



Institut für Schicht- und Ionentechnik

***Transport- und Rauscheigenschaften
supraleitender Quanteninterferometer
aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$***

Knut Barthel

***Transport- und Rauscheigenschaften
supraleitender Quanteninterferometer
aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$***

Knut Barthel

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3711
ISSN 0944-2952
Institut für Schicht- und Ionentechnik Jül-3711
D 38 (Diss. Uni Köln, 1999)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
☎ 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Transport and Noise Properties of Superconducting Quantum Interference Devices made from $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

The transport and noise properties of direct current Superconducting Quantum Interference Devices (dc SQUIDs) made from $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ have been studied. Since discrepancies between experimentally obtained values for signal and thermal noise compared to predictions obtained in numerical simulations are frequently observed, a detailed analysis of the parameter dependencies of the signal and noise of dc SQUIDs was carried out. Special attention was made to the regime of large thermal fluctuations where the origin of the discrepancies was suspected. Complementary, a recently developed analytical theory for dc SQUIDs operated in the presence of large thermal fluctuations was compared with both numerical simulation and experimental data. Surprisingly, a good agreement between theory and experiment was found in the limit of large thermal fluctuations. However, discrepancies were found to increase with increasing SQUID inductance. In order to compare theory and experiment, preparation of dc SQUIDs with well defined parameters is required. The according technology, i.e. patterning of pulsed laser deposited YBCO on bicrystalline substrates is briefly presented, along with a detailed study on adjustability of SQUID parameters. Special care was taken to measure the SQUID parameters as accurate as possible, the required measurement techniques being explained in detail. Several side aspects such as junction asymmetry, rf interference and low frequency noise are briefly examined. Furthermore, the effect of a damping resistance parallel to the SQUID inductance on the SQUID signal and noise has been studied. Finally, two examples of SQUID applications are presented.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	dc SQUID: Funktionsweise und wichtige Parameter	3
2.1.1	Das „Resistively and Capacitively Shunted Junction“-Modell	5
2.1.2	Das dc SQUID im RSJ-Modell	7
2.2	Transferfunktion und Rauschen: der Einfluß thermischer Fluktuationen	10
2.2.1	Numerische Simulationen	10
2.2.2	Analytische Theorie des dc SQUIDs mit thermischen Fluktuationen	13
2.2.3	Vergleich zwischen Simulation und analytischer Theorie	16
2.3	Das dc SQUID-Potential	17
3	Spezifische Eigenschaften von HTS SQUIDs	20
3.1	Eigenschaften von HTS-Filmen	20
3.2	Eigenschaften von HTS-Josephson-Kontakten	20
3.3	Niederfrequentes $1/f$ -Rauschen	23
3.3.1	I_0 -Fluktuationen der Josephson-Kontakte	23
3.3.2	Flußrauschen in HTS-Filmen	24
4	Präparation der Proben	26
4.1	Filmherstellung	28
4.2	Strukturierung	31
5	Charakterisierung	37
5.1	Transportmessungen	37
5.1.1	Parameter der Josephson-Kontakte I_0 , R , Γ	38
5.1.2	Parameter der SQUID-Schleife L , β_L	43
5.1.3	Messung der $I_C(B)$ -Muster	47
5.2	Rauschmessungen	48

6 Einstellen der SQUID-Parameter	51
7 Transferfunktion und thermisches Rauschen	59
7.1 Allgemeiner Vergleich zwischen Simulation und Experiment	60
7.1.1 Transferfunktion	61
7.1.2 Thermisches Rauschen	63
7.1.3 Einfluß des Trimmens	65
7.2 Abhängigkeit vom Rauschparameter Γ	67
7.2.1 Bestimmung der Parameter I_0 und Γ sowie des Arbeitspunktes	70
7.2.2 Transferfunktion	72
7.2.3 Flußrauschen	74
7.3 Abhängigkeit von L/L_{th}	78
8 Diskussion	82
8.1 Abweichungen intrinsischer Eigenschaften vom Idealverhalten	82
8.2 Externe Störeinflüsse	85
8.3 Messungen an einem dc SQUID auf einem YSZ-Bikristall	86
8.4 Resümee	88
9 Besondere Effekte an dc SQUIDs	91
9.1 Das Ratschen-SQUID	91
9.2 Das Shapiro-SQUID	94
10 SQUIDs mit resistiv kurzgeschlossener Induktivität	97
10.1 Präparation und Charakterisierung	98
10.2 Messungen bei verschiedenen Temperaturen	105
10.3 Rauscheigenschaften der SQUIDs mit resistiv kurzgeschlossener Induktivität . .	107
11 Niederfrequentes $1/f$-Rauschen	111
11.1 I_0 -Fluktuationen der Josephson-Kontakte	111
11.2 Durch Vortexbewegung im HTS-Film hervorgerufenes Flußrauschen	112

12 Anwendungen	116
12.1 Induktive Charakterisierung des 1/f-Rauschens von Filmen	116
12.2 Magnetometer für den Betrieb in starken Magnetfeldern	119
13 Zusammenfassung	125
Anhang	127
Literatur	129

1 Einleitung

Seit der Entdeckung der Hochtemperatur Supraleiter (High Transition Temperature Superconductor, HTS) durch Bednorz und Müller im Jahr 1986 [1] wurden enorme Forschungsaktivitäten im Bereich der Supraleitung entwickelt. Die Entdeckung von Materialien mit Sprungtemperaturen T_c über dem Siedepunkt des flüssigen Stickstoffs ($T = 77\text{K}$), wie z.B. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) [2], gaben Anlaß zu der Hoffnung, supraleitende Schaltungen ohne aufwendige Heliumkühlung betreiben zu können. Das grundlegende aktive Element supraleitender Elektronik, der Josephson-Kontakt [3, 4], konnte seither auf vielfältige Art und Weise aus dünnen HTS-Schichten realisiert werden. Ein großer Teil der heutigen Forschungsaktivität befaßt sich mit der Optimierung und Charakterisierung der verschiedenen Typen von Josephson-Kontakten auf der Basis von HTS. Eines der einfachsten aus Josephson-Kontakten hergestellten Bauelemente ist das supraleitende Quanteninterferometer (Superconducting QUantum Interference Device, SQUID). Ein SQUID besteht aus einem supraleitenden Ring, der von einem (rf SQUID¹) oder zwei (dc SQUID²) Josephson-Kontakten unterbrochen ist. Neben seiner Anwendung als Grundelement supraleitender Logik-Schaltungen (Single Flux Quantum Logic, SFQ) [5], erlaubt das Quanteninterferometer die höchst empfindliche Messung von magnetischem Fluß und anderen physikalischen Meßgrößen, die in magnetischen Fluß umgewandelt werden können. Heliumgekühlte dc SQUIDs stellen derzeit die am weitesten verbreiteten, bei $T = 4,2\text{K}$ betriebenen supraleitenden Dünnschicht-Bauelemente dar. In bezug auf die Empfindlichkeit von HTS-SQUIDs und darauf basierenden Magnetometern wurden während der vergangenen zehn Jahre geradezu dramatische Fortschritte erzielt [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14]. Aufgrund der höheren Betriebstemperatur und der besonderen Eigenschaften der HTS lassen sich jedoch die mit Tieftemperatur Supraleitern (Low Temperature Superconductor, LTS) erreichten Leistungsdaten nicht ohne weiteres reproduzieren. Um die Empfindlichkeit der HTS-SQUIDs zu optimieren ist es notwendig, geeignete theoretische Modelle zu entwickeln, welche das SQUID-Signal und das SQUID-Rauschen richtig vorhersagen. Dazu wurden verschiedene Verfahren der numerischen Simulation [15, 16, 17] und in letzter Zeit auch analytische Modelle [18, 19] angewandt, die den Auswirkungen der höheren Betriebstemperatur (im wesentlichen also den höheren thermischen Fluktuationen) Rechnung tragen. Diese theoretischen Modelle werden im Kapitel 2 erörtert. Als Ergebnisse der Modellrechnungen ergeben sich Vorhersagen über die Empfindlichkeit der HTS-SQUIDs in Abhängigkeit der SQUID Parameter, woraus sich wiederum Technologie- und Entwurfskriterien für die Präparation ergeben. Es zeigt sich, daß für HTS-SQUIDs andere „optimale“ Parameter existieren, als für LTS-SQUIDs. Zudem ergeben sich aufgrund der strukturellen Besonderheiten der HTS-Materialien spezifische Eigenschaften der Filme und Josephson-Kontakte, die in Kapitel 3 dargelegt werden. So zeigen SQUIDs aus HTS unter anderem ein oft deutlich höheres niederfrequentes $1/f$ -Rauschen, als LTS-SQUIDs. Verantwortlich dafür ist unter anderem die Qualität der Supraleiter-Filme

¹rf: radio frequency

²dc: direct current

und der Josephson-Kontakte. Deren Herstellung wird im Kapitel 4 beschrieben. In Kapitel 5 werden die in dieser Arbeit verwendeten Meßmethoden erläutert, die zur Bestimmung der SQUID-Parameter sowie des Signals und Rauschens benötigt werden. Bei der Herstellung der Josephson-Kontakte ist es wünschenswert, die relevanten SQUID-Parameter wohldefiniert einstellen zu können. Die aus HTS hergestellten Josephson-Kontakte zeigen je nach verwendeter Technologie recht unterschiedliche Eigenschaften mit sehr unterschiedlicher Reproduzierbarkeit und Streuung der kritischen Parameter. Durch sogenanntes „Trimmen“ [8] der Josephson-Kontakte können die Kontakt-Parameter auch nach deren Herstellung variiert werden, um die gewünschten Werte zu erzielen. Da sich die wesentlichen Parameter aber nicht unabhängig voneinander einstellen lassen, sind die Möglichkeiten des „Trimmens“ recht eingeschränkt. In Kapitel 6 werden die in diesem Zusammenhang stehenden Problematiken diskutiert. Die Empfindlichkeit der Quanteninterferometer wird im wesentlichen vom thermischen Rauschen bestimmt. Selbst für „optimale“ SQUID-Parameter, so sie sich präparativ einstellen lassen, bestehen ungeklärte Diskrepanzen zwischen theoretischen Vorhersagen und experimentellen Meßwerten für das thermische Rauschen [20, 16]. Die Untersuchung dieser Diskrepanz bildet einen Schwerpunkt dieser Arbeit. Dabei wurde untersucht, ob und welche Zusammenhänge zwischen wichtigen SQUID-Parametern und den beobachteten Diskrepanzen bestehen. Eine besondere Rolle spielte dabei die Berücksichtigung starker thermischer Fluktuationen, in deren Anwesenheit ein HTS-dc SQUID üblicherweise betrieben wird. Dies wird in den Kapiteln 7 und 8 ausführlich abgehandelt. Bei den Untersuchungen zu Abweichungen vom Idealverhalten der dc SQUIDs wurden zwei besondere Effekte beobachtet. Einige SQUIDs zeigten ein zunächst unerklärtes Auftreten einer durch Fluß modulierbaren Spannung in Abwesenheit einer Gleichstrom-Speisung. Es zeigte sich, daß dieser Effekt auf Asymmetrie der Josephson-Kontakte und Wechselstrom-Speisung zurückgeführt werden konnte. Eine solche Konfiguration wurde als „Ratschen-SQUID“ [21] bezeichnet. Der Einfluß hochfrequenter Wechselströme kennzeichnet den zweiten besonderen Effekt, bei dem ein dc SQUID auf einer höheren Shapiro-Stufe betrieben wird (sogenanntes „Shapiro-SQUID“ [22]). Beide Formen werden in Kapitel 9 vorgestellt.

Es gibt vielfältige Ansätze und Vorschläge, um die noch mangelhafte Empfindlichkeit der HTS-SQUIDs zu steigern. Nach einer Idee von Enpuku [23] soll ein resistives Kurzschließen der SQUID-Induktivität letztlich zu einer höheren Empfindlichkeit führen. Die dazu durchgeführten Experimente und der Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen werden im Kapitel 10 vorgestellt. In Kapitel 11 wird kurz auf das niederfrequente $1/f$ -Rauschen eingegangen. Als Demonstration der Einsatzmöglichkeiten der hier präparierten HTS-SQUIDs werden im Abschnitt 12 zwei Anwendungsbeispiele gezeigt: zum einen handelt es sich dabei um ein Verfahren zur induktiven Charakterisierung des niederfrequenten $1/f$ -Rauschens von Dünnschichtsystemen, zum anderen um ein System zur zerstörungsfreien Materialprüfung.

2 Grundlagen

2.1 dc SQUID: Funktionsweise und wichtige Parameter

Ein dc SQUID [24] besteht aus einem supraleitenden Ring mit Induktivität L , der durch zwei Josephson-Kontakte unterbrochen ist. Die Funktionsweise eines SQUIDs beruht im wesentlichen auf zwei Eigenschaften, die sich aus der makroskopischen Quantenkohärenz des supraleitenden Zustands ergeben: der **Flußquantisierung** [25, 26] und dem **Josephson-Effekt** [3, 4]. Im folgenden Abschnitt 2.1.1 wird zunächst der Josephson-Kontakt im sogenannten „Resistively and Capacitively Shunted Junction“ (RCSJ) - Modell betrachtet. Im Abschnitt 2.1.2 wird dann die Dynamik des dc SQUIDs im Rahmen des RSJ-Modells erläutert.

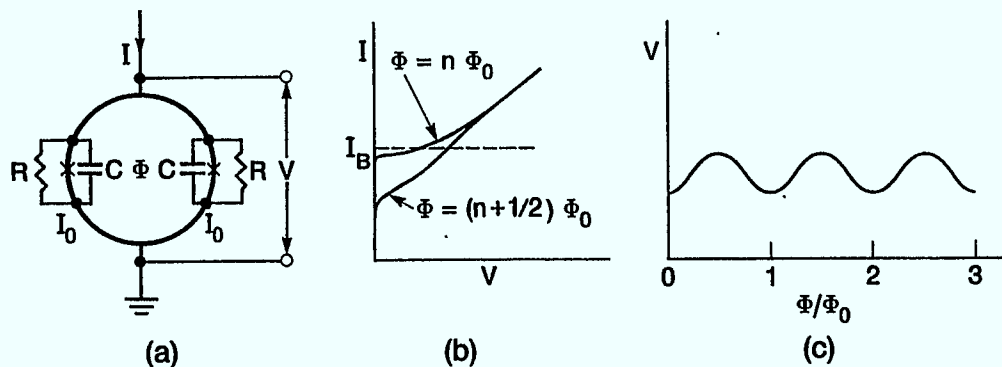


Abb. 2.1: Funktionsweise eines dc SQUIDs: (a) Ersatzschaltbild im RSJ-Modell. (b) Strom-Spannungskennlinien (IVCs) für externen Fluß, der einem ganz- bzw. halbzahligen Flußquant entspricht. Das SQUID wird üblicherweise mit konstantem Speisestrom I_b betrieben. (c) Fluß-Spannungs Kennlinie $V\Phi C$ für konstanten Speisestrom. Die Spannung über dem SQUID ist eine periodische Funktion des externen Flusses mit der Periode eines Flußquants. (Abbildung aus [16])

Wird das dc SQUID mit einem konstanten Speisestrom I_b („Bias-Strom“) betrieben, der über seinem kritischen Strom liegt, so fällt über die beiden parallel geschalteten Josephson-Kontakte eine Ausgangsspannung V ab. Die Spannung V ist eine periodische Funktion des den SQUID-Ring durchsetzenden, extern angelegten magnetischen Flusses Φ mit einer Periode von einem Flußquant $\Phi_0 = h/2e \approx 2,07 \times 10^{-15} \text{Vs}$ (siehe Abbildung 2.1). Das dc SQUID stellt also im wesentlichen einen Fluß-Spannungs-Konverter dar, der durch den Transferkoeffizienten $\partial V / \partial \Phi$ charakterisiert wird. Eine kleine Flußänderung $\delta \Phi$ erzeugt über dem SQUID eine Spannung $\delta V = \delta \Phi \cdot \partial V / \partial \Phi$. Um eine möglichst große Fluß-Spannungs-Konversion zu erhalten, wird das SQUID üblicherweise in einem Arbeitspunkt betrieben, bei dem Speisestrom I_b und externer Fluß Φ_x so eingestellt sind, daß gilt:

$$|\partial V / \partial \Phi|_{I_b, \Phi_x} \stackrel{!}{=} \max. \equiv V_{\Phi} \quad (2.1)$$

Dieser optimale Fluß-Spannungs-Konversionskoeffizient V_Φ wird auch als „Transferfunktion“ bezeichnet.

Die erreichbare Auflösung bei der Messung des magnetischen Flusses wird durch das intrinsische Flußrauschen S_Φ des SQUIDs bestimmt. Dieses setzt sich im allgemeinen aus zwei Teilen zusammen: Im Grenzfall hoher Frequenzen ist das Rauschen frequenzunabhängig, d.h. „weiß“. Dieser Teil des Rauschspektrums wird zumeist sehr gut durch das thermische Rauschen (Nyquist-Rauschen) der Normalwiderstände der Josephson-Kontakte beschrieben. Im Gegensatz zu LTS-SQUIDs werden HTS-SQUIDs bei wesentlich höheren Betriebstemperaturen – in der Regel bei $T = 77$ K – betrieben. In diesem Temperaturbereich spielen thermische Fluktuationen eine wesentliche Rolle. Dies führt zu einigen Einschränkungen im Hinblick auf die Wahl der SQUID-Parameter. Im Grenzfall starker thermischer Fluktuationen wird die Dynamik des dc SQUIDs von den Fluktuationen dominiert. Dies wird im Abschnitt 2.2 ausführlich dargestellt. Unterhalb einer gewissen Grenzfrequenz skaliert S_Φ typischerweise mit $1/f$. Bekannte Ursachen für das $1/f$ -Rauschen sind I_0 -Fluktuationen der Josephson-Kontakte und Bewegungen von Flußquanten im supraleitenden Film. Darauf wird im Abschnitt 3.3 näher eingegangen werden. Die verschiedenen Rauschmechanismen führen zu einer über dem SQUID abfallenden Rauschspannung mit einer spektralen Dichte $S_V(f)$. Diese steigt linear mit der Temperatur T an und hängt zudem von grundlegenden SQUID-Parametern wie L , I_0 und R ab. Im optimalen Arbeitspunkt ergibt sich aus dem Spannungsrauschen und der Transferfunktion das äquivalente Flußrauschen zu:

$$S_\Phi(f) \equiv S_V(f)/V_\Phi^2 \quad (2.2)$$

Diese Größe gibt an, welche Flußänderung mit dem SQUID gerade noch detektiert werden kann. Sie beträgt für HTS-dc SQUIDs typischerweise einige $10^{-11} \Phi_0^2/\text{Hz}$. Dem entspricht eine Rauschenergie pro Bandbreite $\epsilon(f)$ des SQUIDs, welche als Energieauflösung bezeichnet wird:

$$\epsilon(f) \equiv S_\Phi(f)/2L \quad (2.3)$$

Für praktische SQUIDs, z. B. für Magnetometer-Anwendungen, ist allerdings letztlich entscheidend, welche kleinste magnetische Flußdichte B gerade noch gemessen werden kann. Dies läßt sich wiederum in Form einer frequenzabhängigen Größe angeben, der Magnetfeldempfindlichkeit $S_B^{1/2}(f)$. Diese ergibt sich zu:

$$S_B^{1/2}(f) \equiv S_\Phi^{1/2}(f)/A_{\text{eff}} \quad (2.4)$$

Dabei ist A_{eff} die sogenannte „effektive Fläche“ des SQUIDs. Um eine maximale Feldempfindlichkeit zu erzielen, bedarf es demnach einer Minimierung des äquivalenten Flußrauschens

$S_\Phi(f)$ bei gleichzeitiger Maximierung der effektiven Fläche A_{eff} . Diese beiden Größen sind natürlich nicht unabhängig voneinander; insbesondere die SQUID-Induktivität hat entscheidende Auswirkungen auf beide Größen. In dieser Arbeit wurden jedoch ausschließlich Untersuchungen zum Rauschen der dc SQUIDs vorgenommen, die Optimierung der Feldempfindlichkeit für praktische Sensoren wurde an anderer Stelle bereits sehr ausführlich dargestellt [27, 16, 28, 29].

2.1.1 Das „Resistively and Capacitively Shunted Junction“-Modell

Ein Josephson-Kontakt besteht aus zwei supraleitenden Elektroden, die über ein sogenanntes „weak link“ (z. B. eine isolierende Tunnelbarriere) schwach gekoppelt sind. Cooper-Paare, die durch die schwache Koppelstelle tunneln, tragen einen Suprastrom $I = I_0 \sin \delta$. Dabei ist I_0 der kritische Strom des Josephson-Kontakts und δ die Phasendifferenz des Ordnungsparameters zwischen den beiden Elektroden. Die Josephson-Kopplungsenergie E_J zwischen den Elektroden beträgt $E_J \equiv I_0 \Phi_0 / 2\pi$. Bei Vernachlässigung der thermischen Fluktuationen ist die Spannung über dem Josephson-Kontakt $V = 0$ für $I < I_0$ und

$$V = \frac{\Phi_0}{2\pi} \cdot \dot{\delta} \quad (2.5)$$

für $I > I_0$. Die Dynamik des Josephson-Kontakts läßt sich für viele LTS-Josephson-Kontakte durch das „Resistively- and Capacitively Shunted Junction“ (RCSJ) Modell [30, 31] beschreiben. In diesem Modell wird das Josephson-Element durch eine Parallelschaltung eines Josephson-Kontakts mit einem Widerstand R und einer Kapazität C repräsentiert (Abbildung 2.2 c).

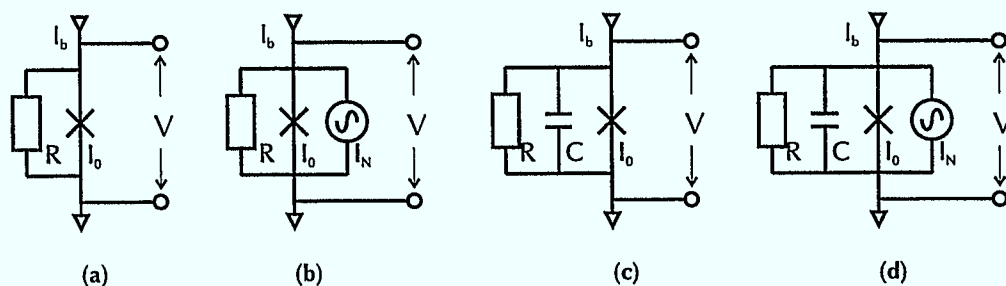


Abb. 2.2: Ersatzschaltbilder für den Josephson-Kontakt: (a) RSJ-Modell; (b) RSJ-Modell mit thermischem Rauschen; (c) RCSJ-Modell; (d) RCSJ-Modell mit thermischem Rauschen.

Aus diesem Ersatzschaltbild erhält man eine Differentialgleichung für die Phasendifferenz δ über dem Josephson-Kontakt:

$$\frac{\hbar C}{2e} \ddot{\delta} + \frac{\hbar}{2eR} \dot{\delta} + I_0 \sin \delta = I_b \quad (2.6)$$

In dimensionslosen Größen vereinfacht sich die Gleichung zu

$$\beta_C \frac{d^2 \delta}{d\tau^2} + \frac{d\delta}{d\tau} + \sin \delta = i \quad (2.7)$$

Dabei ist $\tau \equiv \Phi_0 / 2\pi I_0 R$ die dimensionslose Zeit, $\beta_C \equiv 2\pi I_0 R^2 C / \Phi_0$ der Mc Cumber-Parameter und $i \equiv I_b / I_0$ der auf I_0 normierte Speisestrom. Mit Hilfe der Relation (2.5) lassen sich daraus die Strom-Spannungs-Kennlinien ($I - V$ -Curve, IVC) des Kontaktes berechnen. Es zeigt sich, daß dem Mc Cumber-Parameter β_C eine besondere Bedeutung zukommt: im rauschfreien Fall ($T = 0\text{K}$) zeigen Josephson-Kontakte mit großem $\beta_C > 1$ eine Hysterese in der Strom-Spannungs-Charakteristik. Man spricht von „schwach gedämpften“ Kontakten. Insbesondere LTS-Tunnelkontakte zeigen eine starke Hysterese. Da dies für die meisten Anwendungen störend ist, werden LTS-Josephson-Kontakte üblicherweise mit einem Widerstand („Shunt“) kurzgeschlossen. Der Kontakt wird „gedämpft“.

Die meisten Josephson-Kontakte aus HTS stellen nicht-hysteretische Josephson-Kontakte dar. Zum einen wird die Hysterese durch thermisches Rauschen unterdrückt, zum anderen sind HTS-Josephson-Kontakte intrinsisch kurzgeschlossen. Für viele HTS-Josephson-Kontakte gilt daher $\beta_C \ll 1$. Für solche Kontakte reduziert sich das RCSJ Modell auf das „Resistively Shunted Junction“ (RSJ) Modell, bei dem die Kapazität aus dem Ersatzschaltbild vernachlässigt wird (Abbildung 2.2 a). Die Gleichung (2.7) vereinfacht sich weiter zu

$$\frac{d\delta}{d\tau} + \sin \delta = i \quad (2.8)$$

Das thermische Rauschen der Josephson-Kontakte wird im Ersatzschaltbild durch eine parallele (Nyquist-) Rauschstromquelle repräsentiert (Abbildung 2.2 b,d). Die spektrale Dichte des thermischen Stromrauschens I_N beträgt $S_{I_N}(f) = 4k_B T / R$. In normierten Größen $i_n \equiv I_N / I_0$ ergibt sich als Bewegungsgleichung analog zu (2.7)

$$\beta_C \frac{d^2 \delta}{d\tau^2} + \frac{d\delta}{d\tau} + \sin \delta = i - i_n \quad (2.9)$$

beziehungsweise für $\beta_C \rightarrow 0$ aus (2.8)

$$\frac{d\delta}{d\tau} + \sin \delta = i - i_n \quad (2.10)$$

Um das thermische Rauschen der Josephson-Kontakte zu charakterisieren, ist es sinnvoll, einen Rauschparameter Γ einzuführen. Er ist definiert als Quotient aus thermischer Energie und Josephson-Kopplungsenergie:

$$\Gamma \equiv \frac{k_B T}{I_0 \hbar / 2e} = \frac{2\pi k_B T}{I_0 \Phi_0} \quad (2.11)$$

Die Rauschstromquelle im Ersatzschaltbild erzeugt somit ein Stromrauschen, dessen Amplitudenquadrat $\langle i_n^2 \rangle = 2\Gamma/\tau$ entspricht, wobei jedoch der zeitliche Mittelwert $\langle i_n \rangle = 0$ verschwindet. In dimensionslosen Größen ergibt sich somit für die spektrale Dichte des Stromrauschens $s_{i_n}(f) = 4\Gamma$ [32].

