pA gezeigt. Hier ist lediglich ein Springen im oberen sowie im unteren Bilddrittel zu sehen. Eine weitere Reduktion des Strahlstromes ist

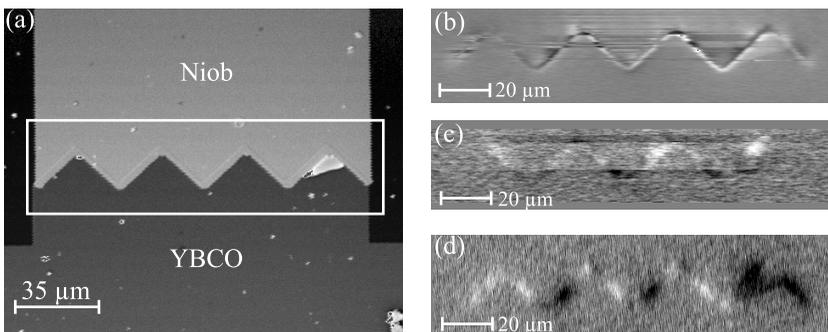


Abbildung 6.9: (a) REM Sekundärelektronenbild des Kontakts. Der in (b)–(d) gezeigte Probenausschnitt ist weiß umrandet. (b) Spannungsänderungsbild des in (a) weiß umrandeten Bereichs bei einem hohen Strahlstrom von $I_{Beam} = 500$ pA. (c) Derselbe Probenausschnitt bei einem Strahlstrom von $I_{Beam} = 50$ pA. (d) Dasselbe mit geänderter Scanrichtung.

nicht sinnvoll, da bereits bei 50 pA eine Fokussierung des Strahls viel Übung erfordert. Die Sprünge im Zustand des Kontaktes konnten durch eine Drehung der Scan-Richtung eliminiert werden. Diese lief in den Bildern 6.9 (b) und (c) horizontal, in Bild 6.9 (d) vertikal.

Für alle im Folgenden gezeigten ΔV -Abbildungen wurden daher die Parameter $V_{Beam} = 10$ kV, $I_{Beam} = 50$ pA und die Scanrichtung senkrecht zur mittleren Richtung der Rampe, also vertikal in Abbildung 6.9 (a), verwendet.

6.2.3 Signalentstehung

Bei Messungen an neuen Systemen ist die Klärung der Signalentstehung ein wesentlicher Punkt der Untersuchungen. Erst wenn klar ist, was die Abbildungen eigentlich besagen, kann mit einer sinnvollen Auswertung begonnen werden. Hinweise auf die Signalentstehung sind insbesondere von der Abhängigkeit des Signals vom Steuerstrom über die Probe zu erwarten. Zu diesem Zweck wurden bei ansonsten gleichen Parametern Messungen bei verschiedenen Steuerströmen durchgeführt. Die Bilder sind in Abbildung 6.10 gezeigt. Deutlich ist in Abbildung 6.10 (a) zu sehen, dass ohne Steuerstrom kein Signal messbar ist. Auch bei einem kleinen Steuerstrom deutlich unterhalb des kritischen Stromes I_c von ca. $3 \mu\text{A}$ bei diesem Feld ist kein Signal zu sehen, wie in Abbildung 6.10 (b) bei $I_{Bias} = 1,0 \mu\text{A}$ gezeigt. Der in Abbildung 6.10 (c) gezeigte Steuerstrom von $I_{Bias} = 6,0 \mu\text{A}$, was einem Gleichspannungsabfall von ca. $6 \mu\text{V}$ über der Probe entspricht, stellt die optimale Einstellung dar. Der in Abbildung 6.10 (d) gezeigte Steuerstrom

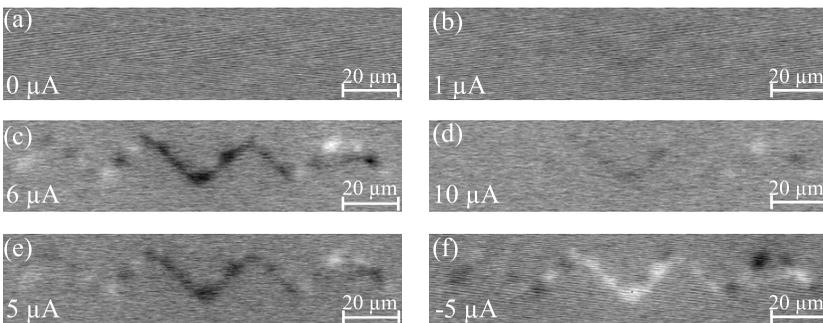


Abbildung 6.10: Steuerstromabhängigkeit des Spannungssignals. Alle Abbildungen zeigen den in 6.9 (a) weiß umrandeten Probenbereich bei einem Feld von $4 \mu\text{T}$ und den oben angegebenen REM-Parametern. In den linken unteren Ecken der Bilder ist der jeweilige Steuerstrom I_{Bias} , bei dem das entsprechende Bild gemacht wurde, angegeben.

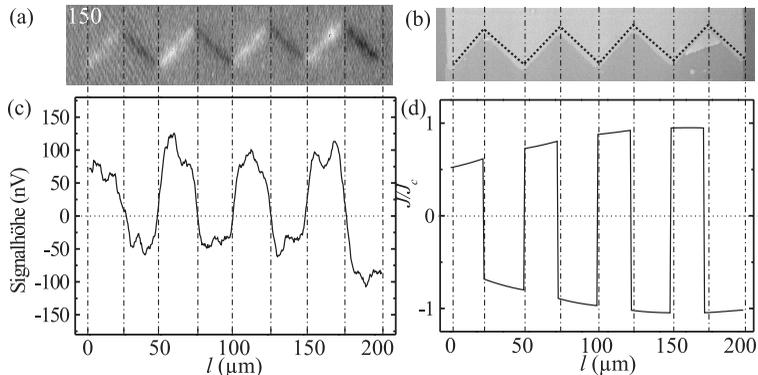


Abbildung 6.11: . (a) ΔV -Abbildung der Probe B bei einem Magnetfeld von $B = 0.01 \mu\text{T}$. Die Nummer bezieht sich auf das in Abbildung 6.17 auf Seite 101 oben gezeigte $I_c(B)$ -Muster. (b) REM-Oberflächenaufnahme des untersuchten Probenbereichs. Zur Verdeutlichung ist der Verlauf des Linescans schwarz gepunktet eingezeichnet. (c) Linescan durch das in (a) gezeigte ΔV -Bild. (d) Mit StkJJ simulierte Stromverteilung im entsprechenden Feld. Die Nulllinien sind jeweils als Orientierungsmarken eingezeichnet.

von $I_{Bias} = 10,0 \mu\text{A}$ ist zu hoch, so dass die Signalhöhe bereits wieder deutlich abnimmt. In den Bildern 6.10 (e) und (f) ist die Signalumkehr bei Umpolung des Steuerstromes zu sehen.

Diese ersten Befunde deuten bereits darauf hin, dass das Signal von der Verteilung des Stromes über die Probe abhängt. Die naheliegende Behauptung, dass mit dieser Abbildungsmethode die Stromdichteverteilung in der Probe visualisiert werden kann, ist damit allerdings noch nicht bewiesen. Als überzeugender Beweis hierfür ist die Übereinstimmung der Signalverläufe mit berechneten Stromverteilungen zu sehen.

In den Abbildungen 6.11 bis 6.13 sind verschiedene Linescans durch ΔV -Abbildungen der Probe gezeigt und zum Vergleich jeweils daneben mit dem Programm StkJJ von [GOLDOBIN und WALLRAFF, 1997] gewonnene Simulationen der Stromverteilung in der Probe genau unterhalb des kritischen Stromes beim entsprechenden Feld. Zu den Linescans sollte vorab angemerkt werden, dass die genaue Lage der Facettengrenzen in diesen Scans nicht exakt bekannt ist. Dies liegt daran, dass die Scans in den Bildern schräg verlaufen und die Berechnung des x-Wertes der Signale daher etwas ungenau ist. Eine leichte Verschiebung der Facettengrenzen relativ zu den gestrichelt eingezeichneten Linien ist also durch die Auswertung bedingt. Trotz dieser Schwierigkeiten sollen die Ergebnisse dieses Vergleichs nun kurz diskutiert werden:

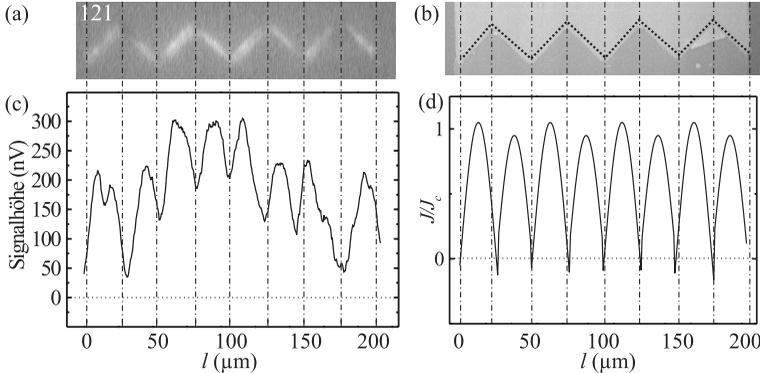


Abbildung 6.12: (a) ΔV -Abbildung der Probe B bei einem Magnetfeld von $B = -0.95 \mu\text{T}$. Die Nummer bezieht sich auf das in Abbildung 6.17 auf Seite 101 oben gezeigte $I_c(B)$ -Muster. (b) REM-Oberflächenaufnahme des untersuchten Probenbereichs. Zur Verdeutlichung ist der Verlauf des Linescans schwarz gepunktet eingezeichnet. (c) Linescan durch das in (a) gezeigte ΔV -Bild. (d) Mit StkJJ simulierte Stromverteilung im entsprechenden Feld. Die Nulllinien sind jeweils als Orientierungsmarken eingezeichnet.