Die Auswirkungen des thermischen Rauschens bestehen in einer Verrundung der IVC. So kann der Josephson-Kontakt bereits bei Speiseströmen $I_b < I_0$ durch zusätzliche thermische Ströme in den spannungsbehafteten Zustand gelangen. Eine quantitative Analyse der Rauschverrundung wurde von Ambegaokar und Halperin im Jahre 1969 durchgeführt [33]. Dabei wurden die Bewegungsgleichungen 2.10 beziehungsweise 2.9 als Bewegung eines Teilchens in einem Potential interpretiert. Das thermische Rauschen entspricht in dieser Analogie einer Brown'schen Molekularbewegung. Die Dynamik des Josephson-Kontakts läßt sich somit aus der Lösung der Smoluchowski-Gleichung für die Brown'sche Bewegung im entsprechenden Potential berechnen. Es zeigte sich, daß das Verhalten des Josephson-Kontakts mit endlichem β_C , welches in der Analogie die Rolle einer Masse spielt, in Anwesenheit thermischer Fluktuationen äußerst komplex wird. Für den Grenzfall $\beta_C \rightarrow 0$ lassen sich die Kennlinien durch Lösen der zugehörigen Smoluchowski-Gleichung jedoch recht leicht mittels einer Rekursionsformel berechnen. Ein darauf basierendes Fit-Programm wurde standardmäßig benutzt, um aus experimentellen IVCs die Kontakt-Parameter I_0 , R und Γ zu bestimmen [34].

2.1.2 Das dc SQUID im RSJ-Modell

Zur Optimierung der SQUID-Empfindlichkeit möchte man Vorhersagen über das thermische Rauschen und der eng damit verknüpften Transferfunktion in Abhängigkeit der SQUID-Parameter machen können. Dazu bedient man sich des RCSJ-Modells für das dc SQUID, in dem zwei RCSJ-artige Josephson-Kontakte über die Induktivität L zu einer SQUID-Schleife parallelgeschaltet sind. Analog zum Einzelkontakt führt man zur Berücksichtigung des thermischen Rauschens zwei unabhängige (Nyquist-) Rauschstromquellen mit einer spektralen Leistungsdichte $S_I = 4k_B T/R$ ein, die jeweils parallel zu den beiden Josephson-Kontakten geschaltet sind. Aus dem so gewonnenen Ersatzschaltbild (Abbildung 2.3) erhält man ein System gekoppelter Differentialgleichungen vom Langevin-Typ für die Phasendifferenzen über den beiden Josephson-Kontakten.

$$\frac{\hbar C}{2e} \ddot{\delta}_1 + \frac{\hbar}{2eR} \dot{\delta}_1 + I_0 \sin \delta_1 + I_{N1} = \frac{I}{2} - J \quad (2.12)$$

$$\frac{\hbar C}{2e} \ddot{\delta}_2 + \frac{\hbar}{2eR} \dot{\delta}_2 + I_0 \sin \delta_2 + I_{N2} = \frac{I}{2} + J \quad (2.12')$$

$$\delta_1 - \delta_2 = \frac{2\pi}{\Phi_0} (\Phi_x + LJ) \quad (2.13)$$

Analog zu 2.5 ergibt sich die Spannung über dem SQUID aus der Relation:

$$\dot{\delta}_1 + \dot{\delta}_2 = \frac{4eV}{\hbar} \quad (2.14)$$

Anhand dieser Gleichung lassen sich sowohl die Strom-Spannungs-Charakteristiken als auch das Rauschverhalten der dc SQUIDs in Abhängigkeit der SQUID-Parameter studieren. Üblicherweise werden dazu numerische Integrationsverfahren verwendet, welche im folgenden Abschnitt näher beschrieben werden.

Wie bei den Bewegungsgleichungen für den Einzelkontakt lassen sich die Gleichungen (2.12) in dimensionsloser Form angeben.

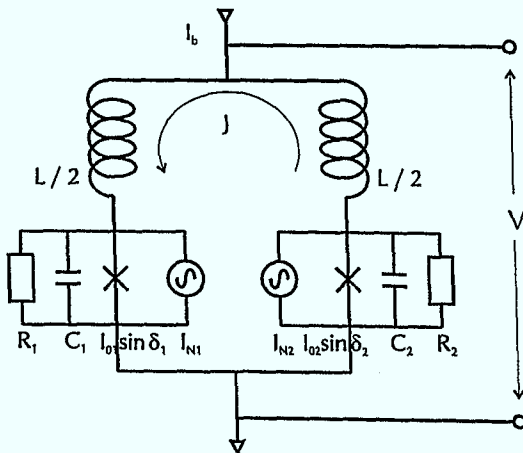


Abb. 2.3: Ersatzschaltbild eines dc SQUID im RCSJ-Modell mit Rauschen. Daraus ergeben sich die Differentialgleichungen für die Phasendifferenzen δ_1 und δ_2 , aus denen die SQUID-Spannung numerisch bestimmt werden kann.

$$\beta_C \ddot{\delta}_1 + \dot{\delta}_1 + \sin \delta_1 + i_{n1} = \frac{i}{2} - j \quad (2.15)$$

$$\beta_C \ddot{\delta}_2 + \dot{\delta}_2 + \sin \delta_2 + i_{n2} = \frac{i}{2} + j \quad (2.15')$$

$$\frac{\delta_1 - \delta_2 - 2\phi_x}{\pi\beta_L} = j \quad (2.16)$$

Die Spannung ergibt sich zu:

$$\frac{\dot{\delta}_1 + \dot{\delta}_2}{2} = v \quad (2.17)$$

Dabei verstehen sich die Ableitungen nach der dimensionslosen Zeit τ ($\dot{\delta}_1 \equiv d\delta_1/d\tau$ etc.). Die Ströme sind auf I_0 normiert: $i = I_b/I_0$, $i_{n1} = I_{N1}/I_0$, $i_{n2} = I_{N2}/I_0$ und $j = J/I_0$, die Spannung v auf $I_0 R$: $v = V/I_0 R$ und der externe Fluß auf Φ_0 : $\phi_x \equiv \pi\Phi_x/\Phi_0$.

Besonders anschaulich werden die Gleichungen nach einer Koordinatentransformation $\phi \equiv (\delta_1 - \delta_2)/2$, $\varphi \equiv (\delta_1 + \delta_2)/2$.

Im Grenzfall $\beta_C \rightarrow 0$ ergeben sich damit

$$\dot{\phi} = -\frac{2(\phi - \phi_x)}{\pi\beta_L} - \cos \varphi \sin \phi - i_{n-} \quad (2.18)$$

$$\dot{\varphi} = \frac{i}{2} - \sin \varphi \cos \phi - i_{n+} \quad (2.18')$$

Dabei sind $i_{n\pm} \equiv (i_{n1} \pm i_{n2})/2$ die gleich- bzw. gegenphasigen Rauschströme. In der ersten Gleichung wurde der Kreisstrom $j = 2(\phi - \phi_x)/\pi\beta_L$ benutzt. In diesen Koordinaten beschreibt die erste Gleichung die Dynamik des Flußzustandes $\phi = \pi\Phi/\Phi_0$, während sich aus der zweiten Gleichung über die Relation $v = \dot{\varphi}$ die SQUID-Spannung in Abhängigkeit vom Speisestrom i und dem Flußzustand $\cos \phi$ ergibt.

Auf der Basis dieser Form der Langevin-Gleichungen entwickelte Chesca den analytischen Lösungsansatz, indem er die zu (2.18) äquivalente Fokker-Planck-Gleichung untersuchte [18, 19]. Dies wird im Abschnitt 2.2.2 erläutert.

Die Dynamik des dc SQUIDs kann auch analog zu einer Bewegung eines punktförmigen Teilchens in einem Potential $U(\varphi, \phi)$ gesehen werden, aus dem die Langevin-Gleichungen als Bewegungsgleichungen (2.18) über die Relationen $\dot{\varphi} = -\partial U/\partial \varphi$ und $\dot{\phi} = -\partial U/\partial \phi$ abgeleitet werden. Dieses SQUID-Potential wird im Abschnitt 2.3 kurz diskutiert.

2.2 Transferfunktion und Rauschen: der Einfluß thermischer Fluktuationen

Auf der Grundlage des R(C)SJ-Modells wurden Vorhersagen für das Signal (Transferfunktion) und das (thermische) Rauschen von dc SQUIDs vorwiegend durch numerische Methoden gewonnen, welche im folgenden Abschnitt 2.2.1 erläutert werden. Insbesondere HTS-SQUIDs werden nahe am Grenzfall starker thermischer Fluktuationen betrieben. Dieser wird erreicht, wenn die thermische Energie $k_B T$ so groß wird, wie die Josephson-Kopplungsenergie E_J , d.h. wenn $\Gamma = k_B T / E_J \approx 1$ erreicht wird. Diese Bedingung ist äquivalent zu $I_0 \approx I_{th}$, wobei der thermische Rauschstrom durch $I_{th} \equiv 2\pi k_B T / \Phi_0$ gegeben ist. Bei $T = 77$ K gilt $I_{th} \approx 3,3 \mu A$. Es wird erwartet, daß ein dc SQUID mit $\Gamma \gtrsim 1$, d.h. für ein bei 77K betriebenes HTS-SQUID mit $I_0 \lesssim 3,3 \mu A$, nicht mehr vernünftig arbeiten kann, da die thermische Energie die Josephson-Kopplung im zeitlichen Mittel zerstört. Darüber hinaus existiert jedoch noch eine zweite Beschränkung für den Betrieb von SQUIDs bei hoher thermischer Energie: wird die thermische Energie größer als die im SQUID-Ring enthaltene magnetische Energie pro Flußquant, $\Phi_0^2 / 2L$, so wird die magnetische Kopplung zerstört. Daraus kann eine weitere Bedingung für das Erreichen des Grenzfalls hoher thermischer Fluktuationen abgeleitet werden: $L \approx L_{th} \equiv \Phi_0^2 / 4\pi k_B T$, bzw. $\Gamma \beta_L \equiv L / L_{th} \approx 1$. Bei $T = 77$ K ist $L_{th} \approx 320$ pH, bei $T = 4.2$ K etwa um das Zwanzigfache größer. Typische Induktivitäten von LTS-dc SQUIDs liegen in der Größenordnung von 100 pH; d.h. es gilt $L \ll L_{th}$. Werden hingegen HTS-SQUIDs mit derselben Induktivität (100 pH) bei 77 K betrieben, so liegen sie bereits sehr nahe an der Grenze zum Bereich starker thermischer Fluktuationen. Dies ist die Ursache für die experimentell beobachtete starke Unterdrückung der Transferfunktion bei $T = 77$ K und großen Werten für L .

Chescas neue analytische Theorie für dc SQUIDs [18, 19] beruht auf einem statistischen Ansatz, der auch starke Fluktuationen auf natürliche Weise implementiert. Dies ist in Abschnitt 2.2.2 näher dargelegt.

2.2.1 Numerische Simulationen

Eine wichtige Grundlage für die Optimierung von dc SQUIDs bilden die Ergebnisse der von Tesche und Clarke [35] bereits in den siebziger Jahren durchgeführten numerischen Simulationsrechnungen zur theoretischen Beschreibung des thermischen Rauschens in dc SQUIDs. Die numerische Integration der Gleichungen (2.12) für typische Parameter von LTS-dc SQUIDs zeigten, daß das Rauschen minimal und damit die Energieauflösung optimal wird, wenn für den Abschirmparameter $\beta_L = 2LI_0 / \Phi_0 \approx 1$ gilt. Für SQUIDs mit typischen Werten für den Rauschparameter $\Gamma = 0,05$ gilt dann $V_\Phi \approx R/L$, $S_V \approx 16k_B T R$ und $\epsilon \approx 9k_B T L / R \approx 9k_B T \Phi_0 / I_0 R$, in guter Übereinstimmung mit bei $T \approx 4,2$ K gewonnenen experimentellen Daten. Dies bedeutet also insbesondere, daß die Rauschleistung von dc SQUIDs linear mit T ansteigt und umgekehrt proportional zum $I_0 R$ -Produkt ist.

Die Ergebnisse dieser Simulationsrechnungen waren zunächst auch auf die Optimierung des

thermischen Rauschens von HTS-dc SQUIDs angewandt worden. Wie jedoch bereits im vorigen Abschnitt gezeigt wurde, muß dabei den Auswirkungen der starken thermischen Fluktuationen auf die Dynamik des dc SQUID Rechnung getragen werden. Die in [36] beschriebenen Ergebnisse von Messungen an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dc SQUIDs auf der Basis von Korngrenzenkontakten auf bikristallinen Substraten [37, 38] lieferten erstmals eine direkte experimentelle Evidenz dafür, daß die Ergebnisse der Rechnungen von Tesche und Clarke nicht einfach auf HTS-dc SQUIDs übertragbar sind, selbst wenn die Werte für den Rauschparameter Γ mit denen von LTS-SQUIDs vergleichbar sind. In [36] wurde insbesondere gezeigt, daß die Transferfunktion V_Φ mit steigender SQUID-Induktivität deutlich von der Skalierung $V_\Phi \propto R/L$ abweicht, und daß hohe L ($L \gtrsim 50$ pH) zu einer wesentlich stärkeren Verringerung der Transferfunktion führen.

Die im folgenden von verschiedenen Gruppen durchgeführten numerischen Simulationsrechnungen auf der Basis der gekoppelten Langevin-Gleichungen (2.12) für einen weiten Bereich von für HTS-dc SQUIDs typischen Parametern konnten den oben beschriebenen experimentellen Befund qualitativ bestätigen [39, 23, 17, 40, 41, 16]. Diese Rechnungen wurden für einen breiten Parameterbereich, bis hin zum Grenzfall großer thermischer Fluktuationen durchgeführt.

Zur Interpretation der numerisch gewonnenen Daten und um daraus Optimierungskriterien ableiten zu können, ist es wünschenswert, analytische Ausdrücke für die gewonnenen Resultate zu erhalten. Dies geschieht im allgemeinen durch Fitten der Simulationsdaten in Abhängigkeit der verwendeten SQUID-Parameter. Verschiedene Autoren haben hier unterschiedliche Ausdrücke gefunden, um die Simulationsergebnisse zusammenzufassen. In dieser Arbeit werden die Ergebnisse von Enpuku [17] und Kleiner [15, 16] zitiert³. Beiden ist gemeinsam, daß die Formeln für die Transferfunktion in zwei Funktionen faktorisiert werden konnten, wovon eine nur vom Parameter β_L und die andere nur vom Parameter L/L_{th} abhängt. Kleiner findet eine solche Faktorisierung auch für das thermische Rauschen, während Enpukus Formeln für S_Φ gemischte Terme in β_L und L/L_{th} enthalten.

$$v_\phi = f_v(\beta_L) \cdot g_v(L/L_{th}) \quad (2.19)$$

$$s_v = f_{s_v}(\beta_L) \cdot g_{s_v}(L/L_{th}) \quad (2.20)$$

$$s_\phi = f_{s_\phi}(\beta_L) \cdot g_{s_\phi}(L/L_{th}) \quad (2.21)$$

Die Simulationsrechnungen basieren dabei auf den dimensionslosen Langevin-Gleichungen. Daher werden als Ergebnisse Formeln für normierte Größen angegeben. Für einen Vergleich mit den experimentellen Daten müssen diese natürlich berücksichtigt werden. Die in dieser Arbeit verwendeten Normierungen entsprechen denen Kleiners [16]. Die normierten Größen werden im Gegensatz zu den dimensionsbehafteten Größen mit kleinen Buchstaben oder Symbolen angegeben. Die Normierungen für die Transferfunktion, das Spannungsrauschen und das Fluß-

³Die zugrundelegenden Simulationsergebnisse Kleiners [15] wurden nicht veröffentlicht, sie sind jedoch im Übersichtsartikel von Kölle *et al.* [16] wiedergegeben, welcher im folgenden stets zitiert wird.

rauschen werden an dieser Stelle kurz vorgestellt, eine vollständige Liste aller Größen und Definitionen befindet sich im Anhang.

$$v_\phi = V_\Phi \cdot \frac{\Phi_0}{I_0 R} \quad (2.22)$$

$$s_v = S_V \cdot \frac{2\pi}{I_0 R \Phi_0} \quad (2.23)$$

$$s_\phi = S_\Phi \cdot \frac{2\pi I_0 R}{\Phi_0^3} \quad (2.24)$$

Für den Parameterbereich $1/80 \lesssim \Gamma \lesssim 1$ und $0.2 \lesssim \beta_L \lesssim 4$) fand Kleiner folgende Faktorisierungen, mit denen er seine Simulationsergebnisse zusammenfassen konnte:

$$f_v(\beta_L) = 7,3 \beta_L^{0,15} \cdot \frac{1}{1 + \beta_L} \quad (2.25)$$

$$g_v(L/L_{th}) = [(80L/L_{th})^{0,4} + 0,35(4L/L_{th})^{2,5}]^{-1}$$

$$f_{s_v}(\beta_L) = 1,5 \beta_L^{-0,3} \quad (2.26)$$

$$g_{s_v}(L/L_{th}) = L/L_{th}^{0,2}$$

$$f_{s_\phi}(\beta_L) = \frac{1 + \beta_L}{40} \quad (2.27)$$

$$g_{s_\phi}(L/L_{th}) = 0,8 [80L/L_{th} + (1 + 4L/L_{th})^{4,1} - 1]$$

Enpuku *et al.* [17] erhielten demgegenüber folgenden Ausdruck für die Transferfunktion:

$$v_\phi = \frac{4}{1 + \beta_L} \exp(-2,75 \cdot L/L_{th}) \quad (2.28)$$

sowie für das Flußrauschen:

$$s_\phi = \frac{3\beta_L L/L_{th}}{8} \left[4 + \left(\frac{1 + \beta_L}{\beta_L} \right)^2 \exp(-5,5 \cdot L/L_{th}) \right] \quad (2.29)$$

Ein Vergleich zwischen den Ergebnissen von Enpuku und Kleiner zeigt eine gute Übereinstimmung für mittlere Werte von β_L und L/L_{th} ; zum Rand des Parameterbereichs liegen die von Enpuku vorhergesagten Werte für die Transferfunktion v_ϕ niedriger, als die von Kleiner.

In [36] wurde bereits festgehalten, daß sämtliche dort beschriebenen SQUIDs nicht nur ein zu niedriges V_{Φ} sondern auch ein im Vergleich zu den Vorhersagen in [35] zu hohes weißes Spannungsrauschen S_V aufweisen. Diese Aussage bleibt auch im Vergleich mit den hier dargestellten Vorhersagen der numerischen Simulationsrechnungen gültig. Wie aus [16] ersichtlich ist, wird diese Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment für praktisch alle in der Literatur veröffentlichten Daten beobachtet (vergleiche Abbildung 7.1 auf Seite 59). Die Tatsache, daß die Ursachen dieser Diskrepanz bis heute noch ungeklärt sind, stellte eine wesentliche Motivation für die in dieser Arbeit angestellten systematischen Untersuchungen zum thermischen Rauschen dar, die in Kapitel 7 beschrieben werden.

2.2.2 Analytische Theorie des dc SQUIDs mit thermischen Fluktuationen

Es wurde vermutet, daß diese Diskrepanz zwischen den experimentell bestimmten Werten für das thermische Rauschen und den Vorhersagen aus den Simulationsrechnungen auf die Ungenauigkeit der numerischen Implementierung des Langevin-Formalismus im Grenzfall hoher thermischer Fluktuationen zurückzuführen sei [19, 42]. Aus diesem Grund war es von Interesse, einen alternativen analytischen Ansatz zur Lösung der dc SQUID-Gleichungen unter dem Einfluß thermischer Fluktuationen zu betrachten. Ein solcher Ansatz wurde vor kurzem von B. Chesca entwickelt [18, 19]. Dieser Ansatz beruht auf der Äquivalenz der gekoppelten Langevin-Gleichungen (2.18) mit einer zweidimensionalen Fokker-Planck-Gleichung für die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (Probability Density Distribution, PDD) $\lambda(t, \phi, \varphi)$, das dc SQUID zur Zeit t im Zustand (ϕ, φ) zu finden:

$$\begin{aligned} \frac{L}{2R} \frac{\partial}{\partial t} \lambda + \frac{\pi \beta i}{4} \frac{\partial}{\partial \varphi} \lambda - \frac{\partial}{\partial \phi} [(\phi - \phi_x) \lambda] - \alpha \left(\frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) \lambda \\ = \frac{\pi \beta}{2} \left[\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \phi} (\lambda \sin \phi) + \cos \phi \frac{\partial}{\partial \varphi} (\lambda \sin \varphi) \right] \end{aligned} \quad (2.30)$$

mit $\alpha = L/4L_F$. $L_F = (\Phi_0/2\pi)^2/k_B T$ ist die „Fluktuations-Grenzinduktivität“⁴.

Dieses neue Konzept, die Dynamik des dc SQUID in Form einer PDD zu betrachten führt zu sehr anschaulichen Einsichten in die Funktionsweise eines dc SQUIDs in Anwesenheit starker thermischer Fluktuationen. Daher werden an dieser Stelle die Ergebnisse von [18, 19] etwas ausführlicher zitiert.

Aus dem PDD Konzept wird ersichtlich, daß in Anwesenheit thermischer Fluktuationen der Fluß im SQUID ϕ keinen scharfen Wert besitzt, selbst wenn der extern angelegte Fluß ϕ_x einen festen Wert besitzt. Vielmehr muß ϕ als eine probabilistische Variable angesehen werden, deren PDD die Form einer Gauß-Funktion hat. In Abwesenheit thermischer Fluktuationen wird diese

⁴Chesca verwendet die Normierung L/L_F anstelle der in [16] benutzten Normierung L/L_{th} . Es gilt $L_F \equiv L_{th}/\pi$. In dieser Arbeit wird jedoch durchgängig L/L_{th} verwendet.

zu einer Dirac-Funktion mit $\phi = \phi_x$. Mit zunehmenden thermischen Fluktuationen „verläuft“ die PDD: die Dispersion nimmt mit der normierten Induktivität L/L_{th} zu. Das bedeutet, daß es bei festem externen Fluß ϕ_x eine mit L/L_{th} ansteigende Wahrscheinlichkeit gibt, das SQUID in einem Zustand $\lambda(\phi, \varphi)$ zu finden, der zu einem Fluß im SQUID $\phi \neq \phi_x$ gehört: die Flußquantisierung erfährt eine statistische Unschärfe.

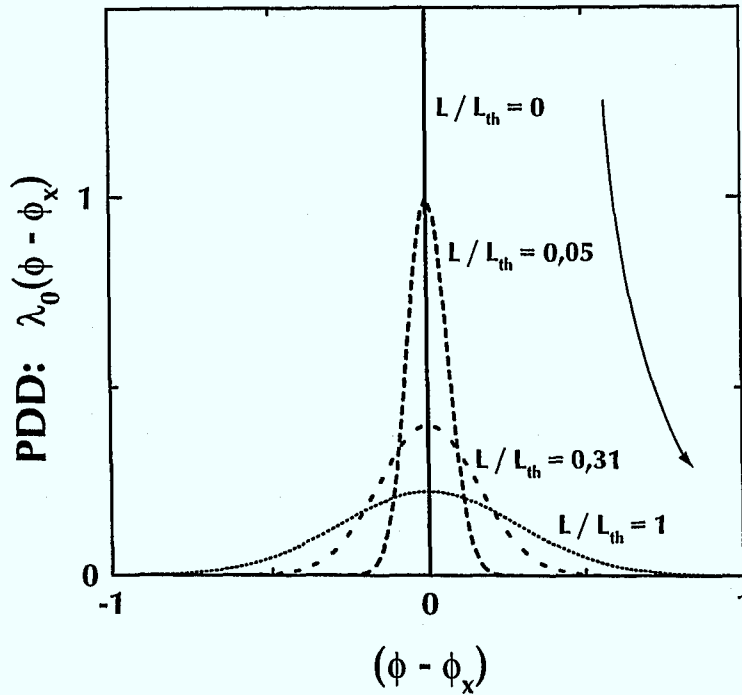


Abb. 2.4: Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung aufgetragen gegen die Differenz zwischen Fluß im SQUID und externem Fluß.

Zum Studieren der physikalisch relevanten Größen des dc SQUID werden aus der Fokker-Planck-Gleichung die statistischen Mittelwerte der Momente der PDD bestimmt. So gewinnt man den mittleren normierten Ringstrom⁵ $\langle \bar{j} \rangle = \langle \bar{J} \rangle / I_0$ und die mittlere normierte Spannung $\langle \bar{v} \rangle = \langle \bar{V} \rangle / I_0 R$:

$$\langle \bar{j} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \bar{j} \lambda(t, \phi, \varphi) d\varphi d\phi \quad (2.31)$$

$$\langle \bar{v} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \bar{v} \lambda(t, \phi, \varphi) d\varphi d\phi \quad (2.32)$$

Chesca fand für den Grenzfall $L/L_F \equiv \pi L/L_{th} < \Gamma$ (also $\beta_L < 1/\pi$) Lösungen für diese Integrale:

⁵ $\langle x \rangle$ bezieht sich auf das statistische Mittel, $\bar{x}$ auf das zeitliche Mittel der Variablen

$$\langle \bar{j} \rangle = \frac{\alpha}{2\Gamma} S_1 \sin 2\phi_x \quad (2.33)$$

$$\langle \bar{v} \rangle = \frac{i}{2} \left\{ 1 - \frac{e^{-\alpha} (\alpha/\Gamma)^2}{\alpha^2 + (i\alpha/\Gamma)^2} \left[(e^{-\alpha} + S_-) \cos 2\phi_x + (e^{\alpha} - S_+) \right] \right\} \quad (2.34)$$

dabei sind S_1 , S_- und S_+ Funktionen von α , Γ und i .

Betrachtet man den Kreisstrom $\langle \bar{j} \rangle$ im SQUID in Abhängigkeit vom externen Fluß ϕ_x sowie die Spannung über dem SQUID $\langle \bar{v} \rangle$ in Abhängigkeit vom Speisestrom i , so lassen sich zwei grundlegende Auswirkungen der thermischen Fluktuationen erkennen:

- Mit zunehmender Induktivität L/L_{th} wird der Kreisstrom im SQUID-Ring unterdrückt. Dies ist ein makroskopischer statistischer Effekt, der durch starke thermische Fluktuationen hervorgerufen wird, welche das Abschirmvermögen des SQUIDs reduzieren.
- Mit zunehmendem Rauschparameter Γ wird die Nichtlinearität der Strom-Spannungskennlinie unterdrückt.

Das bedeutet: L/L_{th} bestimmt die Effektivität der Flußquantisierung, während Γ ein Maß für die Stärke der Josephson-Kopplung ist.

Aus dem analytischen Ausdruck (2.33) für die SQUID-Spannung $\langle \bar{v} \rangle$ lassen sich sämtliche Kennlinien in Abhängigkeit von den SQUID-Parametern Γ und L/L_{th} studieren. Insbesondere läßt sich aber auch die Transferfunktion einfach berechnen. Der dazu erforderliche Arbeitspunkt hinsichtlich Speisestrom $i_{opt} \equiv I_{b,opt.}/I_0$ ergibt sich zu:

$$i_{opt} = \Gamma \quad \text{für } \Gamma > 1 \quad (2.35)$$

Dies bedeutet, daß mit zunehmendem Gamma der optimale Speisestrom in Einheiten von I_0 steigt⁶. In diesem Arbeitspunkt erhält man für die Transferfunktion:

$$v_{\phi} = \frac{\pi e^{-\alpha}}{2\Gamma} (e^{-\alpha} + S_-) \quad (2.36)$$

Die analytische Theorie liefert jedoch keine Formeln zur Vorhersage des Flußrauschens der dc SQUIDs, da die erforderlichen Berechnungen der analytischen Lösungen zu komplex sind. Um dennoch eine Aussage machen zu können verwendete Chesca eine Formel zur Berechnung der Energieauflösung von Ryhänen et al. [43]:

⁶Dies gilt wohlgermerkt nur im Grenzfall großer thermischer Fluktuationen. Im Regime kleiner thermischer Fluktuationen $\Gamma \lesssim 1$ beobachtet man üblicherweise $i_{opt} \approx const. \approx 2$

$$\epsilon = \frac{k_B T L}{R} + \frac{2k_B T R_{dyn}}{L V_{\Phi}^2} \quad (2.37)$$

Dabei ist R_{dyn} der dynamische Widerstand $\partial V / \partial I$, der ebenfalls aus Gleichung (2.33) ermittelt werden kann und im optimalen Arbeitspunkt $R_{dyn} = 3R/4$ beträgt. Unter der Bedingung $i = \Gamma$ kann somit die Energieauflösung im Bereich großer thermischer Fluktuationen angegeben werden:

$$\epsilon = \frac{k_B T L_{th} / \pi}{R} \cdot 4\alpha \left\{ 1 + \frac{3\Gamma^4 e^{-2\alpha}}{2\alpha^2 [e^{-\alpha} + S_-(\alpha)]^2} \right\} \quad (2.38)$$

Wiederum ist der Gültigkeitsbereich $\Gamma > 4\alpha$ zu beachten. Eine interessante Charakteristik, die sich aus Gleichung (2.38) ergibt, ist die Γ^4 -Abhängigkeit der Energieauflösung. Diese steht in scheinbar krassem Widerspruch zu den Ergebnissen der Simulationsrechnungen, die, allerdings für den Fall kleiner thermischer Fluktuationen, ein nur schwaches Ansteigen von ϵ mit Γ vorhersagen.

Um die Abhängigkeit der Energieauflösung von den natürlichen SQUID-Parametern zu studieren, lassen sich die Meßwerte auf den Normalwiderstand normiert als ϵR in Einheiten $[k_B T L_{th} / \pi] \approx 10^{-31}$ J/Hz bei $T = 77$ K mit Gleichung (2.38) vergleichen.

2.2.3 Vergleich zwischen Simulation und analytischer Theorie

Der Nachteil der von Chesca vorgestellten Theorie lag darin, daß sie nur für einen bis dahin wenig untersuchten Grenzfall der SQUID-Parameter gültig war. Dies wird insbesondere deutlich an der Forderung $\beta_L \leq 1/\pi$, wenn man bedenkt, daß eines der größten Probleme bei der Optimierung der HTS-dc SQUIDS bislang ein regelmäßig zu großes $\beta_L \gg 1$ darstellte. Die vorhandenen Simulationsrechnungen betrachteten bis dato auch eher den für Anwendungen relevanteren Fall größerer β_L und kleinerer Γ . Daher war der „Überlapp“ der beiden Theorien, d.h. der Parameterbereich, in dem beide gültig waren, außerordentlich gering, so daß kein direkter Vergleich möglich war. Angeregt durch die Entwicklung der analytischen Theorie und durch die ersten Meßergebnisse an SQUIDS mit kleinen Induktivitäten L/L_{th} und großem Rauschparameter Γ , welche in Abschnitt 7.2 beschrieben sind, wurden die Simulationsrechnungen Kleiners in den Parameterbereich großer thermischer Fluktuationen ausgeweitet. Damit wurde erstmals ein Vergleich zwischen analytischer und numerischer Vorhersage der Transferfunktion im Bereich $\Gamma > 1$ (bis zu $\Gamma \approx 4$) ermöglicht [20]. Als wesentliches Ergebnis ist festzuhalten, daß für große Werte von Γ ($\Gamma \gtrsim 1$) eine hervorragende Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der numerischen Simulationsrechnungen und den Vorhersagen der analytischen Theorie von

Chesca besteht. Dies bedeutet zwar, daß ein ursprünglich vermutetes Versagen der Methode der numerischen Simulation der dc SQUID-Dynamik unter dem Einfluß großer thermischer Fluktuationen wohl nicht als Erklärung für die oben erwähnte Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment in Frage kommt. Andererseits liefern die neuen Simulationsergebnisse eine eindrucksvolle Bestätigung für die Gültigkeit Chescas analytischer Theorie.

2.3 Das dc SQUID-Potential

Ähnlich wie für den Einzelkontakt, läßt sich auch die Dynamik eines dc SQUIDs durch die Analogie zu einer Bewegung eines punktförmigen Teilchens in einem Potential darstellen. Wie in Abschnitt 2.1.2 angedeutet wurde, lassen sich die Langevin-Gleichungen des dc SQUIDs (2.18) als Bewegungsgleichungen eines punktförmigen Teilchens in einem Potential interpretieren. Im Fall $\beta_c = 0$ entspricht die Bewegung der eines masselosen Teilchens. Unter Vernachlässigung des thermischen Rauschens erhält man als Potential

$$U(\phi, \varphi) = \frac{1}{\pi\beta_L}(\phi - \phi_x)^2 - \frac{i}{2} \cdot \varphi - \cos \varphi \cos \phi \quad (2.39)$$

Dieses zweidimensionale Potential hat die Gestalt eines parallel zur φ -Achse verlaufenden parabolischen Trogs, in dessen Boden sowohl in ϕ , als auch in φ -Richtung eine wellenförmige Struktur überlagert ist (siehe Abbildung 2.6). Durch Anlegen eines Speisestroms i wird das Potential entlang der φ -Achse verkippt. Das Erreichen des kritischen Stroms ist in diesem Bild dadurch gekennzeichnet, daß die Verkipfung die lokalen Maxima (oder Sattelpunkte) verschwinden läßt und das Teilchen in einer kaskadenartigen Bewegung von einem ehemaligen Minimum zum nächsten gelangen kann. Aus der Geschwindigkeit $\dot{\phi}$ ergibt sich die SQUID-Spannung. Anlegen eines externen Flusses ϕ_x führt zu einer Verschiebung der einhüllenden Parabel in ϕ -Richtung, wodurch die Lage der lokalen Minima und Sattelpunkte in der „Talsohle“ verschoben wird. Da damit auch die Höhe der lokalen Maxima verringert wird, können schon bei kleineren Verkipfungen (Speiseströmen) Bewegungen zu angrenzenden Potentialmulden (Spannungen) entstehen. Dieser Effekt ist für die Modulation der IVCs durch externen Fluß verantwortlich.

Die hier beschriebenen Überlegungen stellen keine neuen Erkenntnisse im Vergleich zu den vorangegangenen Abschnitten dar, wohl aber erlauben sie eine anschauliche Interpretation der SQUID-Dynamik. Darüber hinaus wird bei der Betrachtung asymmetrischer SQUIDs im Abschnitt 9.1 noch einmal auf die Potentialdarstellung zurückgegriffen, um den sogenannten „Ratschen-Effekt“ zu diskutieren.

Das thermische Rauschen des dc SQUIDs kann als Brown'sche Bewegung des Teilchens in einem solchen Potential aufgefaßt werden, deren Dynamik durch die im vorigen Abschnitt 2.2.2 betrachtete zweidimensionale Fokker-Planck-Gleichung (2.30) beschrieben wird. Um den Ein-

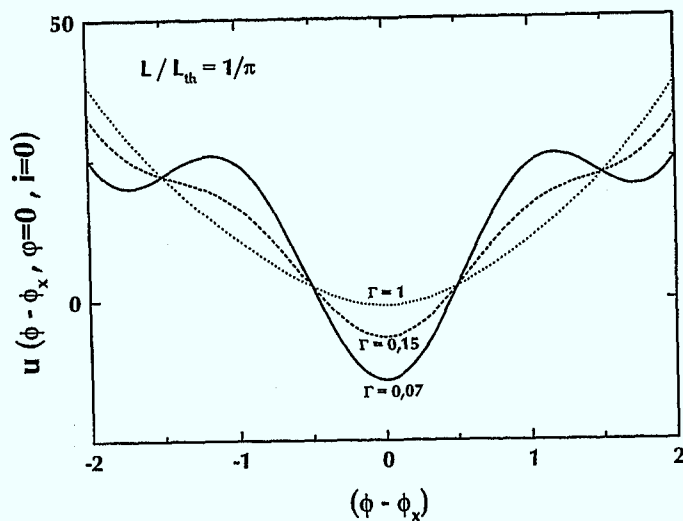


Abb. 2.5: Natürliches SQUID-Potential nach Chesca. Bei konstanter normierter Induktivität führt eine Zunahme von Γ zu einer Abflachung der lokalen Extrema im Potentialtrog.

fluß thermischen Rauschens zu veranschaulichen, benutzt Chesca das sogenannte „natürliche SQUID-Potential“ [19], indem er Gleichung (2.39) auf die thermischen Fluktuationen normiert:

$$u \equiv \frac{(\phi - \phi_x)^2}{L/L_{th}} - \frac{\varphi \cdot i/2 + \cos \varphi \cos \phi}{\Gamma} \quad (2.40)$$

In dieser Normierung sind die Auswirkungen von L/L_{th} und Γ auf das SQUID-Potential separiert: L/L_{th} wirkt nur auf den Term, der den externen Fluß ϕ_x beinhaltet, während Γ nur den Term mit dem Speisestrom i beeinflusst. Daher führt Chesca dafür die Bezeichnung der „natürlichen“ SQUID-Parameter L/L_{th} und Γ ein. Ein Anstieg des L/L_{th} bewirkt eine Abflachung der einhüllenden Parabel. Damit werden die Barrieren zwischen benachbarten Flußzuständen geringer und somit die Wahrscheinlichkeit erhöht, daß das SQUID in einen Flußzustand gelangen kann, der vom externen Fluß ϕ_x abweicht (vergleiche Abbildung 2.4). Die Erhöhung des Rauschparameters Γ indes führt zu einer Abflachung der lokalen Maxima (Sattelpunkte) im Potentialtrog (Abbildung 2.5). In der Interpretation der PDD erhöht sich damit die Wahrscheinlichkeit, daß das SQUID in einen benachbarten φ -Zustand gelangen kann. Dies bedeutet, daß schon bei Speiseströmen $I_b < I_C$ Spannungen auftreten können. Die daraus resultierende Verrundung der Kennlinie wurde bereits im Abschnitt 2.1.1 für den Einzelkontakt beschrieben. Die Verrundung der IVCs eines dc SQUIDs sind zwar qualitativ ähnlich der eines Einzelkontakts. Allerdings ergeben sich selbst für $\Phi_x = n \cdot \Phi_0$ Unterschiede. In der Analogie des im Potential bewegten Teilchens erklärt sich das wie folgt: dadurch, daß für die Bewegung des Teilchens im nunmehr zweidimensionalen Potential (gegenüber dem eindimensionalen Fall des Einzelkontakts) ein weiterer Freiheitsgrad (in ϕ -Richtung) existiert, treten unterhalb I_C bereits größere Spannungen auf, als beim Einzelkontakt [43]. Der dynamische Widerstand der IVC ist jedoch nahe I_C größer. Dies führt dazu, daß die zur Bestimmung des Rauschparameters Γ des SQUIDs durchgeführten Fits mit der Smoluchowski-Gleichung für den Einzelkontakt einen

systematischen Fehler aufweisen. Eine geeignete analytische Formel, mit der die Verrundung der SQUID-IVCs gefittet werden könnte, stand für diese Arbeit nicht zur Verfügung⁷.

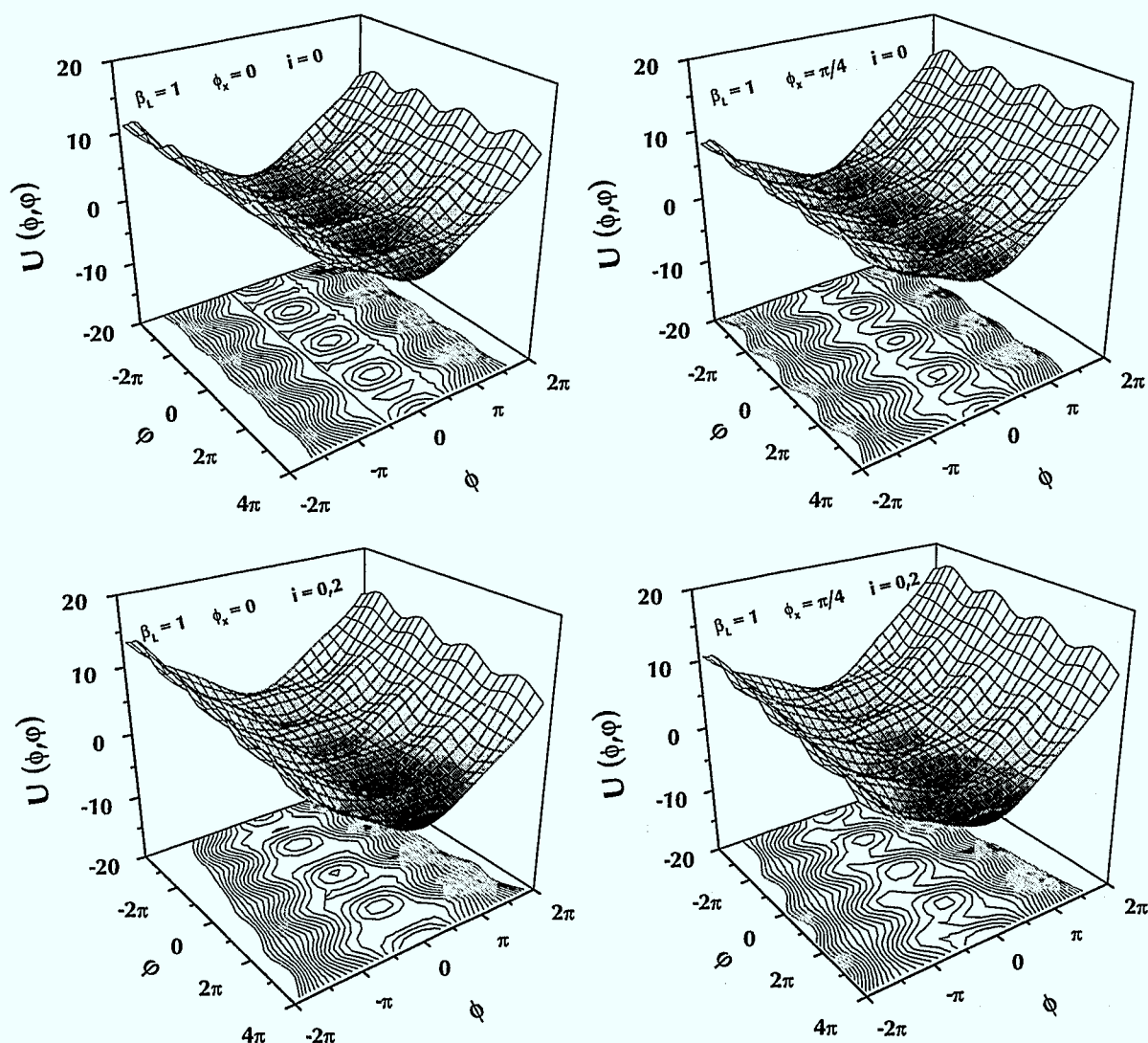


Abb. 2.6: SQUID-Potential für verschiedene Flußzustände und Speiseströme. Oben: ohne Speisestrom. Unten: mit Speisestrom. Links: ohne externen Fluß. Rechts: mit externem Fluß.

⁷Die Formeln Chescas für die Strom-Spannungs-Charakteristik gilt zum einen nur im Grenzfall großer thermischer Fluktuationen, der bei den meisten betrachteten Proben nicht vorlag, zum anderen wird auch der Verlauf der IVCs nicht quantitativ richtig beschrieben [44] - lediglich die Aussagen über den optimalen Arbeitspunkt und die Transferfunktion sind quantitativ exakt.

3 Spezifische Eigenschaften von HTS SQUIDS

Zusätzlich zu den Überlegungen des vorangegangenen Abschnitts, die im wesentlichen die Anwesenheit starker thermischer Fluktuationen einbezogen, zeigen sich einige Unterschiede zu LTS SQUIDS, die in der Natur der Hochtemperatur-Supraleiter begründet sind. Dabei sind sowohl die Eigenschaften der supraleitenden Filme, als auch die der Josephson-Kontakte betroffen.

3.1 Eigenschaften von HTS-Filmen

Im Gegensatz zu den metallischen Tieftemperatur-Supraleitern sind Hochtemperatur-Supraleiter keramische Kupferoxid-Verbindungen, deren supraleitende Eigenschaften wesentlich von der kristallographischen Struktur abhängen. Allen HTS-Materialien ist gemeinsam, daß sie eine starke Anisotropie der elektrischen Eigenschaften aufweisen, die mit den Kristallebenen zusammenfällt. Die kritischen Stromdichten sind dabei in den ab -Ebenen um Größenordnungen höher, als in Richtung der c -Achse. Schon daraus wird ersichtlich, daß die Präparation von supraleitenden Bauelementen in Dünnschichttechnologie nur auf Grundlage wohldefinierter, möglichst einkristalliner HTS-Filme möglich ist. Die meisten HTS-Dünnschichtbauelemente werden nach wie vor aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ hergestellt, welches mit der c -Achse senkrecht zum Substratmaterial epitaktisch aufgewachsen wird. Die dazu erforderliche Technologie ermöglicht es, hinreichende kritische Stromdichten von einigen 10^6 A/cm^2 bei $T = 77 \text{ K}$ in den ab -Ebenen zu erzielen.

3.2 Eigenschaften von HTS-Josephson-Kontakten

Die Anforderungen an eine Josephson-Kontakt-Technologie zur wohldefinierten Einstellung von Parametern konnten bei LTS-SQUIDS erfolgreich durch Tunnelkontakte in $\text{Nb} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Nb}$ Dreilagentechnik erfüllt werden. Eine vergleichbare Technologie ließ sich jedoch für HTS-SQUIDS bislang nicht realisieren. Zum einen kommen nur wenige Materialien zur Herstellung der Barriere in Frage, die nämlich ein epitaktisches Wachstum aller folgenden Schichten ermöglichen. Ein weiteres Problem ist die kleine Kohärenzlänge der HTS von typischerweise $\xi \approx 2 \text{ nm}$ in ab -Richtung und sogar nur $\xi \approx 0,2 \text{ nm}$ in c -Richtung. Dadurch hängen die Eigenschaften von HTS sehr stark von chemischen oder strukturellen Inhomogenitäten auf atomarer Längenskala ab. So kann insbesondere der Ordnungsparameter an einer Supraleiter-Isolator Grenzfläche stark unterdrückt werden, was sich in einer Reduktion des $I_0 R$ -Produkts auswirkt [45]. Dennoch gibt es zahlreiche Ansätze, HTS-Josephson-Kontakte mit künstlicher Barriere herzustellen. Sie beruhen zumeist darauf, zwei supraleitende Elektroden durch eine normalleitende oder isolierende Barriere an den ab -Grenzflächen zu koppeln. Solche Kontakte werden üblicherweise in Rampenkontakt-Geometrie realisiert [46, 47, 48, 49], auf die an dieser Stelle jedoch nicht näher eingegangen wird.

Eine andere Gattung von Kontakttypen macht sich gerade die Eigenschaft zunutze, daß in HTS-Materialien bereits Korngrenzen zu einer Unterdrückung des Ordnungsparameters führen [45]. Durch gezieltes Strukturieren mehr oder weniger wohldefinierter Korngrenzen in einkristallinen HTS-Filmen lassen sich auf diese Weise sogenannte Korngrenzen-Kontakte (Grain-Boundary Junctions, GBJ) herstellen, die zudem den Vorteil aufweisen, daß sie zumeist nur eine supraleitende Schicht zur Herstellung benötigen. Im wesentlichen haben sich zwei Arten von Korngrenzen-Kontakttypen etabliert: die Bikristall-Kontakte [50, 37, 51, 52, 53, 54] und die Stufenkontakte [55]. Im Rahmen der Arbeit wurden beide Kontakttypen untersucht, wobei jedoch letztlich nur die Ergebnisse an den Proben mit Bikristall-Kontakten Verwendung fanden.

Bei Bikristall-Kontakten wird die Korngrenze dadurch definiert, daß das Substrat aus zwei Einkristallhälften besteht, die um einen bestimmten Verkipfungswinkel der Kristallachsen zusammengefügt wurden. Beim epitaktischen Abscheiden des Supraleiters auf solch einem Substrat setzt sich die vorgegebene Korngrenze im HTS-Film fort. Bei c -Achsen orientierten Filmen entstehen dadurch [001] Kippkorngrenzen in den ab -Ebenen. Bikristall-Josephson-Kontakte zeigen bei Korngrenzenwinkeln von $15^\circ \lesssim \theta < 45^\circ$ im allgemeinen ein gutes RSJ-artiges Verhalten. Die kritische Stromdichte über der Korngrenze j_C zeigt eine exponentielle Abhängigkeit vom Verkipfungswinkel θ [54, 56]. Am weitesten verbreitet sind handelsübliche Substrate mit Korngrenzenwinkeln von 24° , bei denen kritische Stromdichten von $j_C \approx 10^4 \dots 10^5 \text{ A/cm}^2$ bei $T = 77 \text{ K}$ erreicht werden.

Bei Stufenkontakten wird vor dem Abscheiden des Supraleiters eine steile Stufe in das Substratmaterial geätzt. Der aufwachsende Film ändert an der Stufe seine Orientierung um 90° , so daß zwei Korngrenzen in Reihe entstehen. Es zeigte sich, daß dabei die untere Korngrenze wesentlich geringere kritische Stromdichten aufweist, als die obere und damit praktisch den Josephson-Kontakt definiert. Da die Eigenschaften der unteren Korngrenze stark von der Mikrostruktur der Substratstufe abhängen, zeigten sich bei Stufenkontakten üblicherweise deutlich größere Streuungen der Parameter, als bei Bikristall-Kontakten.

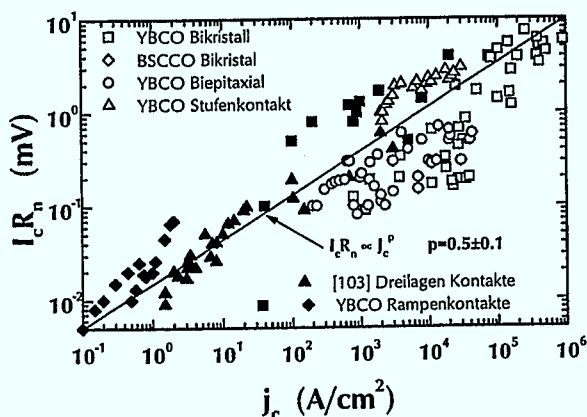


Abb. 3.1: Skalierungsverhalten verschiedener HTS-Josephson-Kontakte. Die $I_0 R$ -Produkte der Proben bei $T = 4,2 \text{ K}$ wurden gegen die kritische Stromdichte aufgetragen. Eine Gerade mit Steigung 0,5 ist zur Orientierung eingezeichnet (aus [48]).

Die Transport- und Rauschmechanismen der Korngrenzen-Kontakte sind nach wie vor noch

nicht vollständig aufgeklärt. Von den verschiedenen in der Literatur vorgeschlagenen Modellen wird an dieser Stelle das des intrinsisch kurzgeschlossenen Kontakts [54, 57, 58, 48] (Intrinsically Shunted Junction, ISJ) kurz beschrieben, da es für die vorliegende Arbeit von Bedeutung war. In diesem Modell wird die Korngrenze als dielektrische Barriere angenommen, die eine hohe Dichte lokalisierter Zustände enthält. Der größte Teil des Quasiteilchen-Stroms durch die Barriere erfolgt durch resonantes Tunneln an den lokalisierten Zuständen, die somit als intrinsischer resistiver Kurzschluß („Shunt“) wirken. Damit läßt sich das im Vergleich zur Energielücke kleine I_0R -Produkt sowie dessen Abhängigkeit von der kritischen Stromdichte j_C der Korngrenzenkontakte erklären. Ist die Dichte der lokalisierten Zustände konstant, so ergibt sich eine Relation zwischen dem I_0R -Produkt und der kritischen Stromdichte j_C , die ein charakteristisches Skalierungsverhalten $I_0R \propto j_C^{0,5}$ vorhersagt. Dem liegt folgende Überlegung zugrunde [54]: der Suprastrom über die Barriere, der von den Cooper-Paaren getragen wird, wird durch direktes Tunneln durch die Barriere bestimmt. Daraus ergibt sich

$$j_C \propto e^{-2\kappa d} \quad (3.1)$$

Dabei ist κ die Abklinglänge der Wellenfunktion des lokalisierten Zustands und d die Breite der Tunnelbarriere.