Abbildung 6.11: Für das Feld mit minimalem I_c wird ein von positiv nach negativ wechselnder Signalverlauf beim Übergang von einer Facette zur nächsten erwartet, so dass sich ein minimaler gesamter kritischer Strom ergibt. Dies ist in (c) schön zu sehen. Der Wechsel findet wie in der Simulation von (d) auch zu sehen, immer genau an den Grenzen der Facetten (gestrichelte senkrechte Linien) statt. Die Abnahme der Signalhöhe von links nach rechts in der Simulation sind im Messsignal ebenfalls zu erkennen, wenn auch weniger ausgeprägt. Dies kann von der Flussfokussierung in der Probe oder anderen Inhomogenitäten her kommen.

Abbildung 6.12: Für das Magnetfeld mit maximalem I_c wird ein Signal erwartet, das für jede Facette positiv ist, damit der Gesamtstrom maximal werden kann, wie in (d) gezeigt. Dieser Verlauf ist in (c) auch zu sehen, weiterhin die von (d) geforderte sehr runde Form für den Signalverlauf innerhalb einer Facette. Dass die gemessene Signalhöhe zwischen den Facetten nicht auf Null zurückgeht, kann an der endlichen Ortsauflösung der Untersuchungsmethode von ca. $1 \mu\text{m}$ liegen oder an thermischem Rauschen, das in realen Messungen immer vorhanden ist, in den Simulationen aber nicht berücksichtigt wurde.

Abbildung 6.13: Für ein Feld zwischen den beiden Extremen, also ein Feld mit mittlerem I_c , erwartet die Simulation die in (d) gezeigte

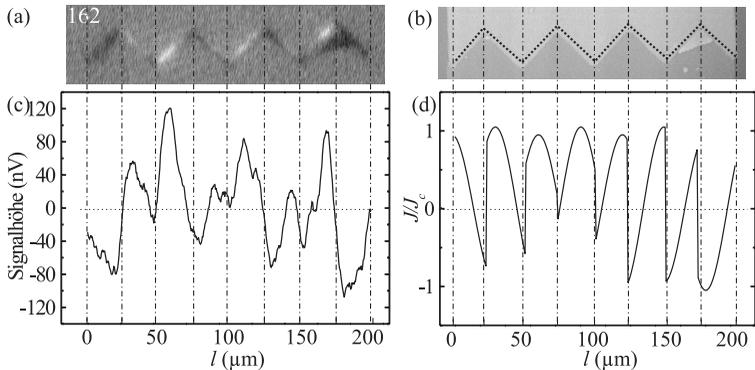


Abbildung 6.13: (a) ΔV -Abbildung der Probe B bei einem Magnetfeld von $B = 0.68 \mu\text{T}$. Die Nummer bezieht sich auf das in Abbildung 6.17 auf Seite 101 oben gezeigte $I_c(B)$ -Muster. (b) REM-Oberflächenaufnahme des untersuchten Probenbereichs. Zur Verdeutlichung ist der Verlauf des Linescans schwarz gepunktet eingezeichnet. (c) Linescan durch das in (a) gezeigte ΔV -Bild. (d) Mit StkJJ simulierte Stromverteilung im entsprechenden Feld. Die Nulllinien sind jeweils als Orientierungsmarken eingezeichnet.

Mischung aus positiven und negativen kritischen Strömen, wobei die Wechsel zwischen diesen Extremen auch mitten in den Facetten stattfinden kann. Einen qualitativ ähnlichen Verlauf zeigt der Linescan in (c). So ist (immer von links nach rechts gezählt) zwar der Anfang nicht oberhalb der Null, aber das erste, auch in (d) vorhandene Minimum ist deutlich zu finden. Der darauffolgende Wechsel im Vorzeichen des Signals ist ebenfalls an derselben Stelle wie in der Simulation. In der zweiten Facette ist das Maximum und der Vorzeichenwechsel ebenso zu finden wie in der Simulation, wenn auch etwas weniger stark ausgeprägt. Die dritte Facette zeigt im Linescan (c) ein ausgeprägtes Maximum, was auch von der Simulation vorhergesagt wird. Der Verlauf des Linescans in der vierten Facette zeigt die größten Abweichungen von der Simulation. Die Position des Maximums ist mit der rechten Seite der Facette aber da, wo die Simulation es erwartet. In den restlichen Facetten sind die wesentlichen Merkmale des in der Simulation berechneten Verhaltens wieder schön reproduziert, wenn auch teilweise etwas schwächer ausgeprägt. Solche Abweichungen sind aber im Rahmen der Genauigkeit der Lage der Linescans und des gesamten involvierten Messvorgangs nicht weiter verwunderlich.

Insgesamt kann gesagt werden, dass der qualitative Verlauf der Signalthöhen mit den Simulationen sehr gut übereinstimmt. Eine perfekte

Übereinstimmung ist aus den folgenden Gründen nicht zu erwarten:

- (a) Die in Abschnitt 6.1.1 bereits erwähnten lithographischen Fehler der Probe, insbesondere der in Figur 6.3 gezeigte Nb-Überlapp, verfälschen durch ihren Einfluss auf das Signal den Signalverlauf zumindest in den letzten beiden Facetten.
- (b) Die gemessenen ΔV -Signale sind mit maximal einigen hundert nV sehr klein, so dass Fehler durch die Messelektronik eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielen dürften.
- (c) Die in Abschnitt 6.1.1 gefundene beste Anpassung der Simulationsparameter, die auch hier verwendet wurde, stellt im Detail sicher nicht die reale sondern immer noch eine idealisierte Situation dar.
- (d) Beim Messen der Kontakte spielen zahlreiche das Signal verfälschende Faktoren eine Rolle, insbesondere Rauschen und Schwankungen im Strahlstrom etc.
- (e) Weitere Fehler in die Linescans können von der genauen Lage (wie oben bereits erwähnt) derselben stammen sowie von der Art, wie die x-Koordinate beim Auslesen der Linescans berechnet wird.
- (f) Um ein zu starkes Rauschen der Linescans zu vermeiden, wurden sie mittels eines gleitenden Durchschnitts über 10 Punkte geglättet. Diese Vorgehensweise verfälscht sicherlich die Steilheit der großen Signaländerungen, wurde aber einer besseren Interpretierbarkeit zu liebe dennoch gewählt.
- (g) Die Inhomogenität der Probe spielt bei den Linescans ebenfalls eine große Rolle, so dass eine perfekte Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen nicht möglich ist.
- (h) Effekte wie die Flussfokussierung in der Probe wurden bei den Simulationen nicht berücksichtigt, spielen aber sicher eine Rolle bei der Verteilung des Magnetfeldes in der Probe und damit auch bei den Stromverteilungen.

Zieht man all diese Schwierigkeiten beim direkten Vergleich der Messdaten mit den simulierten Stromverteilungen in Betracht, so ist die Übereinstimmung sehr gut. Insbesondere die für alle drei Fälle beobachtete qualitative Übereinstimmung der Verläufe und der markanten Punkte wie den Vorzeichenwechseln des Signals und der Stromverteilung an denselben Stellen, lassen die Behauptung zu, dass in den Abbildungen tatsächlich die Stromverteilung J_c der Kontakte zu sehen ist.

6.2.4 $I_c(B)$ -Serie an Kontakt B

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse am Kontakt B vorgestellt, siehe Abschnitt 4.2 auf Seite 44. Hierbei handelt es sich um einen Rampenkontakt mit 8 Facetten einer Länge von jeweils $25 \mu\text{m}$. Die Josephson-Eindringtiefe λ_J liegt bei 4,2 K bei $70 \mu\text{m}$, so dass die einzelnen Facetten kurz sind im Vergleich zu λ_J , der gesamte Kontakt aber lang. Durch die Orientierung der Facetten sind zusätzlich intrinsische Phasensprünge im Kontakt vorhanden, d.h. die einzelnen Facetten haben intrinsisch (also ohne äußeres Magnetfeld) eine um π zueinander verschobene Phase. Dies liegt an der Orientierung der Vorzeichen des Ordnungsparameters von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ relativ zu Niob, siehe Abschnitte 2.3 und 4.2.

Es gibt bisher keine ortsauflösenden Untersuchungen der Stromverteilung an solchen Kontakten. Insbesondere ist das Verhalten der Stromverteilung im Magnetfeld solcher Kontakte bisher nicht geklärt. Die im Folgenden vorgestellten Ergebnisse sind für ein Verständnis dieser Probenklasse vor allem im Hinblick auf künftige Anwendungen als Quantencomputer daher sehr wichtig.

In Abbildung 6.14 (a) ist nochmals das im TTREM gemessene $I_c(B)$ -Muster gezeigt. Zu jedem Punkt im Diagramm wurde auch ein ΔV -Bild der Probe gewonnen. In Abbildung 6.14 (b) ist exemplarisch das Bild für das Nullfeld gezeigt. Deutlich ist der von Plus (weißes Signal) nach Minus (schwarzes Signal) alternierende Strom zu erkennen. Diese Situation wird auch theoretisch für das Nullfeld erwartet. Anders ist die Situation in

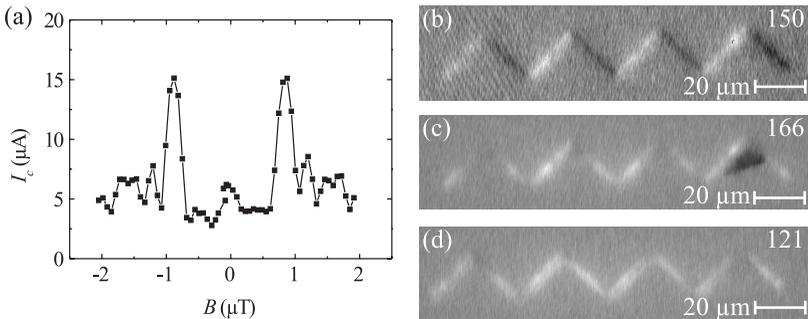


Abbildung 6.14: (a) Im TTREM gewonnenes $I_c(B)$ -Muster des Kontaktes B. Das Spannungskriterium war bei dieser Messung $6 \mu\text{V}$, die Temperatur betrug ca. 6,2 K. An jedem Punkt auf dem Graphen wurde ein ΔV -Bild der Probe gewonnen. (b) ΔV -Bild der Probe im Nullfeld. (c) ΔV -Bild bei ca. $0.9 \mu\text{T}$, dem Feld mit maximalen I_c . (d) ΔV -Bild bei ca. $-0.9 \mu\text{T}$, dem negativen Feld mit maximalen I_c . Die Nummern links oben in den Bildern beziehen sich auf das in Abbildung 6.17 auf Seite 101 oben gezeigte $I_c(B)$ -Muster.