Der normalleitende Strom wird von den Quasiteilchen getragen, die hauptsächlich durch resonantes Tunneln durch die Barriere gelangen:

$$j_N \propto 1/\rho_N \propto e^{-\kappa d} \quad (3.2)$$

Daraus ergibt sich für das I_0R -Produkt:

$$I_0R = j_C \rho_N \propto 1/\rho_N \propto \sqrt{j_C} \quad (3.3)$$

Diese Relation konnte anhand zahlreicher in der Literatur veröffentlichter Daten tatsächlich beobachtet werden (siehe Abbildung 3.1). Es zeigte sich sogar, daß das Skalierungsverhalten für viele andere Kontakttypen beobachtet werden konnte, wenngleich hier eine gewisse Streuung vorlag. Im Rahmen des ISJ-Modells läßt sich das so interpretieren, daß die meisten betrachteten HTS-Josephson-Kontakte eine ähnliche Dichte der lokalisierten Zustände in der Barriere besitzen.

Eine für die Praxis relevante Eigenschaft der Korngrenzenkontakte ist die Tatsache, daß sich das I_0R -Produkt und die kritische Stromdichte j_C durch Tempern der Probe mit oder ohne Anwesenheit von Sauerstoff variieren läßt [59]. Dabei folgen die Daten im wesentlichen dem

genannten Skalierungsgesetz, was darauf hindeutet, daß der Sauerstoffgehalt einen Einfluß auf die Barrierenbreite hat. Dieser Effekt wurde ausgenutzt, um die Parameter der Josephson-Kontakte nach deren Herstellung noch einstellen zu können [8]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden ebenfalls einige Studien zum Einstellen der Kontakt-Parameter durch Tempern und den entsprechenden Skalierungsabhängigkeiten gemacht. Diese sind in Kapitel 6 dargelegt.

3.3 Niederfrequentes $1/f$ -Rauschen

Wie bereits eingangs erwähnt wurde (siehe Abschnitt 2.1.2), zeigen HTS-SQUIDS üblicherweise ein mitunter beträchtliches niederfrequentes Zusatzrauschen, dessen spektrale Dichte etwa mit $1/f$ skaliert. Als Ursachen dafür kommen im wesentlichen zwei Mechanismen in Frage [60]:

1. HTS-Josephson-Kontakte weisen in der Regel im Vergleich zu LTS-Josephson-Kontakten sehr hohe I_0 -Fluktuationen auf [58, 48], was im Rahmen des ISJ-Modells auf eine hohe Dichte von lokalisierten Zuständen in der Barriere hindeutet. Das daraus resultierende $1/f$ -Rauschen dominiert das Rauschspektrum von typischen HTS-dc SQUIDS bis zu $f \approx 1\text{--}10\text{kHz}$. Dieser Rauschbeitrag kann jedoch mit Hilfe geeigneter elektronischer Ausleseverfahren, des sogenannten „ac-bias“ oder auch „bias-reversal“, eliminiert, bzw. drastisch reduziert werden.
2. Thermisch aktivierte Bewegungen von Vortices im HTS-Film („Hopping“) führen ebenfalls zu einem Beitrag des $1/f$ -Rauschens. Dieser kann im Gegensatz zu dem durch I_0 -Fluktuationen hervorgerufenen $1/f$ -Rauschen nicht durch entsprechende Ausleseverfahren eliminiert werden [16].

In den folgenden Abschnitten wird kurz auf die beiden Mechanismen eingegangen.

3.3.1 I_0 -Fluktuationen der Josephson-Kontakte

Die Ursachen der I_0 -Fluktuationen können wiederum im ISJ-Modell der HTS-Kontakte erklärt werden. So können Ladungsträger an lokalisierten Zuständen in der Barriere eingefangen („trapped“) werden und mit einer gewissen Zeitkonstante wieder freigegeben werden. Dadurch wird für eine Dauer τ die Barrierenhöhe verändert, was sich in einer korrelierten Fluktuation des kritischen Stroms I_0 und des Normalwiderstands R bemerkbar macht [61]. Das Einfangen und Freisetzen eines einzelnen Ladungsträger führt zu einem Telegraphenrauschen, welches ein Lorentzförmiges Frequenzspektrum erzeugt. Durch Überlagerung vieler einzelner Fluktuationen mit unterschiedlichen Zeitkonstanten ergibt sich ein $1/f^\nu$ -artiges Spektrum ($\nu \approx 1$). Es zeigte sich, daß bei Speiseströmen nahe I_0 die Beiträge der I_0 -Fluktuationen, bei sehr großen Speiseströmen die Beiträge der R -Fluktuationen das $1/f$ -Rauschen dominieren. Es wurde beobachtet, daß die normierten I_0 -Fluktuationen $s_{I_0} \equiv S_{I_0}/I_0^2$ und R -Fluktuationen $s_R \equiv S_R/R^2$ meist ein Verhältnis $(s_{I_0}/s_R)^{1/2} \approx 1/(1-p)$ aufweisen, wobei $p \approx 0,5$ der gleiche Exponent

der Skalierungsrelation $I_0 R \propto j_C^p$ ist [57, 61]. Dies wurde als Indiz dafür angesehen, daß das Skalierungsverhalten des $I_0 R$ -Produkts und die I_0 Fluktuationen der Josephson-Kontakte den gleichen mikroskopischen Ursprung haben.

Für den Betrieb von dc SQUIDS bei Speiseströmen $I_b \approx I_C$ spielen im wesentlichen nur die I_0 -Fluktuationen eine Rolle. Diese können in gleich- und gegenphasige Anteile zerlegt werden [62, 63]. Die ersteren erzeugen eine $1/f$ -artige Rauschspannung über dem SQUID $S_{V,\text{gleichphasig}} \approx (\partial V / \partial I_0)^2 S_{I_0} / 2$. Die gegenphasigen Fluktuationen koppeln einen Rauschfluß in das SQUID ein, welcher zu einer zusätzlichen Rauschspannung von $S_{V,\text{gegenphasig}} \approx L^2 S_{I_0} V_\Phi / 2$ führt.

Wird das SQUID mit Flußmodulation betrieben, wie es in einer Flußregelschleife üblich ist (siehe Abschnitt 5.2), so werden dadurch die gleichphasigen Anteile bereits eliminiert. Die gegenphasigen Anteile erzeugen ein niederfrequentes Flußrauschen der spektralen Dichte:

$$S_{\Phi,\text{gegenphasig}}^{1/2} \approx s_I^{1/2} \beta_L \Phi_0 / (2\sqrt{2}) \quad (3.4)$$

Es wurde herausgefunden, daß die I_0 -Fluktuationen von HTS-SQUIDS sich in guter Näherung durch $s_{I_0} \approx a^2 / f$ ausdrücken lassen [61]. Dabei wurde $a \approx 10^{-4} (R / \Omega)$ für viele HTS-Kontakte beobachtet. Damit läßt sich Gleichung 3.4 auch schreiben als:

$$S_{\Phi,\text{gegenphasig}}^{1/2} \approx (35 \mu \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}) 10^4 a \beta_L / \sqrt{(f / \text{Hz})} \quad (3.5)$$

Wie anhand Gleichung (3.5) ersichtlich wird, steigt das $1/f$ -Rauschen mit β_L und $\sqrt{R}$ an. Für optimierte dc SQUID mit $\beta_L \approx 1$ und hochohmigen Kontakten $R \approx 10 \Omega$ ergeben sich daraus sehr schnell Rauschwerte in der Größenordnung von $100 \mu \Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$. Eine Verwendung eines *bias-reversal*-Schemas ist damit für niederfrequente Anwendungen unerlässlich.

3.3.2 Flußrauschen in HTS-Filmen

Filme und Multilagen aus HTS zeigen oft ein zusätzliches $1/f$ -Rauschen, welches durch Vortexbewegungen verursacht wird. Wenn der Supraleiter durch T_C gekühlt wird, können im Film Vortices an Pinning-Zentren eingefroren werden. Diese können sich durch thermische Aktivierung bewegen. Da die Pinning-Energien in HTS-Filmen deutlich niedriger sind, als in LTS-Filmen, ergibt sich ein um mehrere Größenordnungen stärkeres $1/f$ -Rauschen. Die Anzahl der eingefrorenen Flußquanten steigt mit der Stärke des äußeren Magnetfelds an, wodurch das $1/f$ -Rauschen von im Feld betriebenen SQUIDS stark zunimmt. Ferrari *et al.* [64] zeigten, daß sich das $1/f$ -Rauschen von YBCO Filmen stark reduzieren läßt, wenn man die Kristallqualität des Supraleiters verbessert. Inzwischen ist die YBCO Technologie so weit gediehen, daß das Flußrauschen guter YBCO Filme bei $T = 77 \text{ K}$ unter $10^{-10} \Phi_0^2 / \text{Hz}$ bei 1 Hz liegt [65]. In dieser

Arbeit zeigten die besten dc SQUIDs ein Flußrauschen von $S_{\Phi} \approx 4 \dots 5 \times 10^{-11} \Phi_0^2 / \text{Hz}$ bei 1 Hz, was ebenfalls auf eine hervorragende Qualität der YBCO-Schichten hindeutet. Kritisch wird das $1/f$ -Rauschen der Filme bei mehrlagigen Strukturen, wie sie z.B. zur Herstellung von Flußtransformatoren benötigt werden. Diese enthalten unter anderem durch Isolatoren getrennte Überkreuzungen der supraleitenden Bahnen („Crossovers“) und vertikale Durchverbindungen von der oberen zur unteren supraleitenden Elektrode („Vias“). Die zur Herstellung solcher Bauelemente benötigte Technologie erfordert das Aufwachsen epitaktischer Isolatoren und Supraleiter nach *ex-situ* Strukturierungsprozessen. Dabei zeigte sich, daß die Kristallqualität der oberen Lagen oft deutlich schlechter war, als die einkristallinen YBCO Schichten. Des weiteren sind Crossovers und Vias kritische Punkte, an denen zusätzliche $1/f$ Rauschquellen entstehen können. So ergaben die ersten durchgeführten Rauschmessungen mit empfindlichen HTS-dc SQUIDs und HTS-Flußtransformatoren [66] eine Magnetfeldauflösung von $S_B^{1/2}(f = 1 \text{ Hz}) \approx 2 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei $T = 77 \text{ K}$, die somit etwa drei Größenordnungen über der Empfindlichkeit von LTS-dc SQUID-Magnetometern lag. Der enorm hohe Anteil an niederfrequentem $1/f$ -Rauschen konnte hierbei auf die Vortexbewegung im Flußtransformator zurückgeführt werden.

Eine wichtige Aufgabe, die im Zusammenhang mit der Entwicklung einer Technologie für empfindliche Magnetometer für niederfrequente Meßaufgaben stand, war die Optimierung der Rauscheigenschaften mehrlagiger supraleitender Strukturen. Transportmessungen, z.B. der kritischen Stromdichte der supraleitenden Schichten, liefern nur sehr begrenzt Informationen über die Haftkräfte zur Flußfadenverankerung, da solche Messungen unter Einfluß einer starken äußeren Kraft infolge des angelegten elektrischen Stromes durchgeführt werden. Daher wurden induktive Meßmethoden entwickelt, bei der das Filmrauschen mit einem SQUID gemessen wird. Ferrari *et al.* [64, 67, 68, 69] verwendeten dazu ein LTS-SQUID. Diese Meßmethode wurde von Kölle *et al.* [70] mittels eines HTS-SQUIDs erfolgreich zur Optimierung eines Multilagenprozesses angewandt. Auch im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Meßmethode anhand eines SQUIDs mit sehr niedrigem Flußrauschen bei $f = 1 \text{ Hz}$ demonstriert (Abschnitt 12.1).

Eine weitere Möglichkeit, das Flußrauschen in supraleitenden Strukturen zu studieren, besteht in der einzigartigen Meßmethode, direkt Flußquanten mittels eines Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskops (Low Temperature Scanning Electron Microscope, LTSEM) abzubilden und damit Rauschquellen zu lokalisieren [71, 72]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden SQUIDs für solche Messungen hergestellt. Einige Meßergebnisse aus [71] werden kurz im Abschnitt 11.2 vorgestellt.

4 Präparation der Proben

Um die Eigenschaften der dc SQUIDS studieren und mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, ist es wichtig, eine Technologie zur Verfügung zu haben, mit Hilfe derer man SQUIDS mit wohldefinierten Parametern herstellen kann. Im wesentlichen kommt es hierbei auf die Fabrikation der Josephson Kontakte an, im Zusammenhang mit dem $1/f$ -Rauschen spielt auch die Qualität der supraleitenden Schichten eine wesentliche Rolle.

Im Idealfall soll eine Technologie es ermöglichen, die wesentlichen Parameter des Josephson-Kontakts I_0 und R unabhängig voneinander einstellen zu können. Aus den vorangegangenen Betrachtungen geht hervor, daß optimale Kontakt-Parameter für ein dc SQUID unter anderem ein möglichst großes $I_0 R$ -Produkt erfordern, wobei die Bedingung $\beta_L \approx 1$ bei vorgegebener Induktivität den maximalen Wert für den kritischen Strom I_0 drastisch begrenzt. Daraus folgt, daß man idealerweise hochohmige Kontakte mit möglichst großem $I_0 R$ -Produkt haben möchte. Wünschenswert wäre es, die Parameter I_0 und R unabhängig voneinander einstellen zu können. Dazu wurden in den letzten Jahren große Anstrengungen unternommen. Hierbei spielen Kontakte mit künstlicher Barriere, z. B. Rampenkontakte, eine wichtige Rolle. Im Verlauf dieser Arbeit stand jedoch keine für den Betrieb von dc SQUIDS optimierte Rampenkontakt-Technologie zur Verfügung. Daher wurden zur systematischen Untersuchung der dc SQUIDS im wesentlichen Korngrenzenkontakte auf Bikristall-Substraten verwendet (siehe Abschnitt 3.2). Diese zeichnen sich durch eine einfache technologische Handhabbarkeit sowie durch eine bislang durch andere Kontakttypen unerreichte Reproduzierbarkeit der Kontaktparameter aus, was sich in einer Parameterstreuung auf einem Substrat von $\lesssim 20\%$ äußert [66].

Die Josephson-Kontakte werden präpariert, indem man den über der Bikristall-Korngrenze aufgewachsenen Supraleiter zu Mikrobrücken strukturiert. Die erreichbaren kritischen Stromdichten j_C und $I_0 R$ -Produkte hängen, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, vom Korngrenzenwinkel ab [54, 56]. Theoretisch ließe sich durch die Kontaktgeometrie (im wesentlichen durch den Kontaktquerschnitt, der durch Filmdicke und Breite der Mikrobrücke bestimmt wird) und Wahl des entsprechenden Korngrenzenwinkels I_0 und R fast beliebig einstellen. In der Praxis setzen die Auflösungsgrenzen der optischen Lithographie und Degradationserscheinungen beim Strukturieren schmaler Mikrobrücken gewisse Grenzen, wie folgendes Beispiel verdeutlichen soll: bei $T = 77$ K erhält man auf einem Bikristall-Substrat mit einem Korngrenzenwinkel von 24° typischerweise $I_0 R \approx 300 \mu\text{V}$ und $j_C \approx 10^5 \text{ A cm}^{-2}$. Bei einer Schichtdicke von $d \approx 150 \text{ nm}$ und einer technologisch noch problemlos realisierbaren Kontaktbreite von $w \approx 2 \mu\text{m}$ ergeben sich $I_0 \approx 300 \mu\text{A}$ und $R \lesssim 1 \Omega$. Ein dc SQUID mit einer Induktivität von $L = 100 \text{ pH}$ hätte bei diesem I_0 ein $\beta_L \approx 30$ - also weit entfernt vom Optimum! Um den kritischen Strom auf in etwa optimale Werte zu reduzieren, wurden verschiedene Wege beschritten. Eine Möglichkeit dazu besteht darin, dem Supraleiter durch Tempern im Vakuum Sauerstoff zu entziehen. Da der Sauerstoff vorzugsweise an der Korngrenze entweicht, läßt sich so der kritische Strom über die Korngrenze über mehrere Größenordnungen variieren, wobei gleichzeitig der supraleitende

Film eine hinreichende Sauerstoffdotierung beibehält. Dieser auch als „Trimmen“ bezeichnete Prozeß wurde erfolgreich eingesetzt, um optimale Parameter β_L einzustellen [8]. Dies wurde auch in dieser Arbeit untersucht und im Kapitel 6 beschrieben. Ein großer Nachteil der Methode ist jedoch, daß gleichzeitig mit der Reduktion des kritischen Stromes I_0 eine Reduktion des $I_0 R$ Produktes einhergeht. Mit dem aus dem ISJ-Modell folgenden Skalierungsverhalten $I_0 R \approx j_C^{0,5}$ müßte man, um das SQUID aus dem obigen Beispiel mit dieser Methode auf ein $\beta_L \approx 1$ zu trimmen, das $I_0 R$ Produkt auf nur noch etwa $50 \mu\text{V}$ reduzieren. Eine Möglichkeit, das I_0 bei konstantem $I_0 R$ Produkt zu reduzieren, ist die Reduktion des Kontaktquerschnitts. Eine Verringerung der Schichtdicke führt jedoch zu einem Anstieg der London-Eindringtiefe λ_L , was eine unerwünschte Erhöhung der SQUID-Induktivität mit sich bringt. Sinnvoll erscheint in diesem Licht nur eine Verringerung der Kontaktbreite, z.B. durch Einsatz von Elektronenstrahlolithographie. Von dieser (auch sehr aufwendigen) Möglichkeit wurde in dieser Arbeit kein Gebrauch gemacht. Allerdings wurden mittels optischer Lithographie Kontaktbreiten von $d \approx 1 \mu\text{m}$ erreicht. Diese Sub- μm Kontakte haben einige Vorteile: sie sind hochohmig bei vergleichsweise großem $I_0 R$ Produkt und relativ unempfindlich gegen externe Magnetfelder, da die Kontaktfläche sehr klein ist. Letzteres spielt bei Magnetometer-Anwendungen in starken Hintergrundfeldern eine wichtige Rolle (siehe Abschnitt 12.2). Ein großer Nachteil jedoch ist die Tatsache, daß die Parameterstreuung mit kleiner werdendem Kontaktquerschnitt zunimmt, da man hier an den Grenzen der optischen Lithographie angelangt ist. Somit weisen dc SQUIDs mit optisch definierten Sub- μm -Kontakten oft eine größere Kontaktsymmetrie auf, welche die Empfindlichkeit des SQUID negativ beeinflusst. Nach Enpuku *et al.* [23] gibt es jedoch noch eine andere Möglichkeit, die Empfindlichkeit von dc SQUIDs zu optimieren. Anstatt die kritische Stromdichte der Josephson-Kontakte zu reduzieren, um ein optimales β_L zu erhalten, wurde vorgeschlagen, einen Dämpfungswiderstand (Shunt) parallel zur SQUID-Induktivität einzuführen, der eine Erhöhung der Transferfunktion von SQUIDs mit großem β_L bewirkt. Dieser Dämpfungswiderstand soll idealerweise den gleichen Wert wie der Normalwiderstand der Josephson-Kontakte haben, also in der Größenordnung einiger Ohm. Gleichzeitig soll der Widerstand möglichst die vollständige SQUID-Induktivität kurzschließen, das heißt er sollte möglichst nah bei den Josephson-Kontakten liegen und im Vergleich zum SQUID-Loch kleine Abmessungen haben. Metallische Materialien wie z.B. PdAu eignen sich gut zur Herstellung wohldefinierter Dünnschichtwiderstände dieser Größenordnung. Eine Schwierigkeit besteht jedoch in der Supraleiter-Metall-Grenzfläche, da bei *ex-situ* aufgetragenen Metallen oftmals große Kontaktwiderstände auftreten [73, 74]. Bei den erforderlichen Abmessungen wird der Gesamtwiderstand des Shunts dann durch den Kontaktwiderstand bestimmt, wodurch sich keine wohldefinierten Widerstände herstellen lassen. Als Ausweg wurde eine Technologie verwandt, bei der eine Kontaktierschicht aus Gold nach der Deposition des Supraleiters *in-situ* aufgebracht wird. Diese kann eine hinreichend niederohmige Kontaktierung gewährleisten.

4.1 Filmherstellung

Alle in dieser Arbeit verwendeten YBCO Filme wurden mit Hilfe der Laserablation (Pulsed Laser Deposition, PLD) hergestellt. Anhand der Abbildung 4.1 wird das Prinzip kurz erläutert. Der mit 10 Hz gepulste Laserstrahl eines KrF Excimer Lasers wird über eine Optik auf das im Rezipienten befindliche Target des zu ablatierenden Materials fokussiert. Die Energiedichte des Strahls auf dem Target kann mittels Blenden und Linsen, sowie durch Variation der Strahlenergie eingestellt werden und beträgt in etwa 1 J/cm^2 . Dies führt zu einer Abtragung des Targetmaterials, welches in einer Plasmakeule („Plume“) senkrecht zum Target heraus geschleudert wird. Die Form der Plume kann unter anderem durch die Energiedichte des Lasers und den Sauerstoffpartialdruck im Rezipienten eingestellt werden. Gegenüber dem Target befindet sich in geeignetem Abstand das zu beschichtende Substrat, welches mittels Leitsilber auf einem Heizer aufgeklebt wird. Hier scheidet sich das ablatierte Targetmaterial ab und wächst, je nach Substrattemperatur und Sauerstoffpartialdruck im Rezipienten, epitaktisch auf. Die Einstellung der Prozeßparameter erfolgt in einer Schichtoptimierung, bei der die Abhängigkeit der Filmeigenschaften von den Prozeßgrößen studiert wird. Charakteristische Kenngrößen für die Filmqualität sind unter anderem:

- kritische Stromdichte des Supraleiters j_C^{Film}
- Sprungtemperatur des Supraleiters T_C
- Halbwertsbreite der Rockingkurve $\Delta\omega$ des YBCO c -Achsen-Peaks im Röntgen-Diffraktogramm
- Ausscheidungsichte und -größe der Filmoberfläche

Als Prozeßparameter wurden variiert:

- Energiedichte des Lasers
- Sauerstoffpartialdruck p_{O_2} im Rezipienten
- Substrattemperatur T_{Substrat} während der Beschichtung

Bei manchen Substrattypen ist es zudem erforderlich, eine Pufferschicht aufzubringen, welche ebenfalls optimiert werden muß. In dieser Arbeit wurden als Substratmaterialien im wesentlichen SrTiO_3 (STO), sowie Y_2O_3 stabilisiertes ZrO_2 (YSZ) verwendet. STO weist eine sehr geringe Gitterfehlانpassung zum YBCO auf, ist daher als Substratmaterial besonders gut geeignet und wird standardmäßig verwendet. Ein gewisser Nachteil des STO ist jedoch die große Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r \approx 300$, weswegen das Substrat für Hochfrequenzanwendungen untauglich ist. Auch die Eigenschaften von dc SQUIDS auf STO werden durch die hohe Streukapazität der Kontakte auf diesem Substrat beeinflusst, wobei der M_c Cumber-Parameter

Tabelle 4.1: Typische Prozeßparameter für Laserdeposition von YBCO auf den Substratmaterialien STO und YSZ

YBCO auf STO		YBCO auf Y_2O_3	
E_{Laser}	1000mJ	E_{Laser}	1000mJ
p_{O_2}	0,54mbar	p_{O_2}	0,48mbar
$T_{Substrat}$	800°C	$T_{Substrat}$	800°C
		Y_2O_3 auf YSZ	
		E_{Laser}	1000mJ
		p_{O_2}	0,2mbar
		$T_{Substrat}$	820°C

solcher Kontakte $\beta_C \geq 1$ werden kann. Um eben die Auswirkungen der Streukapazitäten auf die Eigenschaften der dc SQUIDs zu studieren, wurden zum Vergleich auch SQUIDs auf YSZ Bikristallen hergestellt.

Da im Rahmen dieser Arbeit weder Multilagentechnologien entwickelt wurden, noch das 1/f-Rauschen der Filme eine entscheidende Rolle spielte, waren bei der Optimierung die Oberflächenrauigkeiten der Filme von untergeordneter Bedeutung. Insofern waren die Anforderungen an die Technologie eher gering und die erforderlichen Optimierungsreihen führten bei den Substratmaterialien STO und YSZ stets recht schnell zum Ziel⁸. Dafür war jedoch wegen Umbauten am Rezipienten, Targetwechsel etc. des öfteren eine Neueinstellung der Parameter vonnöten.

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten YBCO-Filme auf einkristallinen Substraten wiesen typischerweise eine induktiv bestimmte Temperatur des Phasenübergangs von $T_{C0} \approx 88 \dots 90,5$ K auf. Die T_C -Kurven der Bikristall-Proben zeigten dabei stets eine charakteristische Fußstruktur, die vom Korngrenzenwinkel abhing. Bei 24°-Bikristallen ergab sich ein $T_{C0} \approx 85 \dots 87$ K, bei 36,8°-Bikristallen typischerweise von $T_{C0} \approx 80 \dots 82$ K. Die Ursache dafür ist, daß die durch die Erregerspule hervorgerufenen Abschirmströme im YBCO-Film bei Temperaturen im Fußbereich die kritische Stromdichte der Korngrenze $j_C(T)$ überschreiten. Daher können in dem Fall die Abschirmströme noch nicht über den ganzen Film fließen, was zu einem Restsignal an der Detektorspule führt. Die Rockingkurvenbreiten des YBCO-(005)-peaks betrugen auf STO $\Delta\omega \approx 0,10 \dots 0,24^\circ$, auf YSZ $\Delta\omega \approx 0,18 \dots 0,35^\circ$. Die kritischen Stromdichten waren stets größer als mit dem vorhandenen Meßaufbau bestimmt werden konnten und lagen damit $j_C^{Film} \gtrsim 2 \times 10^6$ A/cm². Die Filme wiesen stets eine relativ hohe Dichte an Ausscheidungen auf. Dabei konnte tendenziell beobachtet werden, daß Filme mit höherem T_C zwar größere, aber weniger dichte Ausscheidungen aufwiesen.