Abbildung 6.14 (c) und (d). Diese Abbildungen wurden für Felder mit maximalem I_c gemessen. Hier ist das Signal unipolar, d.h. der Strom addiert sich zum größtmöglichen kritischen Strom auf. Dies ist bei den intrinsisch mit Phasensprüngen behafteten Verhältnissen im Kontakt nur möglich, wenn die Phasenänderung durch das äußere Magnetfeld genau die intrinsischen Phasensprünge kompensiert.

Bei Bildern in lokalen Minima von I_c wie beispielsweise den in Abbildung 6.15 (a) und (b) gezeigten, fällt auf, dass oft kein Signal messbar ist. Dies kann verschiedene Ursachen haben:

- 1.) Die Stromdichteverteilung bei diesem Feld ist insgesamt sehr kontrastarm, d.h. es gibt keine abrupten Wechsel von positiven nach negativen Vorzeichen, bzw. die Absoluthöhen des kritischen Stromes sind sehr klein.
- 2.) Die Einstellungen bei der Messung waren nicht optimal, so dass ein eigentlich vorhandenes Signal nicht erfasst wurde. Eine Änderung der Phasenlage des Signals würde bei den durchgeführten Lock-In Messungen hierzu bereits genügen.
- 3.) Die lokale Erwärmung durch den Elektronenstrahl ändert wenig an der Spannung über den Kontakt, da sich der Widerstand des Kontakts nicht stark mit der Temperatur ändert.

In Abbildung 6.15 (c) und (d) sind die zu den Abbildungen 6.15 (a) und (b) gehörigen mit dem Programm StkJJ simulierten Stromverteilungen

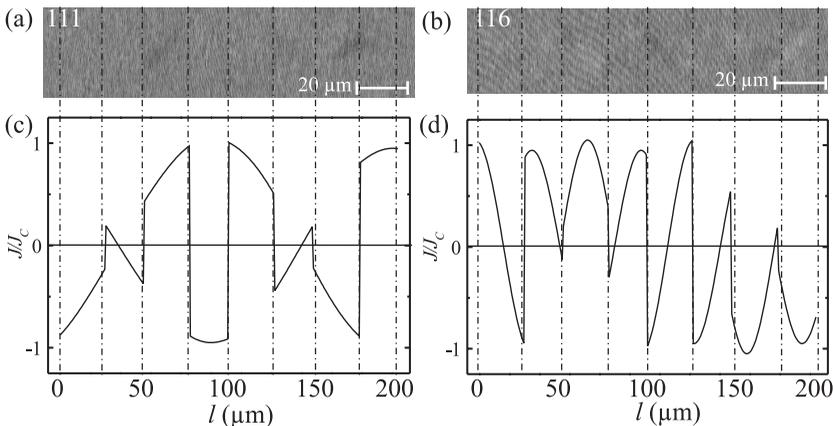


Abbildung 6.15: (a) und (b) ΔV -Abbildungen der Probe bei Felder mit verschwindendem I_c , namentlich bei $-0,24 \mu T$ (a) und bei $0,57 \mu T$ (b). (c) und (d): Mit StkJJ simulierte Stromverteilungen bei diesen Feldern.

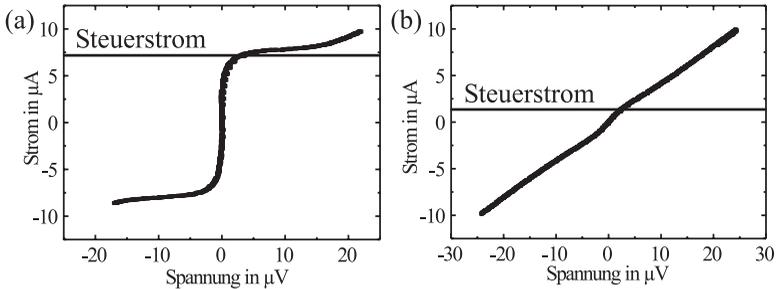


Abbildung 6.16: (a) Typische im TTREM gemessene Strom-Spannungs Charakteristik bei einem Magnetfeld mit maximalem I_c . (b) Dasselbe bei einem Feld mit minimalem I_c . Der bei den ΔV -Abbildungen anliegende Steuerstrom ist als waagrechte Linie eingezeichnet.

gezeigt. Die Verteilungen in 6.15 (c) und (d) zeigen viele starke und abrupte Wechsel von Plus nach Minus und sollten deshalb sehr kontrastreiche Bilder liefern. Somit ist Vermutung 1 nicht zutreffend. Die zweite Vermutung, dass die Parameter bei der Messung nicht optimal gewesen sein könnten, ist schon auf Grund der Tatsache sehr unwahrscheinlich, dass der Effekt sehr kleiner Signale reproduzierbar immer bei Feldern mit sehr kleinem I_c auftrat. Dass gerade bei diesen Messungen die Parameter immer in der gleichen Weise schlecht sind, ist sehr unwahrscheinlich.

Die dritte der Erklärungen, dass der Strahlstrom keine große Spannungsänderung verursacht, ist nicht nur die einzig verbleibende, sondern auch die richtige. In Figur 6.16 sind zwei typische Strom-Spannungskennlinien für den Kontakt in Feldern mit hohem (a) und niedrigem (b) I_c gezeigt. Als waagrechte Linie ist der Steuerstrom eingezeichnet, der bei den ΔV -Abbildungen angelegt war. Eine lokale Erwärmung durch den Elektronenstrahl bedeutet, dass I_c geringfügig erniedrigt wird. Für ein Magnetfeld, in dem die IU-Kennlinien oberhalb von I_c sehr große Zunahmen im Widerstand haben, also eine kleine Steigung in den Graphen von Abbildung 6.16, geht mit dieser Änderung von I_c eine große Spannungsänderung einher. Hier ist also ein großes Signal messbar. Dies ist bei der Kennlinie in 6.16 (a) der Fall. Bei der in Figur 6.16 (b) gezeigten Kennlinie ist bei einer durch die Erwärmung durch den Strahlstrom bedingten Änderung von I_c nur eine sehr kleine Spannungsänderung zu erwarten, da hier die Steigung der Kennlinie groß ist. Somit sind die bei Feldern mit kleinem I_c auftretenden Signale dadurch erklärbar, dass die Kennlinien in diesen Feldern nur eine sehr kleine Änderung der Spannung bei I_c aufweisen (I_c ist bei diesen Kennlinien lediglich als eine kleine Nichtlinearität in der UI-Kennlinie zu sehen). Dies liegt an der im TTREM leider nicht vermeidbaren starken

Rauschverrundung der Kennlinien sowie an der recht hohen Proben temperatur von ca. 6,2 K. So sind selbst die Kennlinien für Felder mit maximalem I_c stark verrundet, was bei einem Vergleich von Abbildung 6.16 (a) mit der als Inset in Abbildung 6.1 auf Seite 82 gezeigten IU-Kennlinie, die im Badkryostaten gemessen wurde, deutlich wird.

Auf den drei folgenden Seiten sind ΔV -Abbildungen bei unterschiedlichen Magnetfeldern zusammengestellt. Es handelt sich dabei um Abbildungen, die bei zwei unterschiedlichen Feldrichtungen und jeweils gleicher Richtung des Steuerstroms über die Probe gemacht wurden. Auf die Bilder mit umgekehrter Richtung des Steuerstroms wurde verzichtet, da sie lediglich eine Umkehr der Signale von positiv nach negativ, wie in Abbildung 6.10 (e) und (f) auf Seite 92 bereits gezeigt, zur Folge hat.

Auf Seite 101 oben ist zunächst das im TTREM gemessene $I_c(B)$ -Muster gezeigt. Als Punktmarkierungen sind die Nummern der im Folgenden gezeigten ΔV -Abbildungen eingetragen. Auf diese Weise ist eine Orientierung möglich, bei welchem I_c die jeweilige ΔV -Abbildung gewonnen wurde. Beim Gegenüberstellen der einzelnen ΔV -Abbildungen bei positivem bzw. negativem Magnetfeld wurde darauf geachtet, dieselben Stromverteilungen auf gleiche Höhe zu stellen. Bei den in den Abbildungen angegebenen Magnetfeldern wurde wie auch vorher schon auf das Restfeld von 100 nT korrigiert.

Es fällt auf, dass die Werte des positiven Feldes immer leicht über denen des negativen Feldes liegen, um dieselbe Stromverteilung zu erhalten. Dies ist Ausdruck der leichten Asymmetrie des $I_c(B)$ -Musters der Probe. Allerdings ist die Datenlage nicht so fundiert, dass aus diesen Messungen auf eine nichttriviale s-Wellenkomponente des supraleitenden Ordnungsparameters von YBCO geschlossen werden kann.