⁸Ebenfalls durchgeführte Optimierungen auf MgO-Substraten werden hier nicht weiter erörtert, da sie für die Arbeit nicht mehr relevant waren.

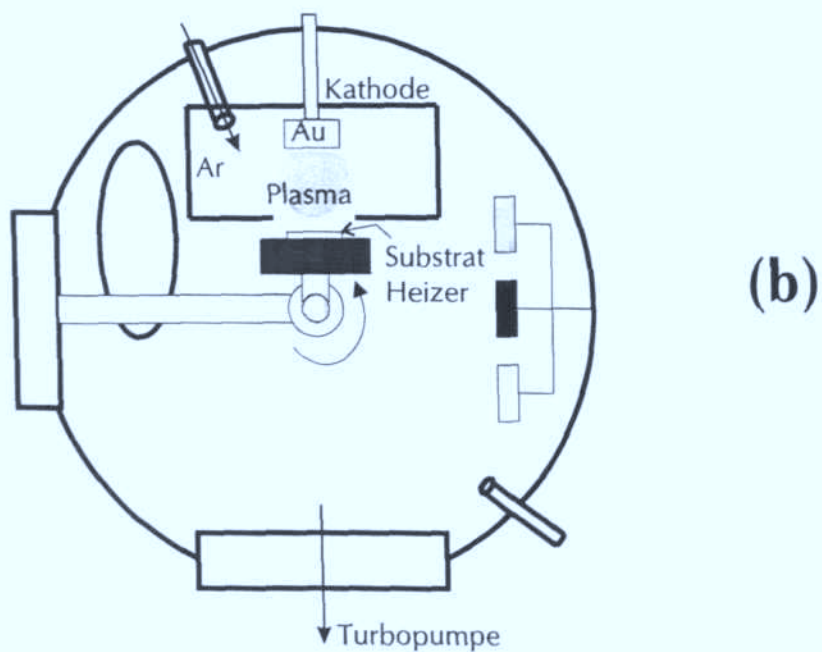
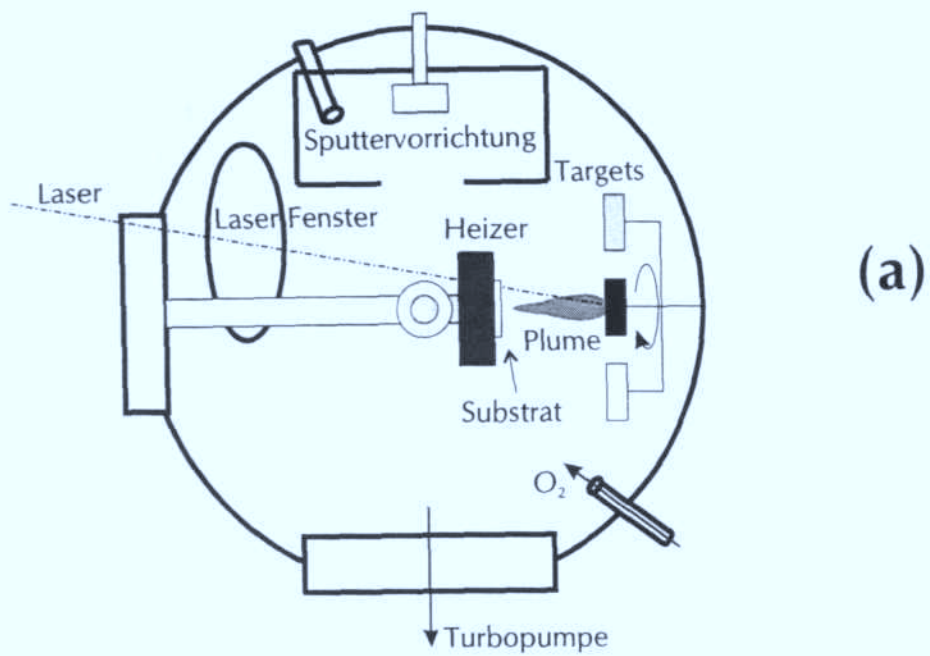


Abb. 4.1: Schematische Zeichnung des Rezipienten der Laserablationsanlage. Um das Beschichten mit YBCO / in-situ-Au zu ermöglichen, ist dieser mit einer Sputtervorrichtung versehen. Der Heizer kann verkippt werden, um das Substrat entweder in die Laser-Plume (a) oder zur Sputterkathode (b) auszurichten.

4.2 Strukturierung

Im Laufe der Arbeit kamen verschiedene Strukturierungsverfahren zur Anwendung. Diese richteten sich im wesentlichen nach den Anforderungen an die dc SQUIDs. Von Beginn an wurden Prozesse gewählt, die eine Passivierung der YBCO-Schicht beinhalteten. Während zu Beginn der Arbeit eine epitaktische Isolatorschicht aus STO im Hinblick auf eine möglicherweise zu entwickelnde Multilagen-SQUID-Technologie verwendet wurde, erforderten die gegen Ende der Arbeit benötigten Dämpfungswiderstände eine *in-situ* Metallisierung des YBCO mit Gold. Da alle verwendeten Strukturierungsverfahren bereits hinlänglich etabliert sind, werden sie an dieser Stelle nur kurz zusammengefaßt.

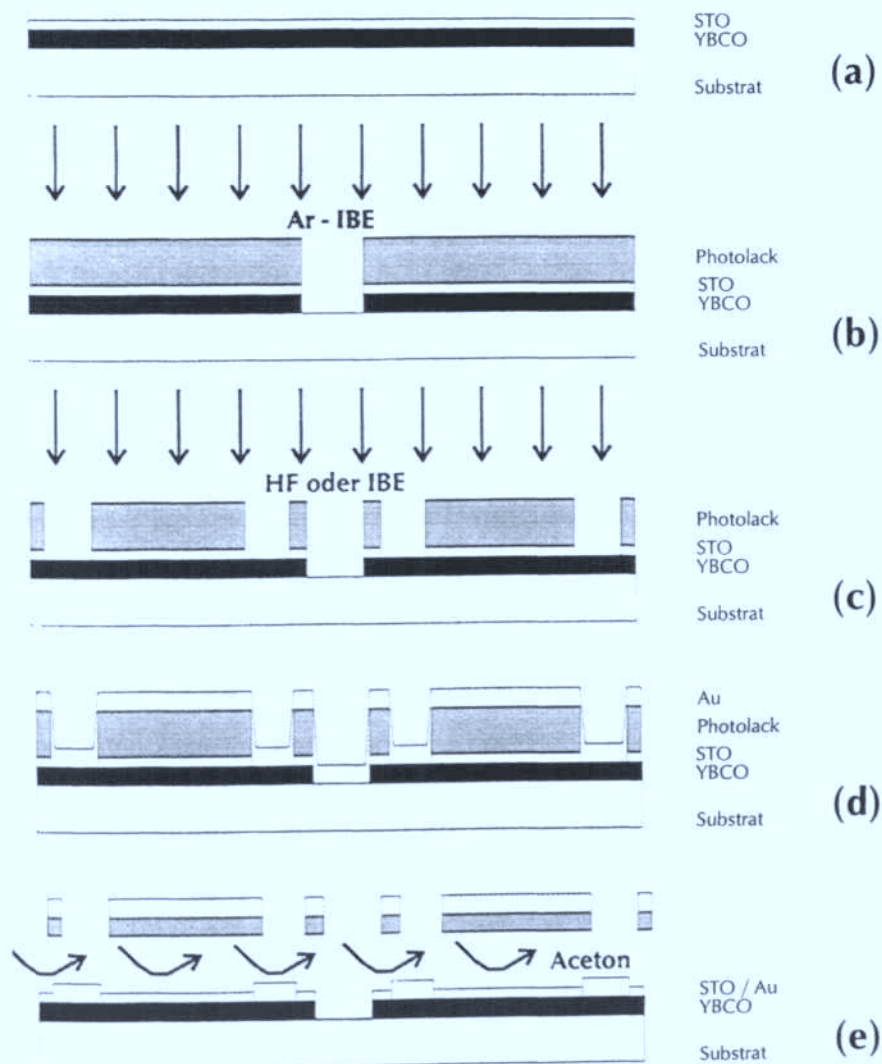


Abb. 4.2: Strukturierungsschritte bei der Präparation von SQUIDs mit *in-situ*-STO Passivierung: Erläuterung siehe Text.

Zunächst wird die Präparation der SQUIDs mit epitaktischer Passivierung anhand Abbildung 4.2 erläutert:

- (a) Auf dem Bikristall-Substrat wird *in-situ* eine YBCO-STO Doppelschicht abgeschieden. Die Schichtdicken des YBCO betragen $d_{YBCO} \approx 100 \text{ nm} \dots 300 \text{ nm}$. Die STO-Schicht diene als Passivierung und hatte üblicherweise eine Schichtdicke von $d_{STO} \approx 30 \text{ nm} \dots 50 \text{ nm}$
- (b) Die dc SQUIDs werden photolithographisch strukturiert. Dies geschieht folgendermaßen:
 - i. Eine Photolack-Schicht wird aufgeschleudert.
 - ii. Die Struktur wird in den Photolack übertragen, indem dieser durch eine Chrommaske belichtet wird.
 - iii. In einer Entwicklerlösung wird der Photolack an den belichteten Stellen entfernt.

Die verbleibenden Photolack-Partien dienen als Ätzmaske. Die eigentliche Strukturierung erfolgt mittels Argon-Ionenstrahl-Ätzen („Ion Milling“ oder „Ion Beam Etching“, IBE). Dabei wird die STO-YBCO-Doppelschicht an den nicht vom Photolack bedeckten Stellen abgetragen. Der Endpunkt des Ätzens wird durch ein Sekundär-Ionen-Massenspektrometer (SIMS) festgestellt. Anschließend wird die verbleibende Lackmaske mit Aceton und Propanol entfernt.

- (c) Zur Kontaktierung der SQUIDs ist eine Metallisierung für die Vierpunkt-Messung erforderlich. Dazu wird wiederum photolithographisch ein Fenster in die STO-Isolatorschicht geätzt. Die Herstellung der Lackmaske geschieht, wie oben beschrieben. Das Ätzen kann entweder durch IBE oder naßchemisch mit verdünnter Flußsäure (5...10% HF) erfolgen.
- (d) Ohne die Lackmaske zu entfernen wird eine Goldschicht von $d_{Au} \approx 50 \text{ nm} \dots 200 \text{ nm}$ Dicke aufgedampft - entweder durch Elektronenstrahl-Verdampfung oder durch Kathodenzerstäubung. Die Goldschicht kontaktiert so das YBCO an den Fenstern im Photolack.
- (e) Lift-off Strukturierung des Au. Der Photolack und damit das auf dem Photolack befindliche Gold wird mit Aceton abgelöst. Es verbleibt die Goldschicht auf dem YBCO, wo zuvor Fenster in der Lackmaske waren.

Dieser Prozeß erwies sich in folgenden Punkten als nachteilig:

1. Durch die *in-situ* Aufbringung der epitaktischen STO-Schicht ist die Sauerstoffdotierung des Supraleiters im allgemeinen geringer. Dies äußert sich in geringerem T_C und j_C der Filme.
2. Die Passivierungsschicht bedeckt nur die Oberfläche des YBCO. Nach der Strukturierung des Supraleiters liegen die Seitenflächen frei. Dies ist insbesondere deshalb von Nachteil, da YBCO gerade von den *ab*-Ebenen her empfindlich gegen chemisch bedingte

Degradation ist (siehe Kapitel 6). Außerdem findet eine Sauerstoff-Diffusion bevorzugt in den *ab*-Ebenen statt, wodurch der Sauerstoff an exponierten Kanten leicht aus dem HTS-Material entweichen kann.

3. Nach dem Durchätzen der Isolatorschicht für die Kontaktierung ist die Oberfläche des YBCO stark geschädigt. Das anschließend aufgedampfte Gold weist sehr hohe Kontaktwiderstände auf. So lagen bei einigen Proben die Kontaktwiderstände der Bond-Pads in der Größenordnung von 100Ω . Eine derart hochohmige Kontaktierung der dc SQUIDS führt jedoch zu zusätzlichem thermischen Rauschen und ist somit unerwünscht.

Um eine niederohmige Metallisierung des YBCO zu ermöglichen, wurde ein Rezipient der Laserablation mit einer Kathodenzerstäubungseinrichtung versehen, die es ermöglichte, *in-situ* Gold-Filme auf dem Supraleiter abzuschneiden. Unter Verwendung dieser *in-situ*-Au-Technologie wurde folgender Prozeß entwickelt:

1. Beschichten des Einkristall Substrats mit YBCO durch Laserablation.
2. *in-situ* Beschichtung der YBCO Schicht mit Gold durch Kathodenzerstäubung. Die Dicke der Goldschicht betrug typischerweise $d_{Au} \approx 20\text{ nm} \dots 50\text{ nm}$
3. Photolithographische Strukturierung des Goldes. Dabei wird das Gold nicht wie vorher mittels Lift-off strukturiert, sondern durch IBE oder naßchemisch mit Jod-Kaliumjodid Lösung (4 g KI, 1 g I_2 in 40 ml H_2O) geätzt.
4. photolithographische Strukturierung des YBCO durch IBE.

Zur Passivierung wurde nunmehr eine Polyimidschicht verwendet. Das Polyimid läßt sich wie ein Photolack aufschleudern und photolithographisch strukturieren. Auf diese Weise können z. B. Fenster für die Bondkontakte lithographisch und ohne Ätzschritte präpariert werden. Das Polyimid kann nach der Strukturierung gehärtet werden (postbake) und bietet in dieser Form eine gute Passivierung. Die Schichtdicke des Polyimid beträgt nach dem Aushärten $d_{Polyimid} \approx 400\text{ nm} \dots 800\text{ nm}$. Im Gegensatz zum ersten Prozeß sind durch das nach dem Strukturieren des YBCO aufgetragene Polyimid auch die empfindlichen exponierten *ab*-Flächen geschützt.

Zur Herstellung der für die SQUIDS mit resistiv kurzgeschlossener Induktivität (Kapitel 10) benötigten Dämpfungswiderstände kann eine Metallschicht zwischen zwei *in-situ*-Au Kontaktpads durch Lift-Off präpariert werden. Üblicherweise wurde als Widerstandsmaterial PdAu verwendet, welches bei einer Schichtdicke von $d = 200\text{ nm}$ bei $T = 77\text{ K}$ einen Quadratwiderstand von $\rho/d \equiv R_{\square} \approx 1\Omega$ aufweist. Damit ließen sich wohldefinierte Widerstände im Ohmbereich mit sehr kleinen Abmessungen (z. B. $10 \times 40\text{ }\mu\text{m}^2$) realisieren.

Eine Präparationsfolge für SQUIDS mit Dämpfungswiderstand ist in Abbildung 4.3 beschrieben:

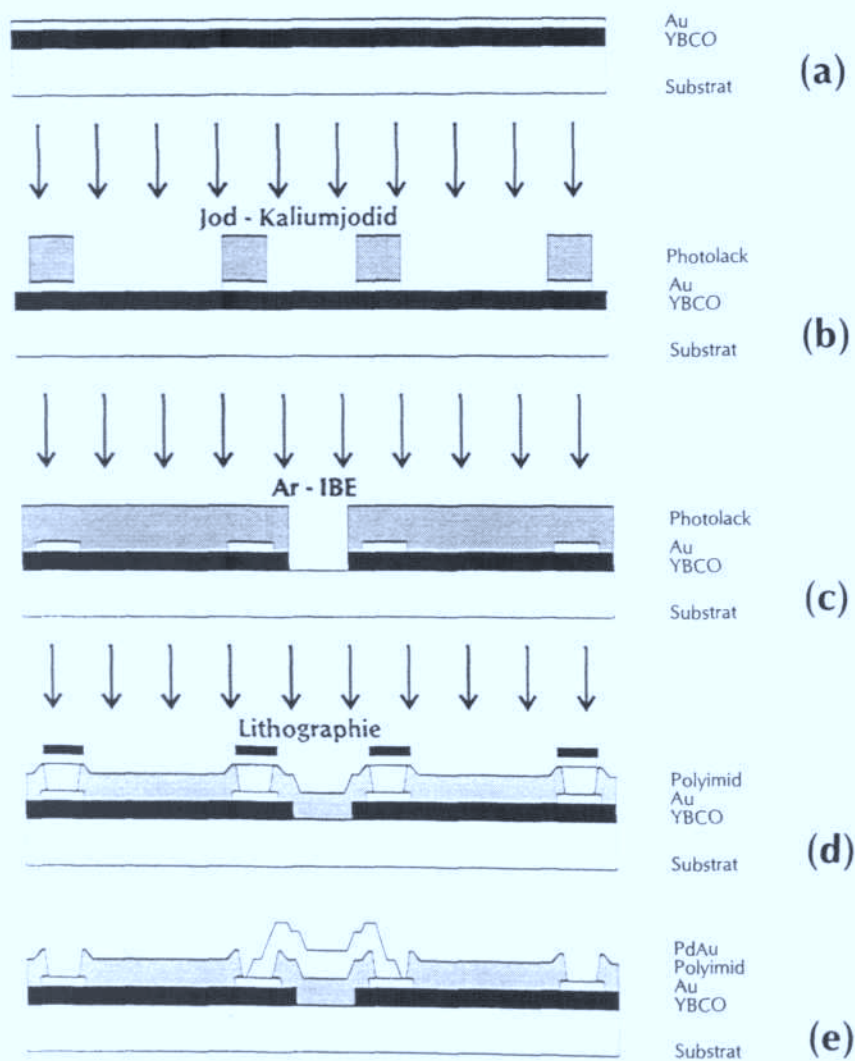


Abb. 4.3: Strukturierungsschritte bei der Präparation von SQUIDs mit Dämpfungswiderstand unter Verwendung einer Polyimid-Passivierung: Erläuterung siehe Text.

- (a) Laserdeposition des YBCO und *in-situ* Aufstäuben des Au.
- (b) Strukturierung der Au-Kontaktflächen durch Photolithographie und Ätzen (naßchemisch mit Jod-Kaliumjodidlösung oder mittels IBE).
- (c) Strukturierung des Supraleiters durch Photolithographie und IBE.
- (d) Photolithographische Strukturierung der Polyimid-Passivierung.
- (e) Strukturierung der PdAu-Widerstände durch Kathodenzerstäubung und Lift-off.

Ein weiterer Aspekt der Strukturierung betrifft die kleinste Linienbreite der mit optischer Lithographie herstellbare Strukturen. Die ersten in dieser Arbeit hergestellten SQUIDs waren mit nominell $2 \dots 4 \mu\text{m}$ breiten Josephson-Kontakten auf 24° -Bikristallen hergestellt worden. Da diese üblicherweise um mehr als eine Größenordnung zu hohe kritische Ströme aufwiesen (siehe Kapitel 6), wurde dazu übergegangen, nominell $1 \mu\text{m}$ breite Josephson-Kontakte zu verwenden. Dies stellte extreme Anforderungen an die Lithographie. Kleinste Verunreinigungen durch Partikel auf der Lackschicht, die dazu führten, daß die Chrommaske nicht plan auflag, führten zu Beugungseffekten, die die $1 \mu\text{m}$ -Strukturen entweder zu schmal oder wesentlich zu breit werden ließen. Auch die Einhaltung der Belichtungs- und Entwicklungszeiten war dabei sehr kritisch. Eine zu lange Belichtung führte zu einer Überstrahlung und damit einer kritischen Verschmälerung der Stege; eine zu kurze Belichtung führte dazu, daß der Lack nicht mehr vollständig entwickelt werden konnte. In Abbildung 4.4 ist ein SQUID mit nominell $2 \mu\text{m}$ -Kontakten sowie zwei SQUIDs mit nominell $1 \mu\text{m}$ -Kontakten gezeigt. Dabei zeigt eine Probe eine sehr gut definierte $1 \mu\text{m}$ -Breite, während die andere durch Überentwicklung deutlich schmaler als $1 \mu\text{m}$ geworden ist. In gewissen Grenzen können solche Effekte ausgenutzt werden, um bewußt Josephson-Kontakte mit Sub- μm -Abmessungen herzustellen, die z. B. für Anwendungen in starken Magnetfeldern interessant sind (siehe Abschnitt 12.2).

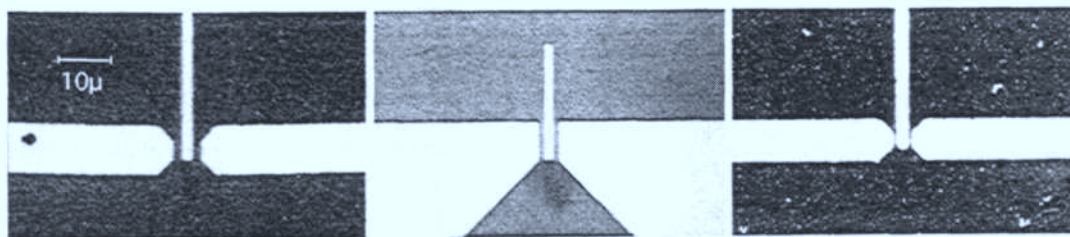


Abb. 4.4: Lichtmikroskopische Aufnahmen von drei verschiedenen SQUIDs. Das linke ist mit nominell $2 \mu\text{m}$ breiten Kontakten strukturiert worden, die gut definiert sind. Das mittlere und rechte haben beide nominell $1 \mu\text{m}$ breite Kontakte. Jedoch zeigt das rechte durch Strukturierungsfehler eine deutlich kleinere Breite. Die mittlere Aufnahme ist im Auflicht, die linke und rechte im Durchlicht aufgenommen. Gut zu erkennen ist beim rechten SQUID auch die Bikristall-Korngrenze.

Eine weitere Besonderheit bei den Strukturierungsverfahren ergab sich im Zusammenhang mit der Probenherstellung für dc SQUIDs zur LTSEM-Untersuchung. Bei diesen Experimenten,

bei denen mittels Elektronenstrahl einzelne Flußquanten im supraleitenden Material des HTS-SQUID abgebildet werden können, traten an den mit IBE hergestellten Proben unerwünschte Signale an den Rändern der supraleitenden Strukturen auf. Dies wurde so gedeutet, daß durch das Ionenstrahlätzen eine Schädigung des STO-Substratmaterials in Form von Sauerstoffverlust erfolgt. Das sauerstoffverarmte STO weist eine stark erhöhte Leitfähigkeit auf. Durch das Abtasten dieser Bereiche mit dem Elektronenstrahl sollen somit Elektron-Loch-Paare entstehen, die über das YBCO abfließen und so zu unerwünschten Signalen an den Kanten des YBCO führen. Daher wurde vorgeschlagen, die Proben naßchemisch zu präparieren, um zu überprüfen, ob dadurch die Randsignale vermieden werden konnten.

Die naßchemische Präparation des YBCO stellt bei den erforderlichen kleinen Linienbreiten von $w \leq 2 \mu\text{m}$ eine größere Schwierigkeit dar. Als Ätzmittel wurde stark verdünnte Ortho-Phosphorsäure (0,1 ... 0,2%) gewählt. In Testreihen an Einkristallen wurden die Parameter bestimmt. Es zeigte sich, daß bei zu starker Konzentration $\gg 0,2\%$ ein Unterätzen einsetzt, was eine Strukturierung kleiner Strukturen unmöglich macht. Bei Konzentrationen $\leq 0,2\%$ ließen sich auch kleine Strukturen ätzen, jedoch nahm die Ätzrate in Richtung der c -Achse nach etwa 80 nm ab, so daß nur Filme von weniger als 100 nm Dicke auf diese Weise strukturiert werden konnten. Bei zu dicken Schichten verblieb eine dünne Restschicht auf dem Substrat, die sich auch durch längeres Ätzen nicht entfernen ließ (eher setzte Unterätzen ein). Als wichtig erwies sich auch die Verwendung des Entwicklers für den Photolack. Die mit AZ 400K entwickelten Proben ließen sich deutlich schlechter ätzen, als die mit AZ 326 MIF entwickelten Proben.

Der Prozeß des naßchemischen Strukturierens erwies sich in der Tat als hilfreich, um die unerwünschten Randsignale im LTSEM zu reduzieren [75].

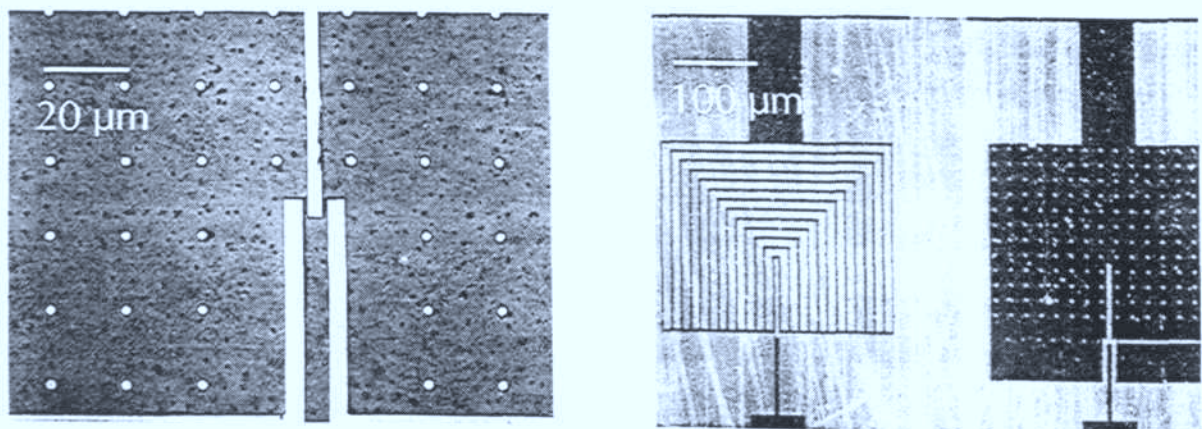


Abb. 4.5: Für Messungen am LTSEM [71] präparierte Proben. Um die Auswirkungen der Linienbreiten auf das $1/f$ -Rauschen im Feld zu studieren, wurden die SQUID-Washer mit Löchern und Schlitzten versehen (nach [76]). Links: Ausschnitt eines mit IBE strukturierten SQUIDs. Rechts: Übersicht über zwei naßchemisch präparierte SQUIDs (Durchlichtaufnahme). Die dunklen vertikalen Streifen sind nicht vollständig durchgeätztes YBCO. Die Streifen entstanden durch mechanisches Reinigen der Probe vor dem Ätzen mittels Baumwollstäbchen.

5 Charakterisierung

Die Charakterisierung der dc SQUIDs läßt sich in zwei Bereiche unterteilen: Transportmessungen und Rauschmessungen. Zu den Transportmessungen gehören die Messungen der IVCs, der Fluß-Spannungs-Kennlinien ($V - \Phi$ -Curves, $V\Phi C$), sowie der Bestimmung des $I_C(B)$ -Musters. Diese Messungen wurden in Vierpunkt-Geometrie zumeist im LN_2 -Bad durchgeführt. Die Rauscheigenschaften der dc SQUIDs wurden zum überwiegenden Teil mittels einer Modulationstechnik in der sogenannten Flußregelschleife (Flux-Locked Loop, FLL) bestimmt. Ferner wurden an einigen Proben Messungen unter Einstrahlung von hochfrequenten elektromagnetischen Wechselfeldern (HF-Einstrahlung) vorgenommen, wobei in Vierpunkt-Geometrie Kennlinien aufgenommen wurden, während die dc SQUIDs mit Mikrowellen bestrahlt wurden. Um die intrinsischen Eigenschaften der SQUIDs bestimmen zu können, ist es erforderlich, externe Störungen auszuschließen. Diese bestehen im wesentlichen aus (in der Regel niederfrequenten) magnetischen Störfeldern, sowie (zumeist hochfrequenten) elektromagnetischen Störungen. Starke Magnetfelder und HF-Einstrahlung führen zu einer Unterdrückung des kritischen Stromes der Josephson-Kontakte (siehe Abschnitt 5.1.3). Dies führt unter anderem zu einer fehlerhaften Messung des kritischen Stroms und aller abgeleiteten Größen, zu einer Verringerung der Transferfunktion und zu einem Anstieg des äquivalenten Flußrauschens. Zusätzlich zu den indirekten Auswirkungen der Störfelder können Magnetfeldfluktuationen zu einem zumeist niederfrequenten Zusatzrauschen beitragen. Zur Vermeidung (oder besser: Minimierung) der unerwünschten Einflüsse ist eine gute HF-Abschirmung und magnetische Abschirmung des Meßaufbaus erforderlich. Daher befand sich der Kryostat, bzw. das LN_2 -Bad in einer Mehrfach-Mu-Metall⁹ Abschirmung. Zusätzlich wurde der Kaltkopf des Probenhalters mit einem Zylinder aus Cryoperm¹⁰ versehen, der sowohl als magnetische, als auch als HF-Abschirmung diente.

5.1 Transportmessungen

Zur Messung der Kennlinien wurden die Proben mittels Ultraschall-Aluminium-Bonden auf einem Chipträger in Vierpunkt-Geometrie kontaktiert. Der Meßstab für die Transportmessungen ist so ausgelegt, daß alle 22 auf dem Chipträger vorhandenen Anschlüsse per Drehschalter angewählt werden können. Somit können bei Verwendung einer gemeinsamen Masse bis zu 21 Proben, bei getrennter Masseführung bis zu 11 Proben auf einem Chip in einem Durchgang charakterisiert werden. Zur Messung wurden Akku-betriebene Stromquellen und dc-Verstärker verwendet, die über eine AD/DA-Wandlerkarte mit einem PC gesteuert und ausgelesen werden konnten. Die Aufnahme der Kennlinien erfolgte mittels eines Computerprogramms [77]; die Strom und Spannungswerte der Messungen wurden als ASCII Dateien abgespeichert und

⁹Vakuumschmelze Hanau. Mu-Metall zeichnet sich durch seine besonders hohe Permeabilität aus und ist somit als magnetische Abschirmung geeignet.

¹⁰Vakuumschmelze Hanau. Die magnetische Permeabilität von Cryoperm steigt bei tiefen Temperaturen stark an. Cryoperm ist daher als Abschirmung im LN_2 -Bad besser geeignet, als Mu-Metall.

standen somit für computergestützte Analysen zur Verfügung. Für den Standard-Meßaufbau wurde eine Stromquelle zur Einstellung des Speisestroms I_b und ein Verstärker zum Auslesen der Spannung über dem SQUID verwendet. Eine zweite Stromquelle versorgte eine Spule mit einem Strom I_{Mod} , wodurch der externe Fluß im SQUID eingestellt werden konnte. Die IVCs der dc SQUIDs wurden jeweils für die Flußzustände $\Phi_x = n\Phi_0$ und $\Phi_x = (n + \frac{1}{2})\Phi_0$ aufgenommen. Aus den IVCs mit $\Phi_x = n\Phi_0$ läßt sich das I_C , R und der Rauschparameter Γ bestimmen. Dies ist im Abschnitt 5.1.1 ausführlich beschrieben. Die V Φ Cs wurden als Kennlinienschar aufgenommen, wobei die Spannung in Abhängigkeit vom externen Fluß bei jeweils konstantem Speisestrom I_b gemessen wurde. Aus dem maximalen Modulationshub (peak-to-peak Spannung) $\Delta V_{pp}(I_b)$ läßt sich die Transferfunktion $\partial V / \partial \Phi \approx \pi \cdot \Delta V_{pp}$ bestimmen, im Abschnitt 7.1.1 findet sich näheres dazu. Abbildung 5.6 zeigt IVCs und V Φ Cs eines SQUIDs in der typischen Darstellungsweise, bei der die Abszisse (Speisestrom bzw. externer Fluß) senkrecht aufgetragen ist. Die zu beiden Kurvenscharen gehörige Ordinate (Spannung über dem SQUID) ist horizontal aufgetragen.

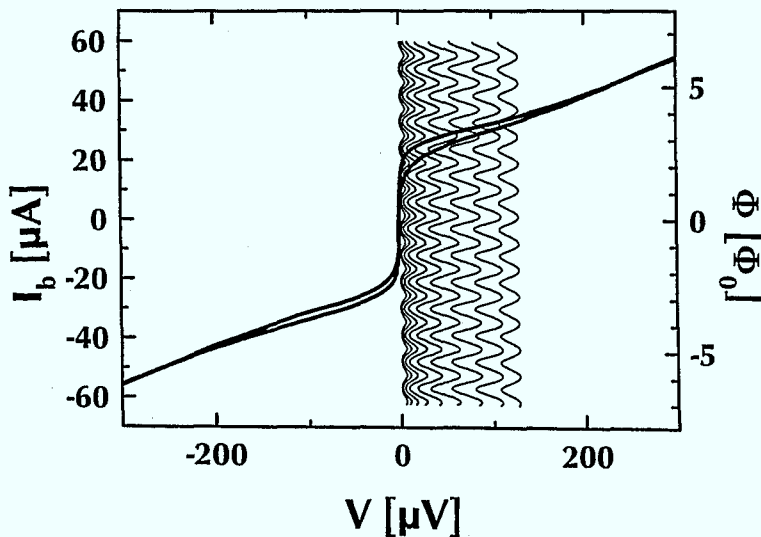


Abb. 5.6: IVC und V Φ C eines typischen, in dieser Arbeit präparierten dc SQUIDs. Bei dieser Darstellungsweise ist die Spannung horizontal aufgetragen. Zur IVC gehört die vertikale Auftragung des Speisestroms (linke Achse), zu den V Φ Cs die Auftragung des externen Flusses (rechte Achse). Die IVCs sind für ganzzahlige und halbzahlige Vielfache von Φ_0 abgebildet.

5.1.1 Parameter der Josephson-Kontakte I_0 , R , Γ

Die Eigenschaften des dc SQUIDs werden wesentlich durch die Parameter der Josephson-Kontakte bestimmt. Um einen Vergleich zwischen experimentellen Daten und theoretischen Vorhersagen ziehen zu können, ist eine genaue Messung dieser Parameter vonnöten.

Durch Vierpunkt-Messung der IVCs lassen sich der kritische Strom I_0 , der Normalwiderstand R und damit auch das $I_0 R$ -Produkt bestimmen. Für dc SQUIDs, die im Bereich kleiner thermischer Fluktuationen ($\Gamma \ll 1$) betrieben werden, stellt dies scheinbar keine große Herausforderung dar: das I_0 bestimmt sich aus dem Punkt, an dem über dem SQUID eine Spannung abzufallen beginnt und aus der Asymptote der I-V Kennlinie ergibt sich der Normalwider-

stand R . So bestand z. B. eine übliche Methode zur Bestimmung des kritischen Stroms darin, ein Spannungskriterium anzuwenden: dabei wurde als kritischer Strom des SQUIDs der Speisestrom I_b angenommen, bei dem die SQUID-Spannung einen bestimmten Wert (zumeist einige μV) überschritt (z. B. in [78]). In der Realität gibt es jedoch zahlreiche Effekte, die dazu führen, daß diese Methode bei der Bestimmung des I_0 zu ungenau wird:

1. Rauschverrundung: durch thermisches Rauschen sind die Kennlinien gerade bei $I_b \approx 2I_0$ verrundet. Der Grad der Verrundung ist abhängig vom Rauschparameter Γ . Bei kleinem Γ (bei fester Temperatur T also bei hohen kritischen Strömen) läßt sich das I_0 noch relativ einfach angeben. Je kleiner jedoch das I_0 wird, desto schwieriger wird es, einen vernünftigen Wert angeben zu können. Im Grenzfall starker thermischer Fluktuationen $\Gamma \geq 1$ ist praktisch kein „kritischer Strom“ mehr zu erkennen. Als Ausweg bietet sich lediglich an, die gemessenen Kennlinien mit theoretisch berechneten Kennlinien, bei denen die Rauschverrundung berücksichtigt ist, zu vergleichen. Diese Vorgehensweise wurde üblicherweise gewählt, um das I_0 der Josephson-Kontakte zu bestimmen.
2. Exzeßströme: ein gravierendes Problem bei der Bestimmung des tatsächlichen kritischen Stromes und des $I_0 R$ -Produkts stellen die sogenannten Exzeßströme dar. Exzeßströme wirken sich in einem zusätzlichen Ladungsträger-Transport über den Josephson-Kontakten aus, der sich zu dem Suprastrom und Quasiteilchenstrom addiert. Eine mögliche Ursache dafür sind Andreev-Reflexionen an der Barriere der Josephson-Kontakte [79]. Man erkennt Exzeßströme in der I-V Kennlinie daran, daß die Asymptote an den normalleitenden Ast bei hohen Spannungen nicht durch den Ursprung geht. Der Achsenabschnitt der Asymptote gibt den Exzeßstrom an. Diese Meßvorschrift ist zwar recht einfach, jedoch nicht ganz ohne Tücken: Die tatsächliche Asymptote an den normalleitenden Ast wird nämlich erst bei sehr großen Spannungen erreicht. Das erfordert ein Messen der Kennlinien zu hinreichend großen Speiseströmen $I_b \gg 10I_0$. Bei SQUIDs mit kleinen kritischen Strömen $I_0 \lesssim 100 \mu\text{A}$ zeigte sich, daß Exzeßströme in der Regel vernachlässigbar waren. Bei SQUIDs mit höheren kritischen Strömen I_0 konnte jedoch aufgrund der begrenzten Strombereiche der Meßapparatur oft keine Aussage über das Vorhandensein von Exzeßströmen gemacht werden.
3. Asymmetrien der Josephson-Kontakte: dies ist vielleicht das größte Problem bei der Bestimmung der SQUID-Parameter überhaupt. Da in einem dc SQUID die beiden Josephson-Kontakte parallel geschaltet sind, kann man nicht die kritischen Ströme und Normalwiderstände der einzelnen Kontakte messen. Vielmehr erhält man $I_{CSQUID} = I_{01} + I_{02}$ und $1/R_{NSQUID} = 1/R_1 + 1/R_2$. Im symmetrischen Fall ergibt sich $I_{01/2} = I_{CSQUID}/2$ und $R_{1/2} = 2R_{NSQUID}$. In dieser Arbeit wurde zunächst stets angenommen, daß die Kontakt-Asymmetrie hinreichend klein war, um die symmetrische Näherung anzuwenden. Bei vielen SQUIDs lagen jedoch Hinweise vor, daß die Asymmetrie nicht zu vernachlässigen war. Insbesondere bei der Interpretation der Diskrepanzen zwischen Theorie und

Experiment spielen Betrachtungen zur Kontakt-Asymmetrie eine wichtige Rolle. Dies wird näher im Abschnitt 8.1 diskutiert.

4. Kapazitäten: beim Fitten der gemessenen I-V Kennlinien wurde stets das RSJ-Modell zugrunde gelegt, also der Grenzfall $\beta_C \rightarrow 0$ angenommen. Bei dc SQUIDs auf STO, dem in dieser Arbeit am häufigsten verwendeten Substratmaterial, zeigten sich allerdings oft Resonanzen in der IVC, was auf ein nicht vernachlässigbares β_C zurückzuführen war. Diese können sich unter anderem in einer Überkreuzung der IVCs für verschiedene Flußzustände äußern. Die $V\Phi$ Cs weichen in diesem Bereich zunehmend von einer Sinusform ab und werden rechteckförmig verzerrt. Verantwortlich dafür sind LC-Resonanzen zwischen den Kapazitäten der Josephson-Kontakte, der SQUID-Induktivität und parasitären Kapazitäten der SQUID-Schlitze. Dies wurde z. B. von Schambach *et al.* näher untersucht [80]. Insbesondere hochohmige Kontakte auf STO können durchaus in den Bereich $\beta_C \gtrsim 1$ kommen. Die aus dem RSJ-Fit gewonnenen Daten sind in diesem Fall mit einem größeren Fehler behaftet.
5. I_0 -Unterdrückung: sowohl HF-Einstrahlung, als auch eingefrorener magnetischer Fluß führen zu einer Unterdrückung des kritischen Stromes. Die einzige Möglichkeit, diese Fehlerquelle auszuschließen, besteht in der sorgfältigen HF- und Magnetfeldabschirmung und einem erdschleifenfreien Meßaufbau, was nicht immer trivial zu realisieren ist. Im Falle von eingefrorenem Fluß kann ein kurzzeitiges Erwärmen der Probe über T_C Abhilfe schaffen. Vergleichsmessungen an verschiedenen Meßaufbauten zeigten, daß teilweise gravierende Unterschiede in der Abschirmung vorlagen und für das gleiche dc SQUID scheinbar unterschiedliche Parameter gemessen wurden.

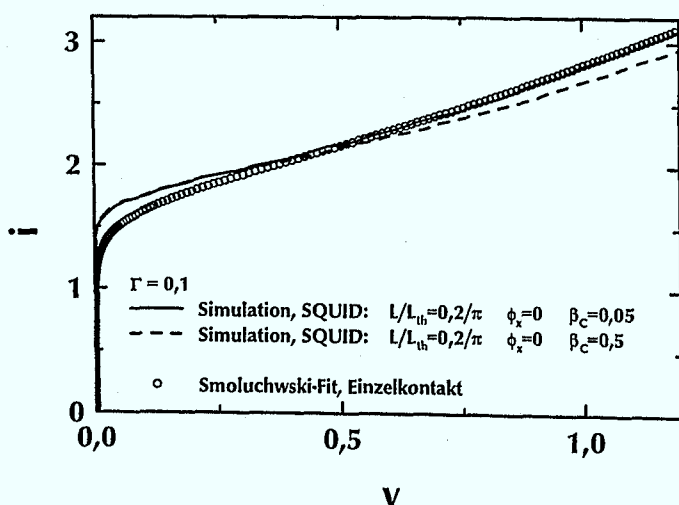


Abb. 5.7: Simulierte IVCs für SQUIDs mit verschiedenem M_c Cumber-Parameter (freundlicherweise zur Verfügung gestellt von J. Müller [81]). Zum Vergleich ist eine mit Hilfe der Smoluchowski-Gleichung berechnete Kennlinie für einen Einzelkontakt mit gleichem Γ eingezeichnet.

Wie bereits erwähnt, wurden die gemessenen Kennlinien an eine berechnete rauschverrundete RSJ-Kennlinie eines Einzelkontakts gefittet. Die Fitparameter waren dabei I_0 , $I_0 R$ -Produkt

und Γ . Damit der Vergleich überhaupt sinnvoll ist, muß der externe Fluß im SQUID ein ganzzahliges Vielfaches eines Flußquants $\Phi_x = n \cdot \Phi_0$ sein. Zumindest für den Grenzfall kleiner Induktivitäten $L/L_{th} \rightarrow 0$ sowie $\beta_C \rightarrow 0$ und $\alpha \rightarrow 0$ entsprechen diese Kennlinien dann dem eines Einzelkontaktes mit $I_{0_{Fit}} = I_{0_1} + I_{0_2}$ und $1/R_{Fit} = 1/R_1 + 1/R_2$. Wie man anhand Abbildung 5.7 erkennen kann, ergeben sich bereits bei kleinem L/L_{th} Abweichungen des dynamischen Widerstands im Bereich I_C . Daher erwartet man eine Unterschätzung des Rauschparameters Γ_{Fit} , wenn man eine gemessene SQUID-Kennlinie mit der Smoluchowski-Gleichung für den Einzelkontakt vergleicht. Bei größeren Werten des M_c Cumber-Parameters ergeben sich Unterschiede in der Kennlinie bei größeren Spannungen. Für eine Kennlinie mit $\beta_C \gg 0$ ergibt sich eine Überschätzung des kritischen Stromes, wenn man den Smoluchowski-Fit des Einzelkontakts anwendet.

Die Güte des Fits kann auf zwei Arten getestet werden:

1. Mit den aus dem Fit gewonnenen Parametern kann eine I-V Kennlinie berechnet werden und mit der gemessenen Kurve verglichen werden. Hierbei ist oft schon zu erkennen, ob die gefittete Kennlinie die Realität gut wiedergibt.
2. Um ein Maß für die Abweichung vom RSJ-Verhalten zu haben, kann man die Parameter I_0 und Γ auf Konsistenz prüfen. Die Temperatur ist kein Fit-Parameter. Über sie ist aber I_0 und Γ verknüpft. Da die Meßtemperatur gut bekannt ist, läßt sich aus dem gefitteten I_0 ein der Temperatur entsprechender Rauschparameter $\Gamma_i(T)$ errechnen und mit dem gefitteten Rauschparameter Γ_{Fit} vergleichen.

Aus dem Fit-Test kann man eine dimensionslose Kenngröße definieren:

$$\mathcal{G} \equiv \frac{\Gamma_{Fit}}{\Gamma_i} \quad (5.1)$$

Dabei bedeutet $\mathcal{G} > 1$, daß die Kennlinie stärker verrundet ist, als für die Temperatur nach dem RSJ-Modell vorhergesagt (zum Beispiel durch störungsbedingte I_0 -Unterdrückung). $\mathcal{G} < 1$ hingegen bedeutet eine zu geringe Verrundung. Aus den obigen Überlegungen zur Anwendbarkeit des Smoluchowski-Fits für dc SQUIDs erwartet man eine systematische Abweichung $\mathcal{G} < 1$, sofern keine anderen Einflüsse eine Rolle spielen. Als Beispiel dafür ist in Abbildung 5.8 eine gemessene und eine mit den Smoluchowski-Fitparametern berechnete I-V-Kennlinie eines SQUIDs auf STO dargestellt. Deutlich zu erkennen sind die Abweichungen in der Nähe von I_C . Dies spiegelt sich auch in der Diskrepanz zwischen $\Gamma_i(T)$ und Γ_{Fit} wieder: berechnet man eine Kennlinie mit dem zur Temperatur und gefitteten I_0 gehörigen Rauschparameter $\Gamma_i(T)$, so erkennt man die Abweichung um so deutlicher: der dynamische Widerstand nahe I_0 ist wesentlich kleiner, als im Experiment beobachtet: die experimentelle Kennlinie ist wesentlich weniger verrundet, als erwartet.

Ein zu großes Γ_{Fit} ergab sich oftmals, wenn die Kennlinie mit unzureichender Genauigkeit im Bereich um I_0 aufgenommen wurde. Eine übermäßige Verrundung ergab sich außerdem bei Anwesenheit von (HF-) Störungen oder aber wenn die Kennlinien nicht exakt bei $\Phi_x = n \cdot \Phi_0$ aufgenommen wurden.

In Abbildung 5.9 ist die Kennlinie eines dc SQUIDs auf YSZ dargestellt. Die nahezu perfekte Übereinstimmung mit der berechneten RSJ-Kennlinie spiegelt sich auch in der geringen Diskrepanz des Γ -Test wieder. Dabei kann zumindest davon ausgegangen werden, daß das β_c eine vernachlässigbare Rolle spielt.

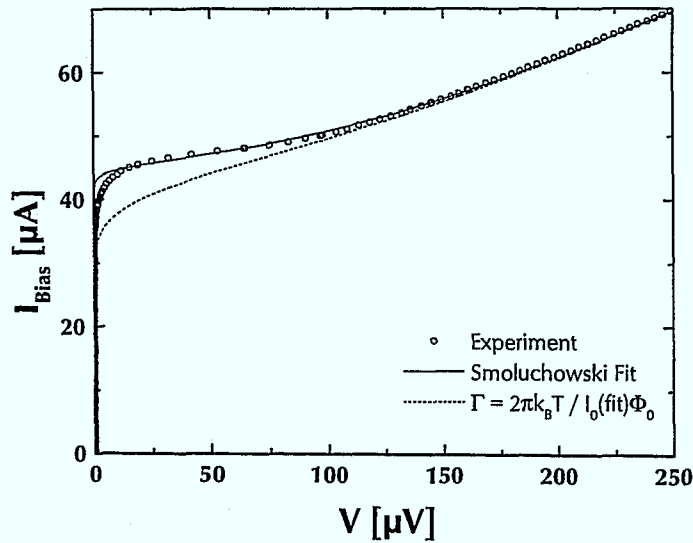


Abb. 5.8: IVC eines SQUIDs auf einem STO-Bikristall und aus den Fitparametern berechnete Kennlinien.

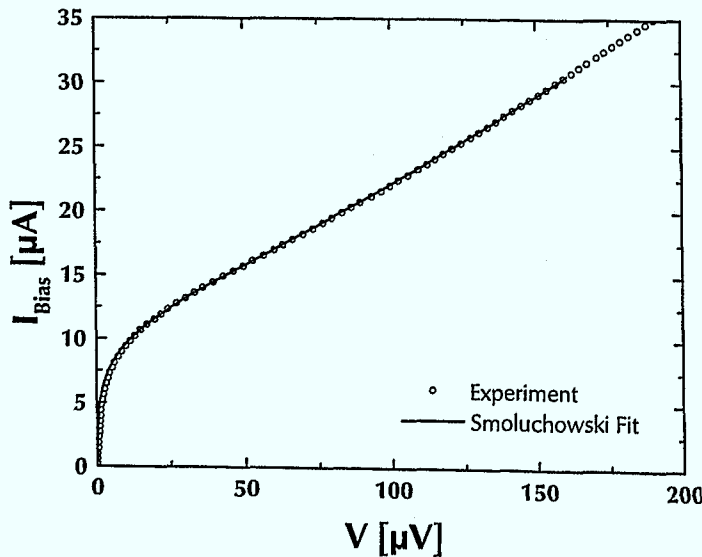


Abb. 5.9: IVC eines SQUIDs auf einem YSZ-Bikristall und aus den Fitparametern berechnete Kennlinie.

5.1.2 Parameter der SQUID-Schleife L , β_L

Die genaue Kenntnis der SQUID-Induktivität L stellt eine außerordentlich wichtige Voraussetzung für einen zuverlässigen Vergleich zwischen Theorie und Experiment dar. Dies spiegelt sich insbesondere darin wider, daß die theoretischen Vorhersagen für Signal und Rauschen durch das Produkt einer L -abhängigen und eine β_L -abhängigen Funktion (siehe Gleichung 2.19) dargestellt werden. Fehler in der Induktivitätsbestimmung werden in der Literatur mit am häufigsten als vermeintliche Ursache für eine beobachtete Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment angegeben. Das liegt unter anderem auch darin begründet, daß sowohl die Induktivität L , als auch der daraus abgeleitete Schleifen-Parameter β_L im allgemeinen einer direkten Messung nicht zugänglich sind. Wenngleich auch zahlreiche „Faustformeln“ für die Induktivitätsberechnung verschiedenster SQUID-Layouts kursieren, wie zum Beispiel in [27], ist die Genauigkeit mit der man L angeben kann, recht unbefriedigend. Ein großes Problem bereitet der Einfluß der kinetischen Induktivität L_{kin} . Die Gesamtinduktivität der Supraleiter-Struktur, in diesem Falle des SQUIDs, setzt sich aus der geometrischen und der kinetischen Induktivität zusammen $L = L_{geo} + L_{kin}$. Die kinetische Induktivität rührt dabei von der kinetischen Energie der Cooper-Paare her und hängt von der London-Eindringtiefe λ_L ab. Sie spielt bei HTS im Gegensatz zu LTS eine größere Rolle, da hier die London-Eindringtiefe zumeist größer als die Schichtdicke $\lambda_L > d$ ist. Zur Berechnung von L_{kin} kann z. B. eine Volumenintegral-Methode eingesetzt werden, die auf der Minimierung der freien Energie des Supraleiters beruht [82]. Für einfache Geometrien, wie z. B. Streifenleitungen, existieren analytische Formeln für die kinetische Induktivität. Im wesentlichen hängt sie neben der London-Eindringtiefe λ_L von der Breite w und Dicke d der Struktur ab: $L_{kin} \propto (\lambda_L^2/wd) \cdot f(w, d)$. Die genaue Abhängigkeit von den Abmessungen $f(w, d)$ ist recht kompliziert und beinhaltet vollständige elliptische Integrale, die hier nicht näher beschrieben werden. Wichtig ist, daß die kinetische Induktivität mit kleiner werdender Schichtdicke und schmaler werdenden Strukturen zunimmt. Die Abschätzung der kinetischen Induktivität wird mitunter auch dadurch erschwert, daß die London-Eindringtiefe nahe T_C eine starke Temperaturabhängigkeit aufweist: $\lambda_L(T) = \lambda_L(0)/\sqrt{1 - (T/T_C)^4}$. Eine genaue Untersuchung der Induktivitäten von HTS-dc SQUIDs wurde z. B. von Grundler *et al.* durchgeführt, die auf Messungen mit galvanisch eingekoppelter Flußmodulation beruhten [83]. Sie fanden bei typischen Washer-SQUIDs mit Schichtdicken von $d \approx 120$ nm kinetische Induktivitäten in der Größenordnung $L_{kin} \approx 10$ pH.