Sehr interessant sind die Bilder bei höheren Magnetfeldern, insbesondere für $|B| \geq 1.40 \mu\text{T}$. Bei diesen Magnetfeldern wechselt der kritische Strom innerhalb einer Facette das Vorzeichen. Ein solch abrupter Wechsel des Vorzeichen des kritischen Stromes wurde mit diesen Messungen erstmals nachgewiesen. Insbesondere wurde mit diesen Ergebnissen gezeigt, dass die einzelnen Facetten nicht als Facetten mit positivem oder negativem I_c bezeichnet werden sollten.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass mit der in diesem Abschnitt vorgestellten direkten ortsauflösenden Abbildung von Stromverteilungen in YBCO-Nb Rampenkontakten ein wesentlicher Schritt zum Verständnis dieses in vielerlei Hinsicht sehr interessanten Systems gemacht wurde. Weitere Untersuchungen an Proben mit anderen Verhältnissen von λ_J und Facettenlänge sowie anderer Facettenzahl sollten das hier gewonnene Verständnis dieser Proben im Hinblick auf mögliche weitere Anwendungen als Quantenbits etc. noch wesentlich vertiefen können. Auch ein eingehenderes Verständ-

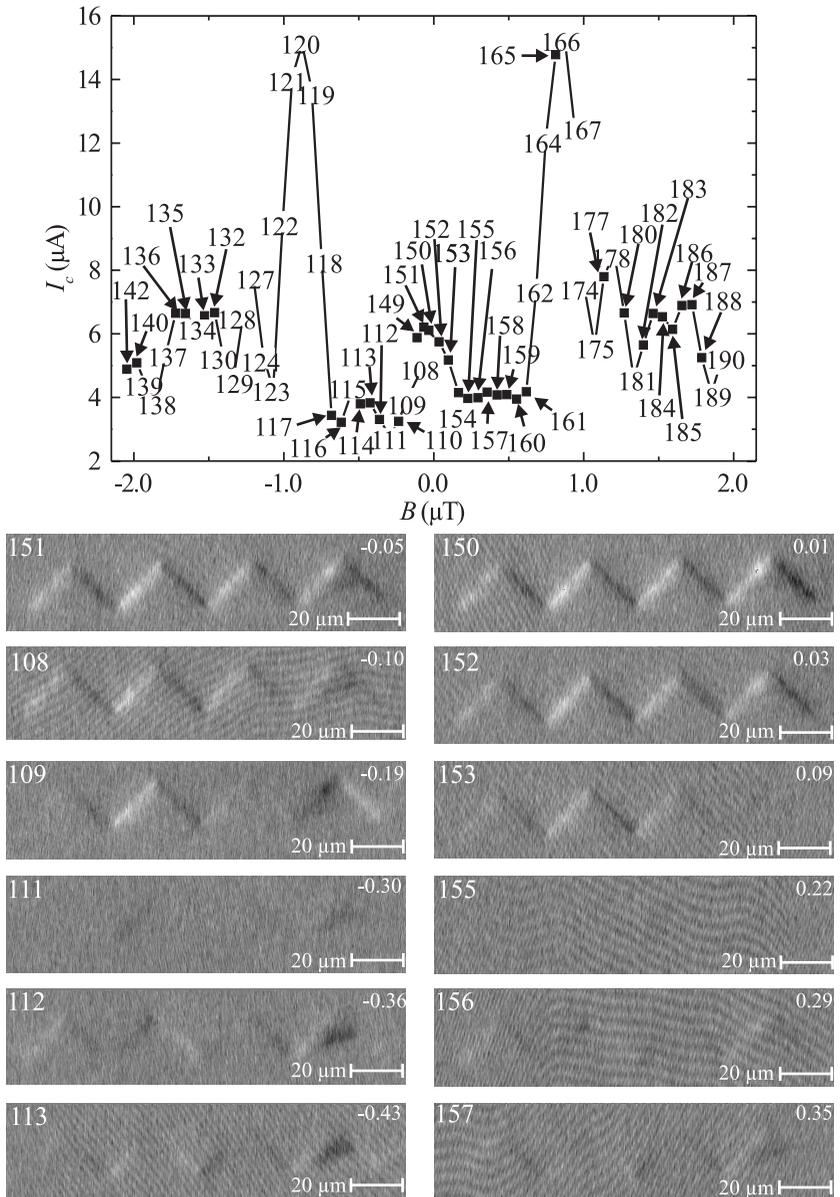


Abbildung 6.17: Oben: im TTREM gemessenes $I_c(B)$ -Muster der Probe. Die Punkte sind diesmal mit den Nummern der ΔV -Abbildungen versehen. Unten: ΔV -Abbildungen. Links oben ist jeweils die Nummer der Abbildung wie im oberen $I_c(B)$ -Muster, rechts das B -Feld in μT eingezeichnet.

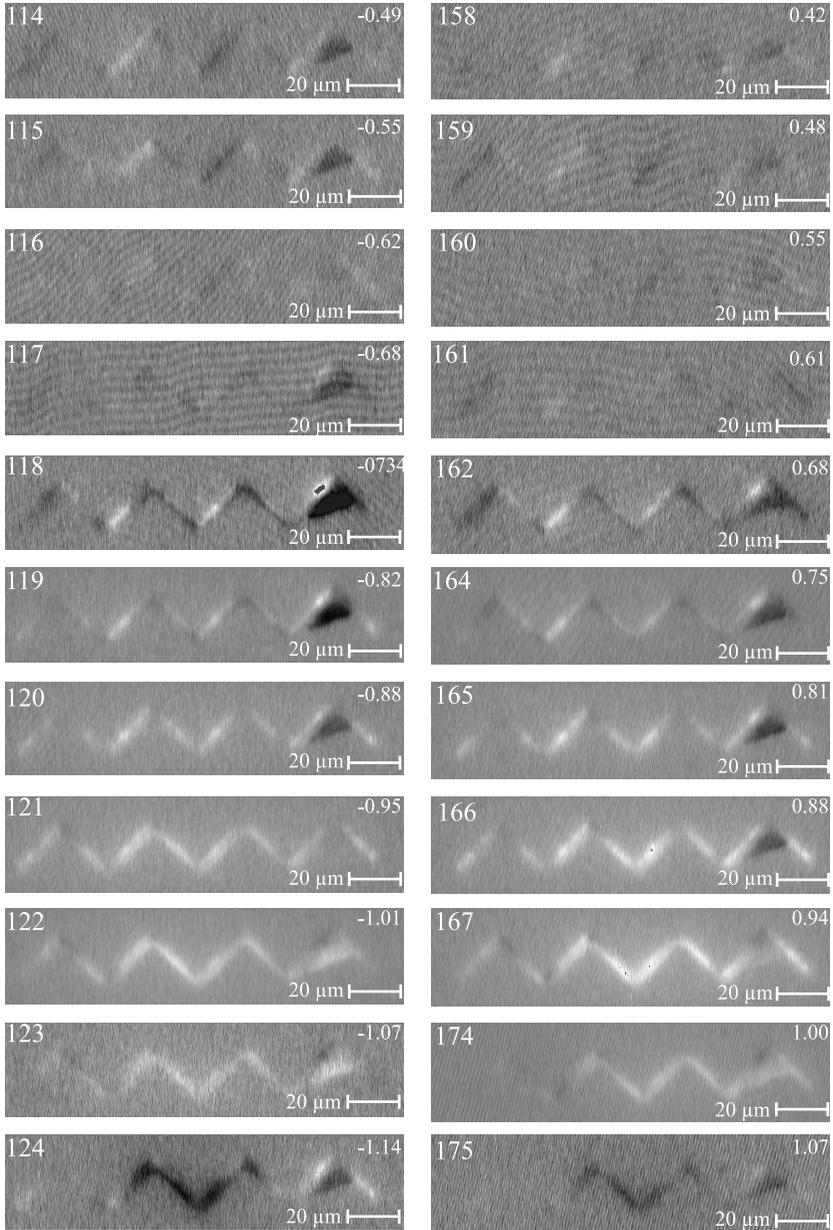


Abbildung 6.18: Fortsetzung der Messserie im ΔV -Abbildungen, Beschriftung wie in 6.17 unten.

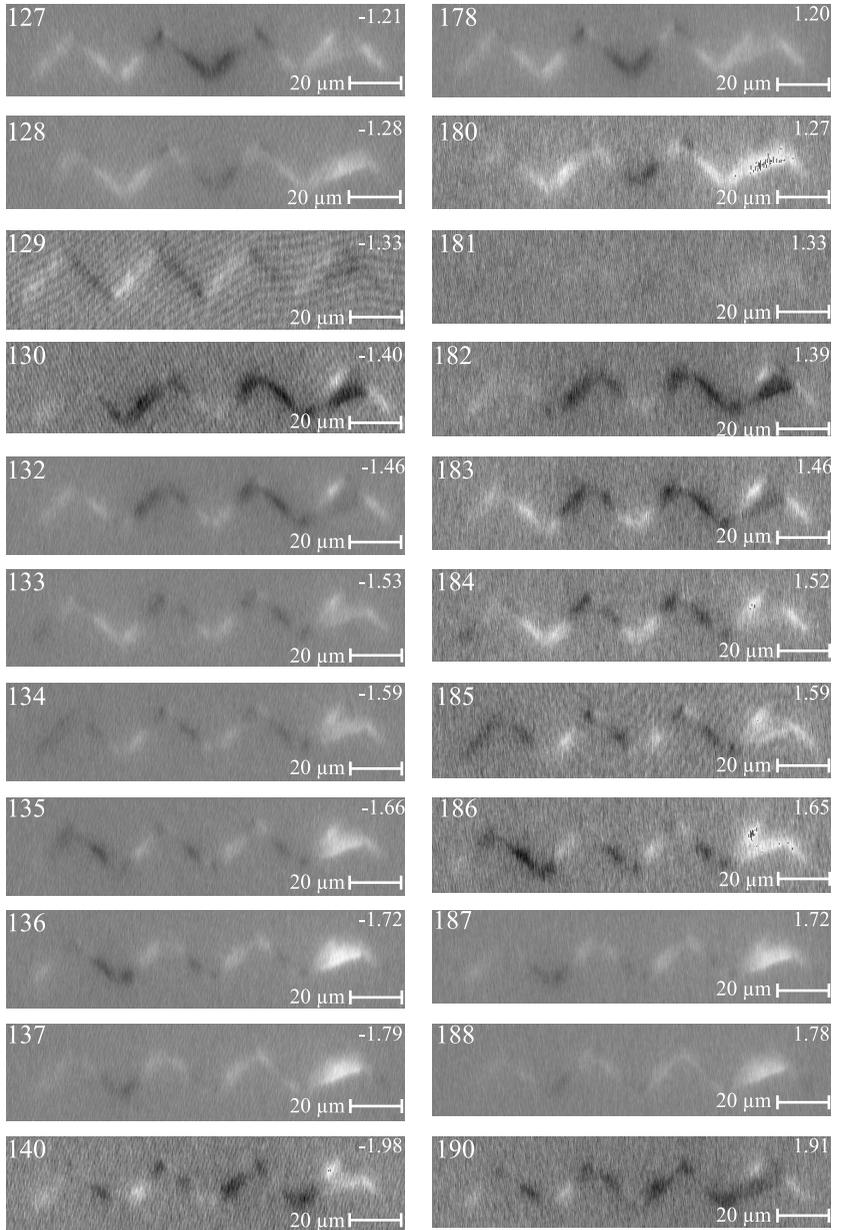


Abbildung 6.19: Fortsetzung der Messserie im ΔV -Abbildungen, Beschriftung wie in 6.17 unten.

nis der Verhältnisse in Korngrenzenkontakten aus HTSL ist von solchen Untersuchungen in Zukunft zu erwarten. Weitere Untersuchungen dieser Probenklasse im TTREM sind damit in Zukunft sicherlich sinnvoll und vielversprechend.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Ziel der Arbeit war es, mit der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie (TTREM) neue Einblicke in das Verhalten von Dünnschichtstrukturen aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ im schwachen Magnetfeld zu gewinnen. Dieses Ziel wurde mittels zwei Probenklassen erfolgreich in die Tat umgesetzt:

- 1.) dc SQUIDs aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, an denen mittels TTREM Flussquantenabbildungen sowie Rauschmessungen durchgeführt wurden.
- 2.) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Niob Rampenkontakte, deren Verhalten in kleinen Magnetfeldern $B \leq 3 \mu\text{T}$ erstmals orts aufgelöst untersucht werden konnte.