In der vorliegenden Arbeit wurden zunächst nur mittels Faustformeln abgeschätzte Induktivitäten zugrundegelegt. Ein experimenteller Test bestand darin, aus dem $I_C(B)$ -Muster der dc SQUIDs auf den Schleifen-Parameter β_L zu schließen. Dazu nimmt man die $I_C(B)$ -Kennlinie für mindestens eine Periode $\Delta B > \Phi_0/A_{eff}$ auf. Die Unterdrückung des kritischen Stromes $\Delta I_0/I_0$ und die relative Lage des Minimums auf der Φ -Achse ist durch die Parameter β_L und die Kontaktsymmetrie α gegeben. Für eine bestimmte $I_C(B)$ -Kennlinie existieren jeweils zwei Wertepaare (β_L, α) , für die die gleiche I_0 -Unterdrückung und die gleiche Lage des Minimums gilt. Eines der Wertepaare kann dabei aber stets aus Plausibilitätsgründen aus-

geschlossen werden. Ein darauf basierendes Fit-Programm wurde von Roth zur Bestimmung der Induktivitäten in RSFQ-Schaltungen entwickelt, welches in [84] dokumentiert ist. Dieses Programm wurde auch im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Es zeigte sich aber, daß die gefundenen Fit-Werte für das β_L von den theoretischen Erwartungen aufgrund der abgeschätzten Induktivität und des gemessenen kritischen Stromes oft um bis zu mehr als einen Faktor 2 abwichen. Für diese Diskrepanz kommen folgende Gründe in Frage:

1. In der Berechnung wird der Grenzfall $\beta_C \rightarrow 0$ vorausgesetzt. Die daraus resultierenden Abweichungen sollten allerdings nicht allzu groß sein.
2. Das Fit-Programm berücksichtigt kein thermisches Rauschen. In der Realität wird die Modulationstiefe des kritischen Stromes nicht nur von β_L und α , sondern wesentlich auch von Γ und L/L_{th} bestimmt. Die Genauigkeit des Fits nimmt daher mit kleiner werdendem I_0 und größer werdender Induktivität L ab.
3. Schließlich besteht noch die Möglichkeit, daß die SQUID-Induktivitäten tatsächlich deutlich höher ausfallen, als dies anhand der Faustformeln vorhergesagt wurde, z. B. durch unzureichende Berücksichtigung der kinetischen Induktivitäten L_{kin} .

Da im Laufe der Arbeit immer deutlicher wurde, daß die bestehenden Unklarheiten über die vorliegenden Induktivitäten ausgeräumt werden mußten, wurde das in Abb. 5.10 dargestellte Layout zur Referenzmessung der SQUID-Induktivität verwendet.

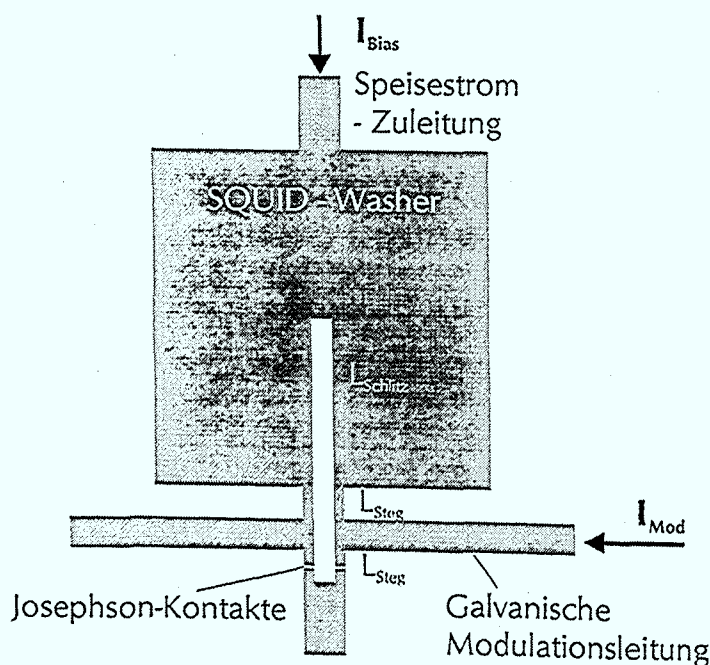


Abb. 5.10: Meßprinzip zur Bestimmung der Induktivität. Der Modulationsstrom wird galvanisch eingekoppelt und erzeugt im SQUID einen Fluß $\Phi = (L_{Schlitz} + L_{Steg}) \cdot I_{Mod}$

Ziel war es, die angewendeten Formeln zur Induktivitätsberechnung zu verifizieren und damit verlässlichere Aussagen über die Größe der Induktivität auch zu denjenigen SQUID-Layouts

machen zu können, bei denen keine direkte Messung möglich war. Das Meßprinzip war wie folgt: der galvanisch ans SQUID gekoppelte Modulationsstrom wird über die Modulationszuleitung um die SQUID-Induktivität herumgeführt. Im Gegensatz zur herkömmlichen Washer-SQUID Geometrie wurden zusätzliche Stege als Mikrobrücken eingeführt, deren Abmessungen mit denen der Stegen der Josephson-Kontakte identisch waren. Die Gesamtinduktivität des SQUIDs besteht somit aus drei Anteilen: der Schlitzinduktivität des Washers L_{Schlitz} sowie der Induktivitäten der beiden Mikrobrückenbereiche L_{Steg} . Da die Stege die gleiche Geometrie wie die Josephson-Kontakte aufweisen, kann man annehmen, daß sie in etwa die gleiche Induktivität besitzen. Die SQUID-Induktivität beträgt somit $L \approx L_{\text{Schlitz}} + 2L_{\text{Steg}}$. Der vom Modulationsstrom umflossene Teil der Induktivität beträgt $L_{\text{Mod}} = L_{\text{Schlitz}} + L_{\text{Steg}}$. Auf einem Chip wurden mehrere solcher Washer-SQUIDs mit verschiedener Schlitzlänge und ansonsten gleichen Abmessungen der Stege präpariert. Aus der Auftragung der gemessenen Induktivität L_{Mod} gegen die Schlitzlänge l_{Schlitz} des Washers kann man aus der Steigung eine spezifische Induktivität pro Länge des Schlitzes $L_{\text{Schlitz}}/l_{\text{Schlitz}}$ (Einheit: $\text{pH}/\mu\text{m}$) und aus dem Achsenabschnitt die Brückeninduktivität L_{Steg} ermitteln. An der Probe **BI3602** wurde eine solche Messung durchgeführt. Die Schichtdicke und Geometrie wurde so gewählt, daß daraus auch auf die Induktivitäten früherer Proben, die nicht direkt gemessen werden konnten, geschlossen werden konnte. Die Stege hatten dabei eine Breite von nominell $w = 1 \mu\text{m}$ und eine Länge von $l_{\text{Steg}} = 6 \mu\text{m}$. Die Schlitzbreite im Washer betrug $b_{\text{Schlitz}} = 2 \mu\text{m}$, die Schichtdicke $d \approx 300 \text{ nm}$.

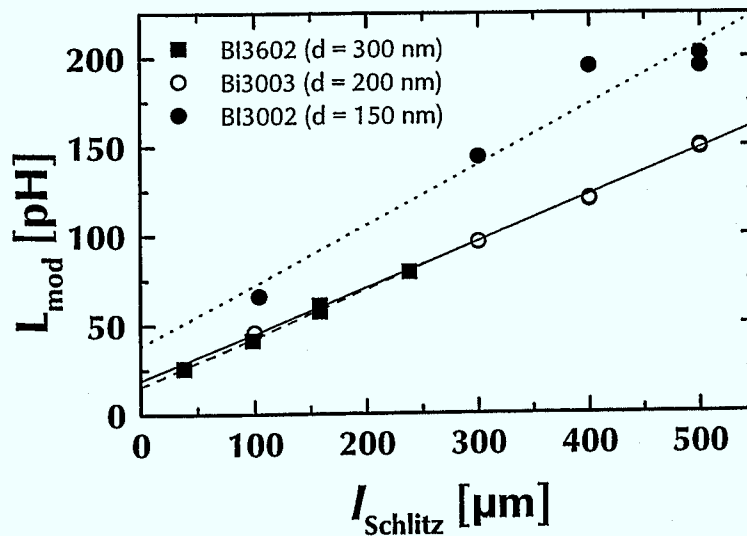


Abb. 5.11: Durch galvanische Modulation bestimmte Induktivität, aufgetragen gegen die Schlitzlänge der Washer

Ein weiteres Testlayout wurde verwendet, um auch im Bereich großer Induktivitäten, wie sie bei den SQUIDs mit Dämpfungswiderstand (Kapitel 10) vorlagen, einen Vergleich zu haben. Die Proben **BI3002** und **BI3003** verfügten über eine galvanische Modulationsleitung, die diesmal an kreisförmige Washer-SQUIDs ankoppelte (vergleiche Abbildung 10.2 auf Seite 98). Wiederum waren unterschiedlich lange Schlitzte auf einem Substrat vorhanden. Im Gegensatz zur Probe **BI3602** waren die Schlitzte $b_{\text{Schlitz}} = 4 \mu\text{m}$ breit, im Brückenbereich verjüngten sie sich jedoch wieder zu $b_{\text{Schlitz}} = 2 \mu\text{m}$. Die Länge der Mikrobrücken betrug nur $l_{\text{Steg}} = 4 \mu\text{m}$.

Zusätzlich zu den SQUIDs mit variabler Schlitzlänge gab es noch SQUIDs mit bis zur Mitte des Washers reichendem Schlitz und zusätzlichem kreisförmigen Loch. Bei bekannter (das heißt aus den Messungen extrapolierte) Schlitzinduktivität konnte somit die Ketchen-Formel [85] für kreisförmige Washer überprüft werden. Der Unterschied der Proben **BI3002** und **BI3003** bestand in der Filmdicke, die beim erstenen $d \approx 150$ nm, beim letzteren $d \approx 200$ nm betrug. Dabei zeigten sich große Unterschiede in der Induktivität. Die Meßwerte sind in Abbildung 5.11 dargestellt. Während sich für die Probe **BI3003** fast die gleichen Werte für spezifische Schlitzinduktivität und Steginduktivität ergaben, wies die Probe **BI3002** deutlich höhere Werte auf. Diese sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Eine Ursache dafür ist wahrscheinlich die deutlich höhere kinetische Induktivität der Probe mit dem dünneren Film.

Tabelle 5.2: Zusammenfassung der experimentell bestimmten Induktivitäten

Probe	Filmdicke d	$L_{\text{Schlitz}}/l_{\text{Schlitz}}$	L_{Steg}
BI3602	300 nm	0,27 pH/ μm	15,6 pH
BI3003	200 nm	0,26 pH/ μm	19,2 pH
BI3002	150 nm	0,34 pH/ μm	39,8 pH

Aus diesen Ergebnisse ergaben sich folgende Konsequenzen:

1. Die meisten bis dahin nach den Faustformeln berechneten Induktivitäten ergaben eine recht gute Übereinstimmung mit den aus der direkten Messung gewonnenen Resultaten.
2. Die Breite des Schlitzes spielte im vorliegenden Fall ($b_{\text{Schlitz}} = 2 \mu\text{m}$ vs. $b_{\text{Schlitz}} = 4 \mu\text{m}$) eine vernachlässigbare Rolle. Interessant war auch, daß die spezifische Induktivität der Proben mit $d = 200$ nm und $d = 300$ nm praktisch gleich waren, die der $d = 150$ nm dicken Probe aber bereits deutlich höher ausfiel.
3. Wesentlich stärkeren Einfluß als erwartet, hatte der Anteil der Steginduktivität. Insbesondere bei sehr schmalen Mikrobrücken von nominell $w = 1 \mu\text{m}$ entsteht somit eine größere Ungenauigkeit für die Abschätzung der SQUID-Induktivität. So zeigte zum Beispiel die Probe **BI3003** eine 23% höhere Steginduktivität, als die Probe **BI3602**. Dabei hatten die Mikrobrücken nur 2/3 der Länge und gleiche Breite, wie die der Probe **BI3602**. Hier spielt der Anteil der kinetischen Induktivität an den entsprechenden Strukturen eine große Rolle. Diese Tatsache erschwert eine Vorhersage der Steginduktivität für dünnere Filme.

Die hier ermittelten spezifischen Schlitzinduktivitäten stimmen recht gut mit den Ergebnissen Grundlers *et al.* [83] überein, die $L_{\text{Schlitz}}/l_{\text{Schlitz}} \approx 0,3 \dots 0,34 \text{ pH}/\mu\text{m}$ für $d = 120$ nm SQUIDs fanden. Die Vorhersagen von Fuke *et al.* [86] mit $L_{\text{Schlitz}}/l_{\text{Schlitz}} \approx 0,48 \text{ pH}/\mu\text{m}$ konnten dagegen nicht bestätigt werden.

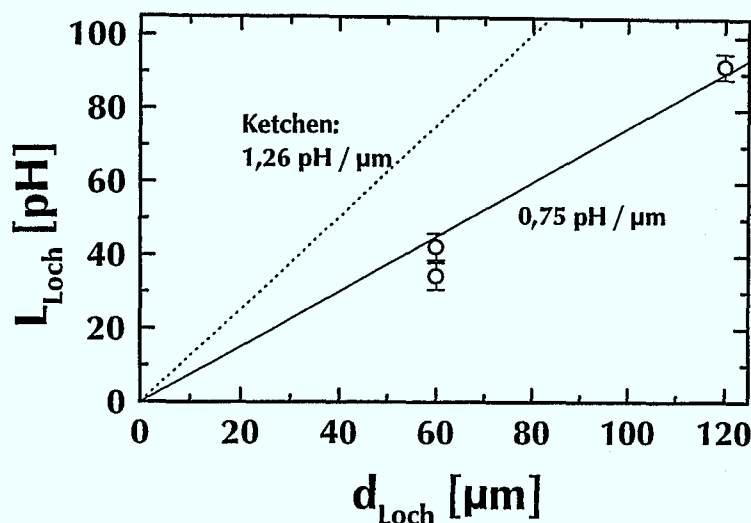


Abb. 5.12: Durch galvanische Modulation bestimmte Induktivität, aufgetragen gegen den Durchmesser der SQUID-Löcher im Washer. Zum Vergleich ist die nach der von Ketchen Formel [85] berechnete Induktivität angegeben.

Eine große Überraschung ergab sich allerdings bei der Bestimmung der Lochinduktivität für runde Washer. Nach der Ketchen-Formel [85] sollte die Induktivität eines kreisförmigen Lochs, dessen Durchmesser d_{Loch} klein gegen den Durchmesser des Washers ist, $L_{\text{Loch}} \approx \mu_0 d_{\text{Loch}}$, also $L_{\text{Loch}}/d_{\text{Loch}} \approx 1,26 \text{ pH}/\mu\text{m}$ betragen. Die anhand der Probe **BI3002** gewonnenen Daten zeigen ein wesentlich kleineres $L_{\text{Loch}}/d_{\text{Loch}} \approx 0,75 \text{ pH}/\mu\text{m}$. Die Ursachen dafür sind unklar. Als Konsequenz mußten die angenommenen Induktivitäten solcher Washer-SQUIDs drastisch zu kleineren Werten hin korrigiert werden. An den Proben mit der dünneren Filmdicke $d \approx 150 \text{ nm}$ konnten die Lochinduktivitäten nicht bestimmt werden, da die entsprechenden SQUIDs keine periodische Modulation zeigten. Es war also anzunehmen, daß deren Induktivität größer als $L \gtrsim 300 \text{ pH}$ (und damit am Grenzfall $L \rightarrow L_{\text{th}}$) lagen.

5.1.3 Messung der $I_C(B)$ -Muster

Neben der Bestimmung des Asymmetrieparameters α und des Abschirmparameters β_L mit den im vorigen Abschnitt genannten Einschränkungen, erlaubt die Messung der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms Aufschlüsse über die Abmessungen der Josephson-Kontakte [87] und die Stromdichte-Verteilung über dem Kontakt [88, 89]. Im Gegensatz zur Bestimmung der SQUID-Parameter, bei der die zur Messung erforderliche magnetische Flußdichte B nur ausreichen muß, um mindestens eine Modulationsperiode des SQUIDs zu beobachten $B \gtrsim \Phi_0/A_{\text{eff}}$, benötigt man zur Messung der Kontakteigenschaften wesentlich stärkere Magnetfelder. Zur Bestimmung der Kontaktfläche benötigt man typischerweise einige mT, zur Untersuchung der Stromdichteverteilung bis zu einigen T. Letzterer Punkt war im Rahmen dieser Arbeit nicht von Interesse und wird hier nicht weiter vertieft. Für die Anwendbarkeit der SQUIDs in starken magnetischen Hintergrundfeldern (siehe Abschnitt 12.2), waren Untersuchungen zur Auswirkung der Kontakt-Abmessungen auf die Magnetfeldabhängigkeit der kritischen Ströme jedoch wichtig.

Das Meßprinzip beruht darauf, daß der kritische Strom eines Josephson-Kontakts durch externen Fluß moduliert wird:

$$I_C(\phi_x) = I_C(\phi_x = 0) \left| \frac{\sin \phi_x}{\phi_x} \right| \quad (5.2)$$

In einem idealen (vertikalen) Josephson-Kontakt der Breite w beträgt die Periode der I_C -Unterdrückung $\Delta B \approx \Phi_0/w \cdot 2\lambda_L$

Damit läßt sich aus der Messung des $I_C(B)$ -Musters auf die Breite des Kontakts schließen. Ein Problem bei solchen Messungen ist jedoch die Tatsache, daß bei planaren Josephson-Kontakten aufgrund von Flußfokussiereffekten die Periode der I_C -Unterdrückung der Kontakte ΔB vom Verhalten vertikaler Kontakte $\Delta B \propto 1/w$ abweicht. Rosenthal *et al.* gaben Formeln für $\Delta B(w, \lambda_L)$ für die Grenzfälle sehr dünner und sehr dicker Supraleiter-Schichten an [87], bei der sich eine Periode von $\Delta B \propto 1/w^2$ ergibt. Der Unterschied zwischen den Grenzfällen besteht darin, daß bei dicken Filmen eine zusätzliche Abhängigkeit von der London-Eindringtiefe $\Delta B \propto 1/\lambda_L$ vorhergesagt wird. Für dünne Filme jedoch gilt:

$$\Delta B = 1,84 \frac{\Phi_0}{w^2} \quad (5.3)$$

Die Schichtdicken der HTS-Filme liegen zumeist zwischen den beiden Grenzfällen, was eine Bestimmung von w aus der $I_C(B)$ -Modulation erschwert. Vaupel *et al.* fanden jedoch heraus, daß die von ihnen untersuchten Josephson-Kontakte im Einklang mit der Formel für den Grenzfall dünner Schichten standen [90]. Die in Abschnitt 12.2 untersuchten $I_C(B)$ -Muster scheinen sich ebenfalls gut mit dieser Formel beschreiben zu lassen.

5.2 Rauschmessungen

Das intrinsische Spannungsrauschen eines dc SQUID liegt typischerweise bei $S_V^{1/2}(f) \lesssim 1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ und somit an der Auflösungsgrenze herkömmlicher Vorverstärker. Daher bedient man sich zur Rauschmessung einer speziellen Auslesetechnik, die in Abbildung 5.13 skizziert ist. Um die periodische Übertragungsfunktion des SQUIDs zu linearisieren wird es in einer Flußregelschleife als Nulldetektor betrieben. Die durch äußere Flußänderung hervorgerufene Spannungsänderung über dem dc SQUID wird von der SQUID-Elektronik über eine Spule so zurückgekoppelt, daß die Flußänderung im SQUID zu Null zurückgeregelt wird. Um das SQUID-Signal über das Eingangsrauschen der Elektronik anzuheben, bedient man sich einer Lock-in-Technik, bei der das SQUID in diesem Fall mit einer 500kHz Flußmodulation betrieben wird. Das SQUID-Signal wird mit einem gekühlten Ringkerntransformator verstärkt, bevor es von dem auf Raumtemperatur befindlichen Vorverstärker ausgelesen wird.

Das verstärkte Signal wird durch Mischen mit dem Trägersignal demoduliert und auf einen Integrator gegeben. Das integrierte Signal wird über einen („Feedback-“) Widerstand R_F auf die Modulationsspule zurückgekoppelt. Diese erzeugt über die Gegeninduktivität M_F die Flußkompensation im SQUID. Bei geschlossener Rückkopplung ist die dc-Spannung am Integrator-Ausgang proportional zum Fluß im SQUID. Aus der Rückkopplung und dem gemessenen Spannungsrauschen am Ausgang des Integrators $S_{V_{Amp}}^{1/2}(f)$ läßt sich somit direkt das äquivalente Flußrauschen des dc SQUID bestimmen zu $S_{\Phi}^{1/2}(f) = (M_F/R_F) \cdot S_{V_{Amp}}^{1/2}(f)$. Alle Rauschmessungen wurden mit einer dc SQUID-Elektronik Modell 550 der Firma Quantum Design durchgeführt ¹¹.

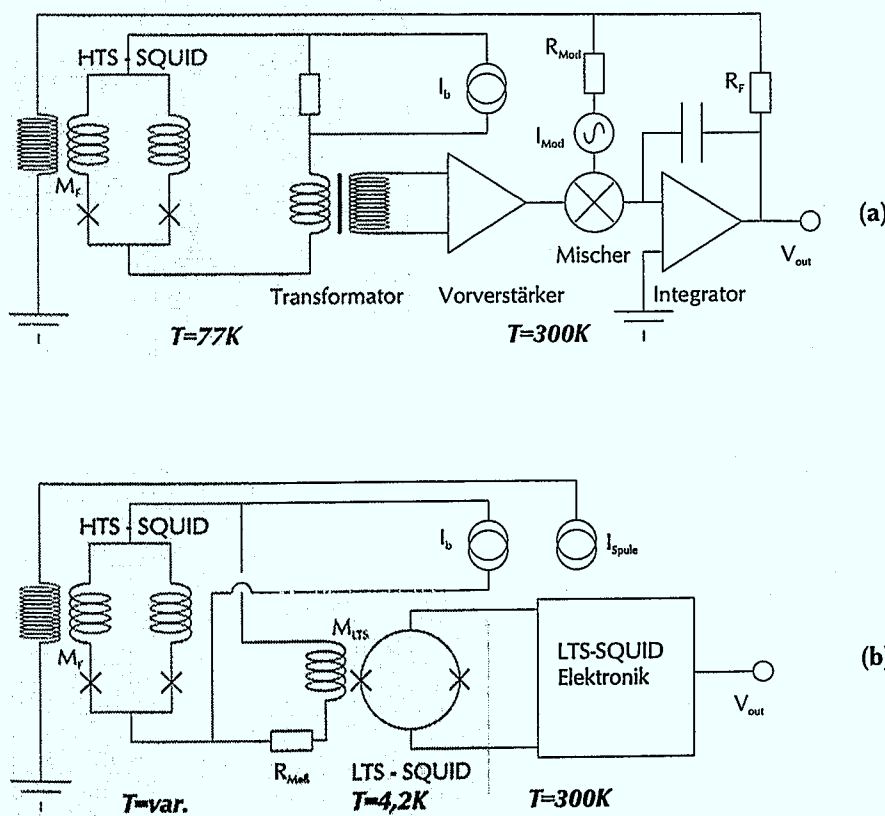


Abb. 5.13: Auslesetechniken für Rauschmessungen: (a) Flußregelschleife. Das HTS-SQUID befindet sich mit dem Transformator im LN_2 -Bad. (b) LTS-SQUID als Picovoltmeter. Das HTS-SQUID befindet sich in einem heizbaren Probenraum. Die SQUID-Spannung wird über einen Meßwiderstand auf die Einkoppelspule des LTS-SQUID gegeben, welches sich im LHe-Bad befindet. Die LTS-SQUID Elektronik entspricht der FLL-Elektronik aus (a). Das HTS-SQUID wird ohne Modulation betrieben; über eine Feldspule kann der Flußarbeitspunkt eingestellt werden.

¹¹Die SQUID-Elektronik der Firma Quantum Design war speziell für den Betrieb eines mitgelieferten LTS-SQUID ausgelegt. Da die in dieser Arbeit untersuchten HTS-SQUIDs oftmals völlig andere Parameter (insbesondere I_0 und A_{eff}) aufwiesen, mußten von Messung zu Messung einige Vorwiderstände angepaßt werden, um z. B. die Strombereiche für den Speisestrom und den Modulationsstrom zu erweitern.

Um das durch gegenphasige I_0 -Fluktuationen erzeugte $1/f$ -Rauschen zu unterdrücken (vergleiche Abschnitt 3.3), war die SQUID-Elektronik mit einem *bias-reversal*-Schema ausgestattet, dessen Funktionsweise hier nicht näher erläutert wird (siehe z. B. [16], Fig.15 oder [62]).