Die Messungen an dc SQUIDs wurden aufbauend auf den Vorarbeiten in [KEIL, 2000, STRAUB, 1999] erfolgreich fortgeführt. Hierbei konnte die Technik weiter verbessert werden was das Rauschen der SQUIDs während der Aufnahmen angeht. Es wurden im Rahmen dieser Arbeit erstmals systematische Messserien von Flussquantenverteilungen in vielen Einkühhfeldern B_0 gemacht. Hierbei wurde auch ein neues Bildverarbeitungssystem implementiert und die Auswertung der Abbildungen durch den Einsatz von Rechnern wesentlich verbessert. Physikalisch ergaben diese Messungen vor allem Folgendes:

- (i) Durch die neue Darstellung der Messergebnisse als Karte der Vortexhäufigkeiten konnten Stellen identifiziert werden, an denen bei vielen der verschiedenen Einkühlvorgänge ein Flussquant zu finden war. Diese Stellen sind Kandidaten für gute Pinningzentren, d.h. für Bereiche im Film mit hoher Pinningenergie. Der Abstand solch dominanter Pinningzentren ist mit typischerweise einigen μm recht groß.
- (ii) Aus genauem Betrachten der Abbildungen kann auf die Konkurrenz

dreier Energien während des Einkühlvorgangs geschlossen werden. Nachdem nahe an T_c von einer Dominanz der thermischen Energie ausgegangen werden kann, werden mit sinkender Temperatur die Pinningenergie sowie die Wechselwirkungsenergie der Flussquanten untereinander immer wichtiger. Es konnte ein Modell für die Rolle der verschiedenen Energien während des Einkühlvorgangs entwickelt werden, das aus den in den Abbildungen messbaren mittleren Abständen der Flussquanten zu ihren jeweils nächsten Nachbarn eine Abschätzung der Pinningenergien der typischen Pinningzentren zu 1 bis 4 eV ermöglichte.

Weiterhin wurden bei den oben genannten Messreihen durch gleichzeitiges Messen des Rauschens der SQUIDs erstmals Untersuchungen zur Abhängigkeit des Rauschens von SQUIDs vom Einkühlfeld durchgeführt, in denen zusätzlich zum Rauschen auch die Flussquantenverteilung orts aufgelöst bestimmt wurde. Aus der simultanen Kenntnis des niederfrequenten Flussrauschens und der räumlichen Verteilung der Flussquanten im SQUID konnten die folgenden physikalischen Schlüsse gezogen werden:

- (i) Das Modell, dass das Flussrauschen in SQUIDs durch Hopping einzelner Flussquanten zwischen dicht benachbarten Minima des Pinningpotentials beschreibt, konnte an einem dominanten Fluktuator verifiziert werden.
- (ii) Ein einfaches Modell für das Entstehen des Flussrauschens in SQUIDs durch die Überlagerung vieler individueller Rauschbeiträge von einzelnen Fluktuatoren wurde untersucht. Die Diskrepanz zwischen den Vorhersagen dieses Modells sowie anderen Messungen der Zunahme des Rauschens in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Dünnschichten mit steigendem Einkühlfeld und den Messungen in dieser Arbeit konnte durch die überproportionale Zunahme der Vortexdichte in der Nähe des SQUID-Schlitzes erklärt werden. Dieses Verhalten der Proben weist auf die Existenz einer Barriere für Flussquanten am Rand des Schlitzes hin.
- (iii) Durch einige zusätzliche Annahmen konnte anhand des einfachen Modells für das Flussrauschen die mittlere Hüpfhöhe der Flussquanten zu ca. 20 nm bestimmt werden. Eine direkte Abbildung solcher Hüpfprozesse ist mit der hier vorgestellten Methode mit einer Ortsauflösung von ca. 1 μm daher nicht möglich.

Als wichtige Erweiterung der vorgestellten Abbildungsmethode für Flussquanten in SQUIDs wurden erste Schritte in Richtung der Trennung von Sensor und Probe beschrieben, die einen weiteren Ausbau der Technik in

diese Richtung sinnvoll erscheinen lassen. Die Ausnutzung der Flussempfindlichkeit von SQUIDs zur Abbildung von Flussverteilungen in beliebigen Dünnschichtstrukturen scheint mit dieser Technik in Zukunft möglich.

Die Messungen an YBCO-Nb Rampenkontakten waren die ersten ortsauflösenden Untersuchungen der Stromdichteverteilung in solchen Bauelementen überhaupt. Der Abschirmung des Probenhalters für das TTREM sowie der Optimierung der thermischen Ankopplung dieser Bauelemente an den Kaltfinger des TTREMs kam neben dem Filtern der Zuleitungen zu Magnetfeldspule und Probe eine Schlüsselrolle bei diesem Erfolg zu. Physikalisch konnten hierbei vor allem die folgenden Ziele erreicht werden:

- (i) Durch den Vergleich von gemessenen Signalen mit berechneten Stromverteilungen in den Proben gelang die Klärung des Signalentstehungsprozesses bei dieser Abbildungstechnik. Es konnte dargelegt werden, dass die Abbildungen die Stromdichteverteilung in den Kontakten wiedergeben.
- (ii) Durch Messungen bei vielen verschiedenen Magnetfeldern konnte das Verständnis des Verhaltens dieser Kontakte wesentlich vertieft werden. Dies ist insbesondere im Hinblick auf künftige Anwendungen solcher Proben sehr wichtig.

Mit der vorliegenden Arbeit konnte überzeugend dargelegt werden, dass das TTREM auch nach zwanzig Jahren im Einsatz viele neue und spannende Fragestellungen in der Physik der supraleitenden Dünnschichten in einzigartiger Weise beantworten kann. Die an die hier vorgestellten Ergebnisse anschließenden Untersuchungen werden den Einsatz dieser Technik auch in den nächsten Jahren unausweichlich machen.

Literaturverzeichnis

- BARDEEN, J., L. N. COOPER und J. R. SCHRIEFFER, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- BARONE, A. und G. PATERNO, *Physics and Application of the Josephson Effect* (John Wiley and Sons, New York, 1982).
- BARTHEL, K., *Transport- und Rauscheigenschaften Supraleitender Quanteninterferometer Aus $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* , Dissertation, Institut für Schicht- und Ionentechnik, Forschungszentrum Jülich (1999).
- BEAN, C. P., Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- BEDNORZ, G. und K. A. MÜLLER, Z. Phys. **B64**, 189 (1986).
- BONN, D. A. und W. N. HARDY, in *Physical Properties of High-Temperature Superconductors*, herausgegeben von GINSBERG, D. M. (World Scientific, Singapore, 1996).
- 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).
- BRANDT, E. H., Europhys. Lett. **22**, 735 (1993).
- BRANDT, E. H., Rep. Prog. Phys. **58**, 1465 (1995).
- DE BRUYN OUBOTER, R. und A. T. A. M. DE WAELE, *Progress in Low Temperature Physics* (North-Holland, 1970).
- BUCKEL, W., *Supraleitung – Grundlagen und Anwendungen* (VCH-Verlag, Weinheim, 1994).

- CHESCA, B., K. EHRHARDT, M. MÖSSLE, R. STRAUB, D. KOELLE, R. KLEINER und A. TSUKADA, Phys. Rev. Lett. **90**, 057004 (2003).
- CHIORESCU, I., Y. NAKAMURA, C. J. P. M. HARMANS und J. E. MOOIJ, Science **299**, 1869 (2003).
- CHO, H.-M., Y. T. ANDRESEN, J. CLARKE, M. S. DI IORIO, K.-Y. YANG und S. YOSHIZUMI, Appl. Phys. Lett. **79**, 2438 (2001).
- CLAUSS, T., *Private Mitteilung* (2003).
- CLEM, J., *Penetration of flux into superconducting lines*, unpublished (1996).
- CLEM, J., R. HÜBENER und D. GALLUS, J. Low Temp. Phys. **6**, 449 (1973).
- DAM, B., J. M. HUIJBREGTSE, F. C. KLAASSEN, R. C. F. V. DER GEEST, G. DOORNBOS, J. H. RECTOR, A. M. TESTA, S. FREISEM, J. C. MARTINEZ, B. STÄUBLE-PÜMPIN und R. GRIESSEN, Nature **399**, 439 (1999).
- DANESKER, E., S. TANAKA, P. A. NILSSON, R. KLEINER und J. CLARKE, Appl. Phys. Lett. **69**, 4099 (1996).
- DEVEREAUX, T. P., D. EINZEL, B. STADLOBER, R. HACKL, D. H. LEACH und J. J. NEUMEIER, Phys. Rev. Lett. **72**, 796 (1994).
- DIMOS, D., P. CHAUDHARI, J. MANNHART und F. K. LEGOUES, Phys. Rev. Lett. **61**, 219 (1988).
- DODERER, T., *Microscopic imaging of Josephson junction dynamics*, Habilitationsschrift, Universität Tübingen (1997).
- DODERER, T., D. HOFFMANN, R. P. HUEBENER, N. KIRCHMANN, C. A. KRUELLE, S. LACHENMANN, D. QUENTER, J. SCHMIDT, S. STEHLE, J. NIEMEYER und R. PÖPEL, IEEE Trans. Appl. Supercond. **3**, 2724 (1993).
- DODERER, T., R. P. HUEBENER, C. A. KRUELLE, B. MAYER, J. NIEMAYER, R. PÖPEL und D. QUENTER, in *Superconductive Devices and their Applications*, herausgegeben von KOCH, H. und H. LUEBBIG (Springer, Berlin, 1992).
- DODERER, T., D. QUENTER, B. MAYER, C. KRUELLE, A. V. USTINOV, R. P. HUEBENER, J. NIEMAYER, R. FROMKNECHT, R. PÖPEL, U. KLEIN, P. DAMMSCHNEIDER und J. H. HINKEN, in *Nonlinear Superconductive Electronics and Josephson Devices*, herausgegeben von PEDERSEN, N. F.,

- M. RUSSO, A. DAVIDSON, G. COSTABILE und S. PAGANO (Plenum Press, New York, 1991).
- DÖNITZ, D., *Abbildung von Vortices und niederfrequentes Rauschen in YBa₂Cu₃O_{7-x} dc SQUIDS*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2002).
- DRUNG, D., E. DANTSKER, F. LUDWIG, H. KOCH, R. KLEINER, J. CLARKE, S. KREY, D. REIMER, B. DAVID und O. DOESSEL, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1856 (1996).
- DUTTA, P., P. DIMON und P. M. HORN, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 646 (1979).
- DUTTA, P. und P. M. HORN, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 497 (1981).
- DYNES, R. C. und T. R. FULTON, *Phys. Rev. B* **3**, 3015 (1971).
- EICHELE, R., H. SEIFERT und R. P. HUEBENER, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 383 (1981).
- EICHELE, R., H. SEIFERT und R. P. HUEBENER, *Z. Phys. B* **48**, 89 (1982).
- EPPERLEIN, P. W., H. SEIFERT und R. P. HUEBENER, *Phys. Lett. A* **92**, 146 (1982).
- EPPERLEIN, P. W., H. SEIFERT und R. P. HUEBENER, *Phys. Lett. A* **95**, 326 (1983).
- FENG, Y. J., Q. H. CHENG, P. H. WU und H. M. LIU, *J. Appl. Phys.* **72**, 5350 (1992).
- FERRARI, M. J., M. JOHNSON, F. WELLSTOOD, J. CLARKE, P. ROSENTHAL, R. HAMMOND und M. BEASLEY, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 695 (1988).
- FERRARI, M. J., M. JOHNSON, F. WELLSTOOD, J. KINGSTON, T. SHAW und J. CLARKE, *J. Low Temp. Phys.* **94**, 15 (1994).
- FERRARI, M. J., M. JOHNSON, F. C. WELLSTOOD, J. CLARKE, D. MITZI, P. A. ROSENTHAL, C. B. EOM, T. H. GEBALLE, A. KAPITULNIK und M. R. BEASLEY, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 72 (1990).
- FERRARI, M. J., J. J. KINGSTON, F. C. WELLSTOOD und J. CLARKE, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1106 (1991).
- FERRELL, R. E., *Phys. Rev. Lett.* **15**, 527 (1965).
- FETTER, A., P. HOHENBERG und P. PINCUS, *Phys. Rev.* **147**, 140 (1966).

- FISCHER, G. M., B. MAYER, R. GROSS, T. NISSEL, K. D. HUSEMANN, R. P. HUEBENER, T. FRELTOFT, Y. SHEN und P. VASE, *Science* **263**, 1112 (1994).
- FLIPPEN, R., T.R.ASKEW, J. FENDRICH und C. V. DER BEECK, *Phys.Rev.B* **52**, R9882 (1995).
- FRENKEL, A., C. C. CHANG, W. CLAUSEN, T. VENKATESAN, P. S. D. LIN, X. D. WU, A. INAM und B. LALEVIC, *J. Mater. Res.* **5**, 691 (1990).
- FRENKEL, A., E. CLAUSEN, C. C. CHANG, T. VENKATESAN, P. S. D. LIN, X. D. WU, A. INAM und B. LALEVIC, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 911 (1989).
- GERBER, R., *Ortsaufgelöste Untersuchungen an Bauelementen aus Hochtemperatur-Supraleitern*, Dissertation, Universität Tübingen (1997).
- GERBER, R., T. NISSEL, H.-G. WENER, A. WILLMANN, R. P. HUEBENER, D. KOELLE und R. GROSS, *Cryogenics* **37**, 21 (1997).
- GINZBURG, V. L. und L. D. LANDAU, *Sov. Phys. JETP* **20**, 1064 (1950).
- GOA, P. E., H. HAUGLIN, M. BAZILJEVICH, E. ILYASHENKO, P. L. GAMMEL und T. H. JOHANSEN, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 729 (2001).
- GOLDOBIN, E., *“GoldExI data aquisition software”, available online: <http://www.geocities.com/goldexi>* (2002).
- GOLDOBIN, E., D. KOELLE und R. KLEINER, cond-mat/0207742 (2002).
- GOLDOBIN, E. und A. WALLRAFF, *StkJJ – Users Reference*, [Online] Available <http://www.geocities.com/SiliconValley/Heights/7318/StkJJ.htm> (1997).
- GOR’KOV, L. P., *Sov. Phys. JETP* **9**, 1364 (1959).
- GOUGH, C. E., M. S. COLCOUGH, E. M. FORGAN, R. G. JORDAN, M. KEENE, C. M. MUIRHEAD, A. I. M. RAE, N. THOMAS, J. S. ABELL und S. SUTTON, *Nature* **326**, 855 (1987).
- GROSS, R., in *Interfaces in Superconducting Systems*, herausgegeben von SHINDE, S. L. und D. A. RUDMAN (Springer-Verlag, New York, 1994).
- GROSS, R., J. BOSCH, R. P. HUEBENER, J. MANNHART, C. C. TSUEI, M. SCHEUERMANN, M. M. OPRYSKO und C. C. CHI, *Nature* **332**, 818 (1988a).

- GROSS, R., T. DODERER, R. P. HUEBENER, F. KOBER, D. KOELLE, C. KRUELLE, J. MANNHART, B. MAYER, D. QUENTER und A. USTINOV, *Physica B* **169**, 415 (1991).
- GROSS, R., M. HARTMANN, K. HIPLER, R. P. HUEBENER, F. KOBER und D. KOELLE, *IEEE Trans. Magn.* **25**, 2250 (1989a).
- GROSS, R., U. KLASS und H. BENDER, *Proceedings of ISEC '87*, 345 (1987a).
- GROSS, R., U. KLASS und R. P. HUEBENER, in *Superconductive Particle Detectors*, herausgegeben von BARONE, A. (World Scientific, Singapore, 1987b).
- GROSS, R., U. KLASS und M. KOYANAGI, in *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter II*, herausgegeben von GONZALEZ-MESTRES, L. und D. PERRET-GALLIX (Editions Frontieres, 1988).
- GROSS, R. und D. KOELLE, *Rep. Prog. Phys.* **57**, 651 (1994).
- GROSS, R., M. KOYANAGI, H. SEIFERT und R. P. HUEBENER, *Phys. Lett. A* **109**, 298 (1985).
- GROSS, R., J. MANNHART, K. HIPLER, R. P. HUEBENER, P. CHAUDHARI, D. DIMOS, C. C. TSUEI, J. SCHUBERT und U. POPPE, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 2132 (1989b).
- HARTMANN, M., K. HIPLER, D. KOELLE, F. KOBER, K. BERNHARDT, T. SERMET, R. GROSS und R. P. HUEBENER, *Z. Phys. B* **75**, 423 (1989).
- HEBARD, A., A. T. FIORY und S. SOMEKH, *IEEE Trans. on Mag.* **MAG-13**, 589 (1977).
- HEBRANK, F., S. LEMKE, M. BREUNIG, R. GROSS, T. DODERER und R. P. HUEBENER, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 2084 (1993).
- HEBRANK, F., S. LEMKE, M. DEEG, R. GROSS und R. P. HUEBENER, in *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter IV*, herausgegeben von BOOTH, N. und G. L. SALMON (Editions Frontieres, 1992).
- HEBRANK, F., S. LEMKE, R. P. HUEBENER und R. GROSS, *Nucl. Instr. Meth. A* **288**, 541 (1990).
- HELD, E., W. KLEIN und R. P. HUEBENER, *Z. Phys. B* **75**, 17 (1989a).
- HELD, E., W. KLEIN und R. P. HUEBENER, *Z. Phys. B* **75**, 223 (1989b).

- HILGENKAMP, H., ARIANDO, H.-J. H. SMILDE, D. H. A. BLANK, G. RIJNDERS, H. ROGALLA, J. R. KIRTLEY und C. C. TSUEI, *Nature* **422**, 50 (2003).
- HILGENKAMP, H. und J. MANNHART, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 485 (2002).
- HUEBENER, R. P., R. GROSS und J. BOSCH, *Z. Phys. B* **70**, 425 (1988).
- HUEBENER, R. P., E. HELD und W. KLEIN, *Mat. Science and Eng. B* **5**, 157 (1990).
- HUMPHREYS, R., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 3741 (1999).
- HUSEMANN, D.-D., R. GROSS, R. P. HUEBENER und B. ROAS, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2971 (1993).
- INDENBOM, M., H. KRONMÜLLER, T. LI, P. KES und A. MENOVSKY, *Physica C* **222**, 203 (1994).
- JAKLEVIC, R. C., J. LAMBE, A. H. SILVER und J. E. MERCEREAU, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 159 (1964).
- JOSEPHSON, B. D., *Phys. Lett.* **1**, 251 (1962).
- KASHIWAYA, S. und Y. TANAKA, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1641 (2000).
- KEIL, S., *Flussquantenabbildung und lokale Analyse von niederfrequentem Flussrauschen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dc SQUIDS*, Dissertation, Universität Tübingen (2000).
- KEIL, S., R. STRAUB, R. GERBER, R. P. HUEBENER, D. KOELLE, R. GROSS und K. BARTHEL, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 2961 (1999).
- KETCHEN, M. B., *IEEE Trans. Magn.* **17**, 387 (1981).
- KHAPAEV, M., M. KUPRIYANOV, E. GOLDOBIN und M. SIEGEL, *Eingereicht bei: Supercond. Sci. Technol.* (2002).
- KIRTLEY, J., C. TSUEI, J. SUN, C. CHI, L. S. YU-JAHNES, A. GUPTA, M. RUPP und M. KETCHEN, *Nature* **373**, 225 (1995).
- KITTEL, H., E. HELD, W. KLEIN und R. P. HUEBENER, *Z. Phys. B* **77**, 79 (1989).
- KLEIN, W., E. HELD und R. P. HUEBENER, *Z. Phys. B* **69**, 69 (1987).
- KLEINER, R. und D. KOELLE, in *SQUIDS Handbook*, herausgegeben von CLARKE, J. und A. BRAGINSKI (Viley VCH, 2003).

- KLEINER, R., D. KOELLE, F. LUDWIG, A. MIKLICH, E. DANTSKER und J. CLARKE, *J. Appl. Phys.* **79**, 1129 (1996).
- KOCH, R. H., J. CLARKE, W. M. GOUBAU, J. M. MARTINIS, C. M. PEGRUM und D. J. V. HARLINGEN, *J. Low Temp. Phys.* **51**, 207 (1983).
- KOELLE, D., *J. Electroceramics* **3**, 195, iF = 971 (1999).
- KOELLE, D., R. GROSS, R. STRAUB, S. KEIL, M. FISCHER, M. PESCHKA, R. P. HUEBENER und K. BARTHEL, *Physica C* **332**, 148 (2000).
- KOELLE, D., R. KLEINER, F. LUDWIG, E. DANTSKER und J. CLARKE, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 631 (1999).
- KOELLE, D., F. KOBER, M. HARTMANN, R. GROSS, R. P. HUEBENER, B. ROAS, L. SCHULTZ und G. SAEMANN-ISCHENKO, *Physica C* **167**, 79 (1990).
- KÖLLE, D., *Ortsaufgelöste Untersuchung der Transporteigenschaften von dünnen Schichten aus Hochtemperatur-Supraleitern*, Dissertation, Universität Tübingen (1992).
- KOPITZKI, K., *Einführung in die Festkörperphysik* (Teubner Studienführer Physik, Stuttgart, 1993).
- KOUZNETSOV, K. A., A. G. SUN, B. CHEN, A. S. KATZ, S. R. BAHCALL, J. CLARKE, R. C. DYNES, D. A. GAJEWSKI, S. H. HAN, M. B. MAPLE, J. GIAPINTZAKIS, J.-T. KIM und D. M. GINSBERG, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3050 (1997).
- KRUELLE, C. A., T. DODERER, D. QUENTER und R. P. HUEBENER, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 3042 (1991).
- KULIC, M. L., *Phys. Rep.* **338**, 2 (2000).
- LACHENMANN, S. G., T. DODERER, R. P. HUEBENER und D. QUENTER, *Phys. Rev. B* **48**, 3295 (1993).
- LANDOLT, H. und BÖRNSTEIN, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology* (1990).
- LEMKE, S., F. HEBRANK, R. GROSS, R. P. HUEBENER, T. WEIMANN, J. NIEMEYER, U. SCHNAKENBERG und W. BENECKE, *J. Appl. Phys.* **73**, 2659 (1993).

- LEMKE, S., F. HEBRANK, R. P. HUEBENER und R. GROSS, in *Low Temperature Detectors for Neutrinos and Dark Matter III*, herausgegeben von BOGIATO, L., D. V. CAMIN und G. L. SALMON (Editions Frontieres, 1991).
- LIKHAREV, K. K., *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (Gorden and Breach, Philadelphia, 1986).
- LOEFWANDER, T., W. S. SHUMEIKO und G. WENDIN, Supercond. Sci. Technol. **14**, 53 (2001).
- MACHLUP, S., J. Appl. Phys. **25(3)**, 341 (1954).
- MANNHART, J., J. BOSCH, R. GROSS und R. P. HUEBENER, Phys. Lett. A **122**, 439 (1987a).
- MANNHART, J., J. BOSCH, R. GROSS und R. P. HUEBENER, J. Low Temp. Phys. **70**, 459 (1987b).
- MANNHART, J., J. BOSCH, R. GROSS und R. P. HUEBENER, Phys. Rev. B **35**, 5267 (1987c).
- MANNHART, J., R. GROSS, K. HIPLER, R. P. HUEBENER, C. C. TSUEI, D. DIMOS und P. CHAUDARI, Science **245**, 839 (1989).
- MANNHART, J., R. GROSS, R. P. HUEBENER, P. CHAUDHARI, D. DIMOS und C. C. TSUEI, Cryogenics **30**, 397 (1990a).
- MANNHART, J., H. HILGENKAMP, B. MAYER, C. GERBER, J. R. KIRTLEY, K. A. MOLER und M. SIGRIST, Phys. Rev. Lett. **77**, 2782 (1996).
- MANNHART, J., R. P. HUEBENER, F. KOBER, D. KOELLE, P. CHAUDHARI, D. DIMOS, R. GROSS, A. GUPTA, G. KOREN und C. C. TSUEI, Physica A **168**, 345 (1990b).
- MAYER, B., T. DODERER, R. P. HUEBENER und A. V. USTINOV, Phys. Rev. B **44**, 12463 (1991).
- MAYER, K. M., R. GROSS, J. PARISI, J. PEINKE und R. P. HUEBENER, Sol. State Com. **63**, 55 (1987).
- MAYER, K. M., J. PARISI und R. P. HUEBENER, Z. Phys. B **71**, 171 (1988a).
- MAYER, K. M., J. PARISI, J. PEINKE und R. P. HUEBENER, Physica D **22**, 306 (1988b).
- MEISSNER, W. und R. OCHSENFELD, Naturwissenschaften **21**, 787 (1933).

- METZGER, W. und R. P. HUEBENER, Z. Phys. B **73**, 33 (1988).
- METZGER, W., R. P. HUEBENER, R. HAUG und H. U. HABERMEIER, Appl. Phys. Lett. **47**, 1051 (1985).
- MIKLICH, A., D. KOELLE, T. SHAW, F. LUDWIG, D. NEMETH, E. DANTSCHER, J. CLARKE, N. ALFORD, T. BUTTON und M. COLCLOUGH, Appl. Phys. Lett. **64**, 3494 (1994).
- MOESSLE, M. und R. KLEINER, Phys. Rev. B **59**, 4486 (1999).
- MONROE, D., W. S. BROCKLESBY, R. C. FARROW, M. HONG und S. H. LIOU, Appl. Phys. Lett. **53**, 1210 (1988).
- MOSER, A., H. J. HUG, I. PARASHIKOV, B. STIEFEL, O. FRITZ, H. THOMAS, A. BARATOFF und H.-J. GÜNTHERODT, Phys. Rev. Lett. **74**, 1847 (1995).
- ONNES, H. K., Comm. Leiden **120b**, 124 (1911).
- OPPENLAENDER, J., C. HAEUSSLER, T. TRAEUBLE und N. SCHOPOHL, Physica C **368**, 125 (2002).
- PALSTRA, T., B. BATLOGG, L. SCHNEEMEYER und J. WASZCZAK, Phys.Rev.Lett. **61**, 1662 (1988).
- PEARL, J., Appl.Phys.Lett. **5**, 65 (1964).
- QUENTER, D., S. STEHLE, T. DODERER, C. A. KRUELLE, R. P. HUEBENER, R. MUELLER, J. NIEMEYER, R. PÖPEL, T. WEIMANN und A. T. BARFKNECHT, Appl. Phys. Lett. **63**, 2135 (1993).
- ROSENTHAL, P., M. R. BEASLEY, K. CHAR, M. S. COLCLOUGH und G. ZAHARCHUK, Appl. Phys. Lett. **59**, 3482 (1991).
- SCALAPINO, D. J., Phys. Rep. **250**, 329 (1995).
- SCHMIDT, V. V., *The Physics of Superconductors* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1997).
- SCHULZ, R. R., B. CHESCA, B. GOETZ, C. W. SCHNEIDER, A. SCHMEHL, H. BIELEFELDT, H. HILGENKAMP, J. MANNHART und C. C. TSUEI, Appl. Phys. Lett. **76**, 912 (2000).
- SEIFERT, H., Cryogenics **22**, 657 (1982).
- SHEN, Z. X. und D. S. DESSAU, Phys. Rep. **253**, 1 (1995).

- SHEN, Z. X., D. S. DESSAU, B. O. WELLS, D. M. KING, W. E. SPICER, A. J. ARKO, D. MARSHALL, L. W. LOMBARDO, A. KAPITULNIK, P. DICKINSON, S. DONIACH, J. DICARLO, T. LOESER und C. H. PARK, Phys. Rev. Lett. **70**, 1553 (1993).
- 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).
- STRAUB, R., *Ortsaufgelöste Untersuchung von niederfrequenten Rauschquellen in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ dc SQUIDS mittels Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (1999).
- STRAUB, R., S. KEIL, R. KLEINER und D. KOELLE, Appl. Phys. Lett. **78**, 3645 (2001).
- SUN, A. G., D. A. GAJEWSKI, M. B. MAPLE und R. C. DYNES, Phys. Rev. Lett. **72**, 2267 (1994).
- TAKIGAWA, M., P. C. HAMMEL, R. H. HEFFNER und Z. FISK, Phys. Rev. B **39**, 7371 (1989).
- TERZIOGLU, E. und M. R. BEASLEY, IEEE Trans. Appl. Supercond. **8**, 48 (1998).
- TESCHE, C. D. und J. CLARKE, J. Low Temp. Phys. **29**, 301 (1977).
- TINKHAM, M., *Introduction to Superconductivity* (McGraw-Hill, Singapore, 1996).
- TONOMURA, A., in *Coherence in high temperature superconductors*, herausgegeben von DEUTSCHER, G. und A. REVCOLEVSCHI, Kap. 3 (World Scientific, Singapore, 1995), S. 312 – 330.
- TONOMURA, A., H. KASAI, O. KAMIMURA, T. MATSUDA, K. HARADA, J. SHIMOYAMA, K. KISHIO und K. KITAZAWA, Nature **397**, 308 (1999).
- TSUEI, C. C. und J. R. KIRTLEY, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).
- TSUEI, C. C. und J. R. KIRTLEY, Physica C **367**, 1 (2002).

- USTINOV, A. V., T. DODERER, R. P. HUEBENER, N. F. PEDERSEN, B. MAYER und V. A. OBOZNOV, Phys. Rev. Lett. **69**, 1815 (1992).
- USTINOV, A. V., T. DODERER, R. P. HUEBENER, N. F. PEDERSEN, B. MAYER und V. A. OBOZNOV, Phys. Rev. B **47**, 944 (1993).
- VDI, in " *Handbuch Kryotechnik* " zum Seminar in Karlsruhe von 26.-28. Februar 1997 (VDI Bildungswerk, Düsseldorf, 1997).
- WEBER, A., *Fluxondynamik in annularen intrinsischen Josephson Kontakten*, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2002).
- WEINSTOCK, H., *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications* (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1996).
- XING, W., B. HEINRICH, H. ZHOU, A. A. FIFE und A. R. CRAGG, J. Appl. Phys. **76**, 4244 (1994).
- ZELDOV, E., J. R. CLEM, M. McELFRESH und M. DARWIN, Phys. Rev. B **49**, 9802 (1994).

Danksagung

Es ist vollbracht! Was lange währt (3 Jahre und 9 Monate!) wird endlich gut. Alleine wäre es allerdings gar nichts geworden, deshalb ergreife ich die Gelegenheit, ein herzliches Danke an alle Mitarbeiter der Experimentalphysik II der Universität Tübingen zu richten. Es war eine sehr schöne Zeit, die ich nicht missen möchte, Danke an alle!

Besonderer Dank gilt dabei Herrn Prof. Reinhold Kleiner, der mich nahtlos von seinem Vorgänger Prof. R. P. Hübener übernommen hat und so das Entstehen dieser Arbeit erst ermöglichte. Immer konnte ich auf fachliche Beratung und Unterstützung in Form von Gutachten etc. bauen und genoß das große Vertrauen, das Reinhold in mich setzte.

Vollkommen undenkbar wäre die Arbeit aber auch ohne die kompetente und sehr geduldige Unterstützung von Prof. Dieter Kölle gewesen. Diese wurde mir zu Beginn meiner Arbeit per Telephon und email, gegen später dann persönlich zu Teil. Ohne Dieters motivierenden Eingriffe wäre manche Durststrecke auf dem Weg zu meiner Diss sicher weniger erträglich gewesen. Der beinahe unerschöpfliche Vorrat an neuen Ideen und Fragestellungen wird sicherlich noch viele kommende Doktorandengenerationen bei der Stange halten. Nochmals ein herzlichen Danke für Dieter!

Am Erfolg der Arbeit ebenfalls wesentlich beteiligt war "mein" Diplomand und Nachfolger Dietmar Dönitz. Er hat vor allem bei den Auswertungen der Daten tiefes Verständnis für Physik (und Rechner!) bewiesen. Ihm vielen Dank und für die weitere Zeit am Lehrstuhl (und danach) alles Gute.

Für erfreuliche (und erfolgreiche!) Zusammenarbeit möchte ich auch Tobias Clauß danken, dem Bediener des zweiten TTREMs am Lehrstuhl. Zum Glück konnten wir auch gemeinsame Interessen in der Freizeit (Berge, Spiele, ...) zusammen ausleben, so dass es nicht nur bei Zusammenarbeit und netten Kaffeerunden blieb. Vielen Dank nochmal für die nette Zeit!

Immer ein offenes Ohr hatte auch *Dr. Moe*, eigentlich Michael Mößle, vor allem, wenn es um LabView und Messtechnik ging. Vielleicht lernt er auch das aufräumen noch, die Zusammenarbeit ansonsten war sehr nett, danke! In Sachen (Vacuum-)Technik und allgemeine menschliche Fragen war Hans G. Wener immer ein guter und (meist auch) verlässlicher Ansprechpartner. Möge er der Altersteilzeit noch ein wenig widerstehen und die nachfolgenden Mitarbeitergenerationen genauso nett und wohlwollend begleiten wie mich. Danke, Hans.

Die Messungen der ZigZags im Badkryostaten wären ohne die Hilfe von Albert Sterck und Dr. Edward Goldobin nicht möglich gewesen. Auch bei den Simulationen war Edward unverzichtbar. Vielen Dank an die beiden,

auch für die nette Zeit der Zusammenarbeit.

Ohne Proben keine Diss, deshalb hier auch der ausdrückliche Dank an Knut Barthel (vorm. FSZ Jülich), der die YBCO-SQUIDS hergestellt hat sowie an Henk-Jan Smilde, der die ZigZags fabrizierte.

Ein ganz herzliches Danke geht auch an unser Sekretariat, ohne dessen Unterstützung ich mehr als einmal im administrativen Dschungel der Uni verloren gegangen wäre. Auch die auflockernden Gespräche zwischendurch sind unvergesslich, herzlichen Dank an Marie-Luise Fenske und Marie-Annick Pacquier.

Vielen Dank auch an die mechanische Werkstatt des Lehrstuhls, vor allem an Karl-Heinz Freudenmann und Manfred Kleinmann, die meine Aufträge immer schnell und meist zuverlässig erledigten. Danke für das Verständnis, das sie einem unwissenden technischen Zeichner entgegen brachten.

Keine Ergebnisse erzielt hätte ich ohne Kühlmittel, deshalb ein großes Danke mit viel Lob für die Unkompliziertheit an Elmar Baur für die Versorgung mit Kryogenen sowie die Konstruktion einer unerreicht schnellen LN₂-Abfüllanlage. Weiter so!

Ganz wesentlich zum guten Arbeitsklima in der Gruppe beigetragen haben aber auch mein Zimmerkollege Timo Nachtrab, der immer für einen blöden Spruch gut war (allerdings besser beim Austeilen als beim Einstecken, da wäre etwas mehr Symmetrie manchmal angenehm) sowie die Sonne von nebenan, im bürgerlichen Leben auch Virginia Oehmichen genannt. Letzterer sei auch für ihr beispielhaftes Engagement für den Lehrstuhl als Ganzes und die netten Spieleabende und Parties im trauten Heim gedankt. Ich wünsche beiden viel Glück und Erfolg (auch beim Probenmachen) auf ihrem weiteren Weg.

Nicht vergessen möchte ich auch Dr. Boris Chesca, der ein sehr netter und hilfsbereiter Gesprächspartner war und so seinen Teil zum Arbeitsklima beigetragen hat. Vielen Dank.

Auch die (zwischendurch recht zahlreichen) Diplomanden haben wesentlich zu der netten und entspannten Atmosphäre am Lehrstuhl beigetragen, dafür vielen Dank.

Ohne einen guten Ausgleich im Privatleben ist ein Erfolg im Beruf bekanntlich nicht möglich. Für diesen Ausgleich hat meine Freundin Sonja Fesl in den letzten zwei Jahren sehr liebevoll gesorgt. Dafür bekommt sie ein besonders großes Dankeschön und ...(mehr wird hier nicht verraten)

Zu guter letzt (schon aus Traditionsgründen) möchte ich auch meinen Eltern Klaus und Hannelore Straub ganz herzlich danken. Sie haben mich immer vorbildlich unterstützt und waren in schwierigen Zeiten für mich da. Ohne sie wäre ich nie so weit gekommen, eine Diss zu schreiben. Vielen Dank nochmals für alles!

LEBENS LAUF

Persönliches

Rainer Straub
geboren am 16. März 1973 in Pforzheim
Eltern: Klaus und Hannelore Straub, geborene Ziegler
ledig; deutsche Staatsangehörigkeit



Ausbildung

Sept. 1979 - Juli 1983: Grundschule in Calw-Altburg
Sept. 1983 - Mai 1992: Gymnasium in Calw
(Reifezeugnis am 20. Mai 1992)
Okt. 1993- Aug. 1999: Studium der Physik an der
Eberhard-Karls-Universität in Tübingen
(Vordiplom am 26. September 1995)
Auslandsaufenthalt in Denver, USA akad. Jahr 1996/97
Diplomarbeit bei Prof. Dr. R.P. Hübener mit dem Thema
"Ortsaufgelöste Untersuchung von niederfrequenten
Rauschquellen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ dc SQUIDS mittels
Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie"
(Diplom am 03. Aug. 1999)
Aug. 1999- Juni 2003: Anfertigung der Dissertation am
Physikalischen Institut der Universität Tübingen
unter Anleitung von Prof. Dr. D. Kölle mit dem Thema
"Abbildung von Flussquanten in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ SQUIDS
und Josephsonströmen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Niob Kontakten

Sonstiges

Aug. 1992 - Okt. 1993: Zivildienst bei der Gustav Werner Stiftung in Reutlingen
März 1996: Aufnahme in die Studienstiftung des Deutschen Volkes
Jan. 2000 - Dez. 2002: Promotionsstipendat der Studienstiftung des Deutschen Volkes

Akademische Lehrer

M. Baake, A. Baumann, H.A. Clement, T. Doderer, H.-D. Ebert, A. Fäßler,
H. Fischer, F. Gönnewein, D. Grosser, T. Gutsche, J. Hagler, W.D. Hartmann,
R.P. Hübener, D. Kölle, R. Kleiner, B. Kümmerer, E. Lindner, O. Lutz,
G. Mertens, P.D. van der Merwe, H. Müther, H. Reinhard, R. Schief, N. Schopohl,
A. Schwenk, G. Staudt, G.J. Wagner, M. Wolff