Einige Rauschmessungen wurden allerdings nicht in FLL gemessen, sondern durch direktes Auslesen des Spannungsrauschens mittels eines LTS-SQUID als Picovoltmeter. Der Meßaufbau ist in Abbildung 5.13 (b) dargestellt. Verwendet wurde hierbei der Meßstab von A. Marx [91] in einem Spezialkryostaten der Universität zu Köln. Das zu charakterisierende HTS-SQUID befindet sich dabei in einem evakuierten Probenraum. Die Probe kann mittels durch eine Glasfaser eingestrahlt Laserlicht beheizt werden. Damit läßt sich die Temperatur sehr rauscharm und stabil ($\Delta T \approx 1\text{mK}$) einstellen. Die Spannungsabgriffe über der Probe werden über einen Meßwiderstand $R_{\text{Meß}}$ (typischerweise $10\Omega \dots 30\Omega$) auf die Einkoppelspule des LTS-SQUIDS (mit der Gegeninduktivität M_{LTS}) geführt, welches sich im umgebenden LHe-Bad befindet. Das LTS-SQUID wird in üblicher FLL betrieben. Die über dem HTS-SQUID abfallende Spannung V_{HTS} wird durch das LTS-SQUID verstärkt zu $V_{\text{LTS}} = V_{\text{HTS}} \cdot (M_{\text{LTS}}/R_{\text{Meß}})(\partial V/\partial \Phi)_{\text{LTS}}$. Die Auflösung der Anordnung wird bestimmt durch das intrinsische Rauschen des LTS-SQUIDS und dem thermischen Rauschen des Meßwiderstands R_M . Sie wurde durch Messung mit kurzgeschlossener Probe bestimmt zu $S_{V_{\text{System}}}^{1/2} \approx 60\text{pV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Bei dieser Art von Messung ergeben sich gegenüber der FLL-Messung folgende Unterschiede:

- Zur genauen Bestimmung des Absolutwertes der Rauschspannung muß die Verstärkung $V_{\text{LTS}}/V_{\text{HTS}}$ genau bekannt sein. Das erfordert Kalibrierungsmessungen mit bekannten Spannungsamplituden.
- Um vom Spannungsrauschen auf das Flußrauschen schließen zu können, muß die Transferfunktion des HTS-SQUID im eingestellten Flußarbeitspunkt genau bekannt sein. Dies stellte in der Praxis das größte Problem dar, da die Transferfunktion und das Spannungsrauschen nicht gleichzeitig gemessen werden konnten. Daher wurde in einem ersten Meßgang jeweils die Transferfunktion bestimmt und dann für die nachfolgende Rauschmessung der Flußarbeitspunkt eingestellt. Dabei konnte allerdings folgendes Problem nicht ausgeschlossen werden:
- Da bei dieser Auslesetechnik im Gegensatz zur FLL keine Rückkopplung erfolgt („open-loop“), wird der Flußarbeitspunkt nicht stabilisiert. Eine Flußdrift während der Messung ist somit nicht auszuschließen.
- Da bei dieser Messung keine Flußmodulation erfolgt, werden sowohl gegen- als auch gleichphasige I_0 -Fluktuationen mitgemessen. Dies führt gegenüber der FLL-Messung, bei der die gleichphasigen Fluktuationen eliminiert werden, zu einem mitunter sehr starken Anstieg der Eckfrequenz des $1/f$ -Rauschens.

6 Einstellen der SQUID-Parameter

In diesem Kapitel werden die Experimente zur Einstellbarkeit der SQUID-Parameter hinsichtlich optimalem β_L beschrieben. Wie im Kapitel 4 eingangs erwähnt wurde, bereitete es große Probleme, unter Verwendung herkömmlicher Technologie SQUIDs mit $\beta_L \approx 1$ bei gleichzeitig hohem $I_0 R$ und L herstellen zu können. Da die kritischen Ströme der hergestellten Korngrenzen-Kontakte oft zu hoch waren, um bei Induktivitäten der Größenordnung $L \approx 100$ pH hinreichend kleines β_L zu erzielen, wurden Verfahren entwickelt, nachträglich das I_0 der Josephson-Kontakte zu reduzieren [8]. Dabei wird durch Erhitzen der Probe im Vakuum die Sauerstoff Dotierung der Probe verändert und dadurch das in Abschnitt 3.2 beschriebene Skalierungsverhalten von $I_0 R \propto j_C^p$ zu Nutze gemacht¹². Bei konstanter Fläche des Kontaktquerschnitts A_J ergibt sich wegen $I_0 = j_C A_J$ und $R = \rho_N A_J^{-1}$ das gleiche Verhalten für die Abhängigkeit des $I_0 R$ -Produkts vom kritischen Strom $I_0 R \propto I_0^p$. Übertragen auf das Trimmen der Josephson-Kontakte bedeutet dies: will man den kritischen Strom um eine Größenordnung reduzieren, so verringert sich das $I_0 R$ -Produkt um mehr als einen Faktor zwei.

Es sollte nun untersucht werden, ob ein wohldefiniertes Einstellen der SQUID-Parameter durch Ausnutzen der Skalierungsrelation beim Trimmen möglich ist. Ausgehend von vorhandenen SQUID-Layouts wurden zunächst auf 24° Bikristallen dc SQUIDs strukturiert, deren Josephson-Kontakte eine Breite von $2\mu\text{m}$ bis $4\mu\text{m}$ aufwiesen. Durch Trimmen im Vakuum bei Temperaturen von $250^\circ\text{C} \leq T \leq 350^\circ\text{C}$ sollte das I_C der SQUIDs so eingestellt werden, daß sich ein Abschirmparameter von $0,5 \lesssim \beta_L \lesssim 3$ ergab. Die Temperaturen wurden mit einer Rampe von 100 K/min. eingestellt und für je 2-5 Minuten gehalten. Dadurch sollte ein schrittweises, kontrolliertes Reduzieren des kritischen Stroms erreicht werden. In den Experimenten wurden die Proben zwischen jedem Tempersschritt hinsichtlich der SQUID-Parameter und der Transferfunktion charakterisiert. Es zeigte sich, daß die dc SQUIDs vor dem Trimmen („as deposited“) häufig kritische Ströme von einigen mA aufwiesen. In Abb. 6.1 ist für die Probe **BIC04** die Abhängigkeit des $I_0 R$ -Produktes vom kritischen Strom aufgetragen. Diese Probe wurde nach der Herstellung zehnmal durch Erhitzen im Vakuum getrimmt, wobei nach jedem Schritt die fünf auf dem Substrat befindlichen SQUIDs charakterisiert wurden. Nach dem 10. Tempern wurde die Probe im O_2 -Plasma bei $T = 550^\circ\text{C}$ wieder mit Sauerstoff beladen.

Wie sich zeigte, ergab sich für die Tempersschritte 3 - 10 ein Skalierungsverhalten von $I_0 R \propto I_0^{0,6}$. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus [54], falls man annehmen kann, daß mit dem Tempern $A_J = \text{const.}$ bleibt. Beachtlich sind allerdings die deutlich zu erkennenden Abweichungen vom Skalierungsverhalten für die ersten beiden Tempersschritte, sowie für die O_2 -Beladung. Sie zeigen eine Abhängigkeit $I_0 R \propto I_0^{-0,3}$. Man beachte auch, daß nach dem ersten Tempern im Vakuum die kritischen Ströme nicht etwa erniedrigt, sondern erhöht wurden!

¹²Nach dem ISJ-Modell erwartet man $p = 0,5$. Für STO-Bikristalle fand man jedoch $p \approx 0,6$ [54]. Dillmann et al. fanden eine noch deutlichere Abweichung mit $p \approx 0,2$ [8].

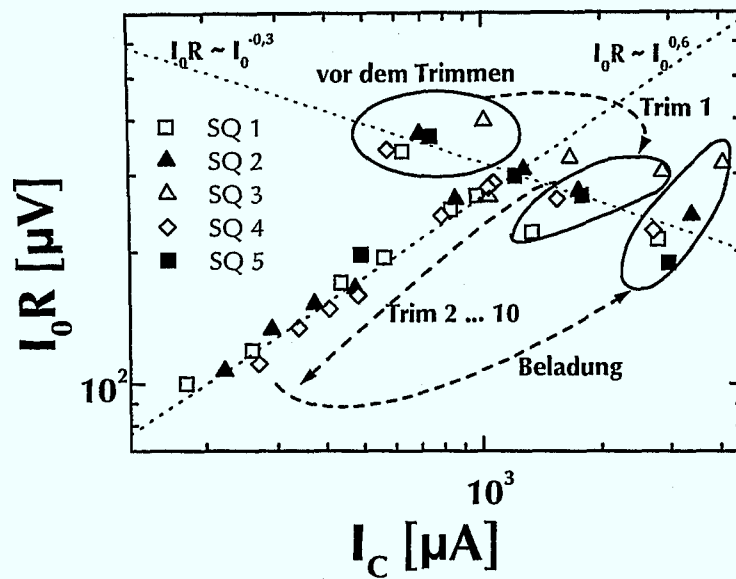


Abb. 6.1: I_0R -Produkt aufgetragen gegen den kritischen Strom von fünf SQUIDs der Probe BIC04. Die Probe wurde zehnmal in Vakuum getempert und anschließend mit O_2 beladen.

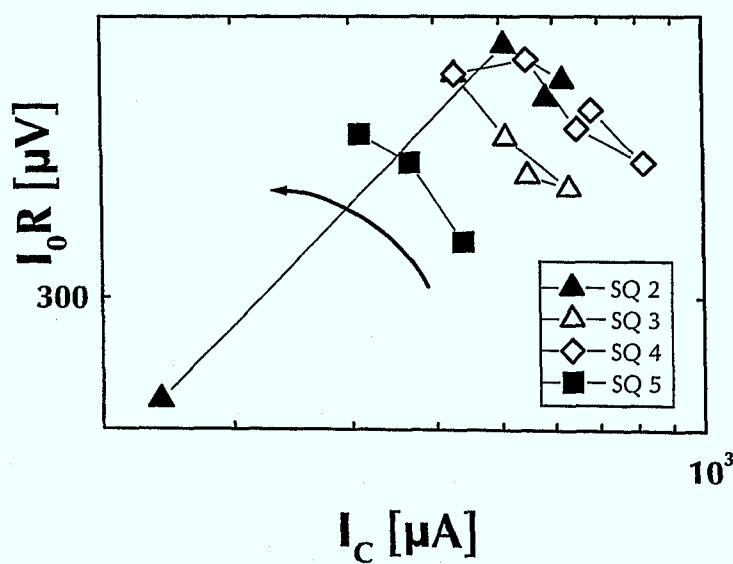
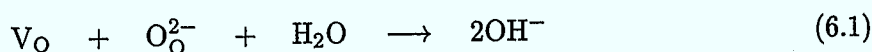


Abb. 6.2: I_0R -Produkt aufgetragen gegen den kritischen Strom von vier SQUIDs der Probe BIC06. Die Probe wurde viermal in Vakuum getempert.

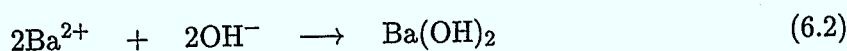
Abbildung 6.2 zeigt das Skalierungsverhalten der Probe **BIC06** über 4 Trimmzyklen. Auch hier ist eine $I_0^{-0,3}$ Abhängigkeit zu erkennen, bei der eine Verringerung des kritischen Stromes mit einer Erhöhung des $I_0 R$ -Produkts einhergeht. Diese Ergebnisse lassen sich nur durch ein Vorhandensein mehrerer Mechanismen beim Trimmen erklären. Zum einen sollte sich beim Tempern im Vakuum die Sauerstoffdotierung verändern, wobei sich I_C und $I_C R$ -Produkt gemäß dem Skalierungsgesetz verhalten sollten. Dem überlagert sind folgende Mechanismen vorstellbar:

- Durch das Trimmen erfolgt eine Veränderung des Kontakt-Querschnitts. Es ist z. B. denkbar, daß durch das Erhitzen thermisch aktivierte Degradationsprozesse von den Seiten her an den Mikrobrücken, die die Josephson-Kontakte bilden, einsetzen. Durch solch einen Mechanismus wird die Breite des Josephson-Kontaktes und damit dessen Querschnitt verringert. Da mit diesem Prozeß keine Veränderung von j_C einhergeht, sollte $I_0 R = \text{const.}$ bleiben. Durch eine Überlagerung mit der Veränderung der Sauerstoffdotierung sind somit Skalierungsverhalten von $I_0 R \propto I_0^p$ mit $0 \leq p \leq 0,5$ denkbar.
- Durch das Trimmen wird die Dichte der lokalisierten Zustände in der Barriere verändert. Daraus ergibt sich eine Veränderung des spezifischen Widerstands ρ_N des Josephson-Kontakts. Bei konstantem I_0 könnte sich so das $I_0 R$ -Produkt verändern. Dieser Prozeß führt zu einer Verschiebung der Skalierungsgeraden parallel zu $I_0 R$ -Achse und kann somit in Überlagerung mit anderen Mechanismen zu beliebigen Exponenten führen, insbesondere auch zu $p \leq 0$, wenn die Defektdichte verringert wird.

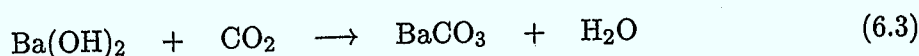
Eine große Rolle bei chemischen Degradationseffekten des $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ spielt die Anwesenheit von Wasser [92]. Demzufolge reagiert Wasser an exponierten a -Achsen mit Sauerstoff-Fehlstellen (V_O) gemäß:



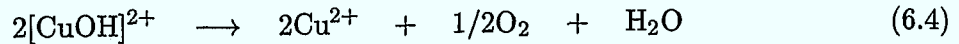
Es folgen zwei Reaktionen: die in (6.1) erzeugten Hydroxid-Ionen reagieren mit den BaO-Ebenen zu Bariumhydroxid,



welches mit atmosphärischem CO_2 zu Bariumkarbonat reagiert:



Zusätzlich erfolgt an den protonierten CuO-Ebenen eine Redoxreaktion:



Als Resultat werden die Kupferoxid-Ketten und Bariumoxid-Ebenen degradiert. Die Reaktionen (6.3) und (6.4) stellen überdies wiederum Wasser zur Verfügung, wodurch die Reaktion (6.1) auch in Abwesenheit von Wasser fortgesetzt werden kann, wenn nur eine einmalige Exposition vorlag. Foley *et al.* untersuchten die Auswirkungen des Trimmens von YBCO Mikrobrücken in Abhängigkeit der Brückenbreite [92] und führte die überproportionale Degradation der kritischen Stromdichten schmalere Brücken auf solche chemischen Degradationsprozesse zurück, die vorwiegend an den a -Achsen d.h. den Kanten der Mikrobrücken einsetzen. Die Ergebnisse lassen sich allerdings nicht ganz auf die vorliegenden Daten übertragen, da in [92] die kleinsten Brücken eine Breite von $w = 10 \mu\text{m}$ aufwiesen, und somit eine Größenordnung breiter waren, als die typischen Mikrobrücken, die in dieser Arbeit verwendet wurden. Allerdings läßt sich daraus ersehen, daß für die hier verwendeten sehr schmalen Brücken erst recht chemische Degradationsprozesse eine Rolle spielen sollten. Um den Einfluß solcher mehr oder weniger unkontrollierter äußerer Faktoren auf dem Trimmprozeß zu verringern, wurden im späteren Verlauf der Arbeit die Proben nach der Strukturierung mit einer Passivierungsschicht aus Polyimid versehen (siehe Abschnitt 4.2). Die zur Strukturierung des Polyimid erforderlichen Chemikalien sind wasserfrei. Die einzige bei diesem Prozeß mögliche Exposition der a -Achsen des YBCO mit Wasser besteht demnach in der Luftfeuchtigkeit die zwischen IBE und Passivierung an die Probe gelangen kann. Wie sich zeigte, bot die Polyimidschicht eine gute Passivierung gegen Feuchtigkeit und vergleichbare Umwelteinflüsse, was die Langzeitstabilität der passivierten SQUID-Parameter anging. Dabei schien die Durchlässigkeit der Polyimidschicht für Sauerstoff insofern gegeben zu sein, als daß das Trimmen der Proben durch Tempern im Vakuum nach wie vor möglich war.

Die Abbildung 6.3 zeigt eine Temperserie an solchen passivierten SQUIDS. Diese Probe wurde siebenmal in Vakuum getempert. Bemerkenswerterweise ist bei den ersten drei bis vier Trimmritten das I_0R -Produkt annähernd konstant, während sich das I_0 um eine halbe Größenordnung verringert. Dies spräche für einen Mechanismus, der nur den Kontaktquerschnitt verringert und $j_C\rho_N$ unverändert läßt. Erklären ließe sich das dadurch, daß die Sauerstoffdotierung und die Defektdichte in der Korngrenze vom Tempern nicht beeinflußt würden. Ein solches Skalierungsverhalten wäre im Hinblick auf das Trimmen ideal. Allerdings war nach dem 4. Tempersschritt ein Übergang in ein $I_0R \propto I_0^{0,3}$ Verhalten zu beobachten. Dies läßt sich durch ein Nebeneinander aller drei denkbaren Prozesse erklären: weitere Verringerung des Kontaktquerschnitts, Einsetzen des Sauerstoffentzugs und eventuell Veränderung der Defektdichte. Eine genauere Aufklärung der Prozesse wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen. Lediglich an einer Probe wurde bestimmt, ob durch das Trimmen eine Veränderung des Kontaktquerschnitts erfolgt. Dazu wurde vor und nach dem Trimmen das $I_C(B)$ -Muster

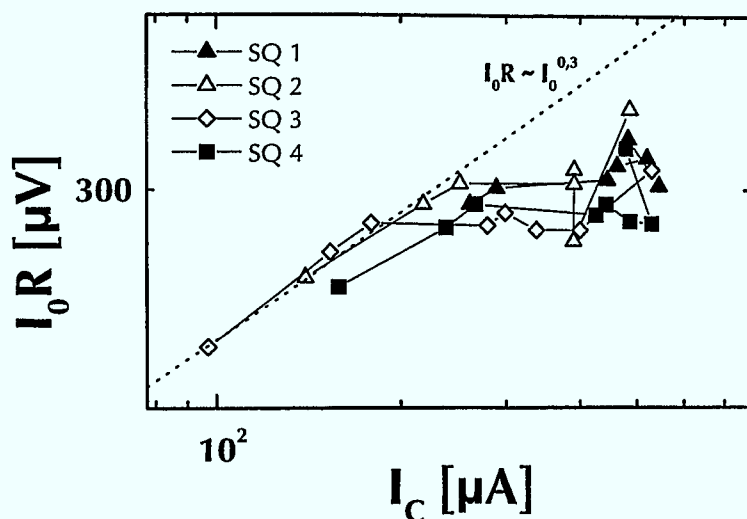


Abb. 6.3: $I_0 R$ -Produkt aufgetragen gegen den kritischen Strom von vier passivierten SQUIDs. Die Probe wurde 7 mal in Vakuum getempert.

aufgenommen. Aus der Veränderung der Periode konnte unter Verwendung von (5.3) auf eine Änderung der Kontaktbreite geschlossen werden. Dabei ergab sich für die betrachtete Probe, daß sich beim Trimmen der Kontaktquerschnitt um etwa 14% reduziert hatte. Allerdings wies diese Probe wiederum ein anderes Skalierungsverhalten auf: $I_0 R \propto I_0^{0,74}$. Unter Berücksichtigung der Änderung der Kontaktfläche ergab sich eine Skalierung von $j_C \rho_N \propto j_C^{0,83}$. Diese Daten sind allerdings nicht ausreichend, um eine Aussage über die vorliegenden Trimm-Mechanismen zu machen. Abschließend sind alle Ergebnisse zum Skalierungsverhalten in Abbildung 6.4 eingetragen. Bemerkenswert ist dabei insbesondere die Skalierungsgerade $I_0 R \propto I_0^{-0,3}$, auf der sich sowohl Datenpunkte der Probe BIC04, als auch der Probe BIC06 wiederfinden.

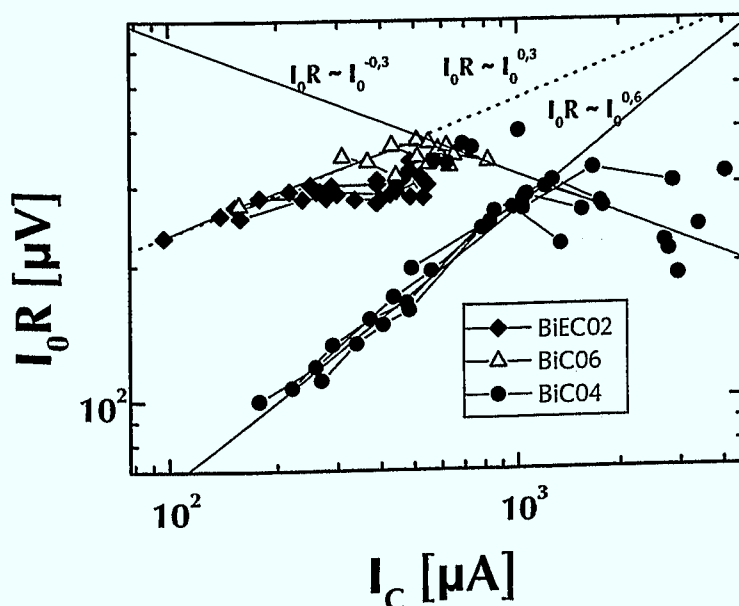


Abb. 6.4: $I_0 R$ -Produkt aufgetragen gegen den kritischen Strom I_C der drei Proben BIC04, BIC06 und BIEC02. Zum Vergleich Skalierungsgeraden mit verschiedenen Exponenten

Insgesamt ergab sich bei den Experimenten zum Skalierungsverhalten und Einstellen der

SQUID-Parameter ein sehr uneinheitliches Bild. Die Einstellbarkeit von I_0 und $I_0 R$ durch Trimmen war nach den hier gemachten Erfahrungen nicht hinreichend wohldefiniert. Eine Reduktion des I_0 der Josephson-Kontakte konnte man jedoch mit mittelmäßiger Genauigkeit durch das Tempern bewerkstelligen. Wie dem auch sei: es bleibt fraglich, ob das Trimmen für Proben mit den „breiten“ Josephson-Kontakten ($d = 2\ \mu\text{m} \dots 4\ \mu\text{m}$) zweckmäßig ist, bei denen es einer sehr großen Änderung des I_C bedarf, um optimale Parameter zu erhalten. Dies erfordert entweder sehr langes Trimmen, was noch schwieriger zu kontrollieren ist, oder oftmaliges kurzes Trimmen, wodurch die ganze Prozedur recht zeitaufwendig wird. Ein weiteres Problem konnte beim Trimmen der Probe BIC04 beobachtet werden, das die Zweckmäßigkeit der Trimmprozesse stark in Frage stellte: indem die kritischen Ströme der Josephson-Kontakte über etwa eine Größenordnung reduziert wurden, wurde das j_C^{Film} des Films so weit mit reduziert, daß das I_C der SQUID-Schleife offensichtlich an einigen Schwachstellen bereits vom Speisestrom überschritten wurde. Dies hatte zur Folge, daß die SQUID-Funktion dieser Proben nicht mehr gewährleistet war.

Diese Beobachtungen führten dazu, daß für spätere SQUIDs Kontakt-Geometrien verwendet wurden, bei denen die kritischen Stromwerte vor jeglichem Trimmen („as deposited“) bereits in einem solchen Bereich liegen sollten, daß nur geringfügiges Tempern zum Einstellen von I_0 erforderlich wäre, oder man im Idealfall ganz darauf verzichten könnte. Dies bedeutete, bei vorgegebenem j_C und ρ_N , den Querschnitt der Josephson-Kontakte so klein wie möglich zu wählen. Wegen des starken Ansteigens der Induktivität mit abnehmender Schichtdicke aufgrund der ansteigenden London-Eindringtiefe konnte diese nicht beliebig klein gewählt werden. Die Experimente zur Bestimmung der SQUID-Induktivität in Abschnitt 5.1.2 zeigten, daß bereits ab $d \lesssim 150\ \text{nm}$ die spezifische Induktivität drastisch zunahm. So blieb als einzige Alternative, die Breite der Josephson-Kontakte so schmal wie möglich zu wählen, daß sie gerade noch mit optischer Lithographie herzustellen waren. Die folgenden SQUID-Designs wurden daher mit nominell $1\ \mu\text{m}$ schmalen Josephson-Kontakten präpariert¹³.

In Abbildung 6.5 sind die $I_C R$ -Produkte von SQUIDs mit nominell $1\ \mu\text{m}$ -breiten und den zuvor beschriebenen nominell $2\ \mu\text{m}$ -breiten Josephson-Kontakten gegen die kritischen Ströme I_C der SQUIDs aufgetragen. Dabei wurden für die $1\ \mu\text{m}$ -SQUIDs Proben auf Bikristallen mit unterschiedlichen Korngrenzenwinkeln, die im Laufe der Arbeit benutzt wurden, mit einbezogen. Im Hinblick auf die hier interessierende Fragestellung, inwieweit sich durch die Verwendung von $1\ \mu\text{m}$ -Kontakten Vorteile bezüglich I_0 und $I_0 R$ -Produkt gegenüber der Verwendung von $2\ \mu\text{m}$ -Kontakten ergeben, wurden in der Abbildung vier mit römischen Ziffern gekennzeichnete Bereiche markiert, auf die in der folgenden Diskussion Bezug genommen wird. Folgende Dinge fallen bei den in Abbildung 6.5 zusammengetragenen Daten auf:

1. Die ungetemperten SQUIDs mit $2\ \mu\text{m}$ -Kontakten (graue Symbole) wiesen $I_0 R$ -Produkte

¹³Die tatsächlichen Abmessungen der Josephson-Kontakte differierten, da bei der Photolithographie die $1\ \mu\text{m}$ breiten Strukturen bereits an der Grenze der optischen Auflösung lagen (siehe auch Abschnitt 4.2).

von etwa $300 \mu\text{V}$ bei $T = 77 \text{ K}$ auf. Die dazugehörigen kritischen Ströme betrugen bei einigen Proben etwa $I_C \approx 500 \mu\text{A} \dots 700 \mu\text{A}$ (Bereich III), einige SQUIDs zeigten jedoch eine deutliche Abweichung¹⁴ um etwa einen Faktor 2 mit $I_C \approx 1 \text{ mA} \dots 2 \text{ mA}$ (Bereich IV).

2. Im Vergleich dazu zeigten einige SQUIDs mit $1 \mu\text{m}$ -Kontakten (offene Symbole) ebenfalls $I_0 R$ -Produkte von $300 \mu\text{V}$ mit kritischen Strömen $I_C \approx 200 \mu\text{A} \dots 300 \mu\text{A}$ (Bereich II). Dies entsprach in etwa dem erwarteten Effekt, wenn man die Kontaktbreite gegenüber den SQUIDs aus Bereich III halbierte.
3. Ein großer Teil der $1 \mu\text{m}$ -SQUIDs zeigten jedoch weitaus niedrigere kritische Ströme $I_C \approx 30 \mu\text{A} \dots 120 \mu\text{A}$ (Bereich I). Für diese SQUIDs lagen die $I_0 R$ -Produkte auch nicht im Bereich der maximalen $300 \mu\text{V}$, sondern nahmen mit I_C deutlich ab. Das bedeutet, daß bei diesen SQUIDs die kleineren kritischen Ströme nicht allein durch eine weiter verringerte Kontaktbreite $d < 1 \mu\text{m}$ erklärt werden kann, sondern daß hier ein zusätzlicher Effekt zu einer Verringerung von I_C und $I_0 R$ führte.

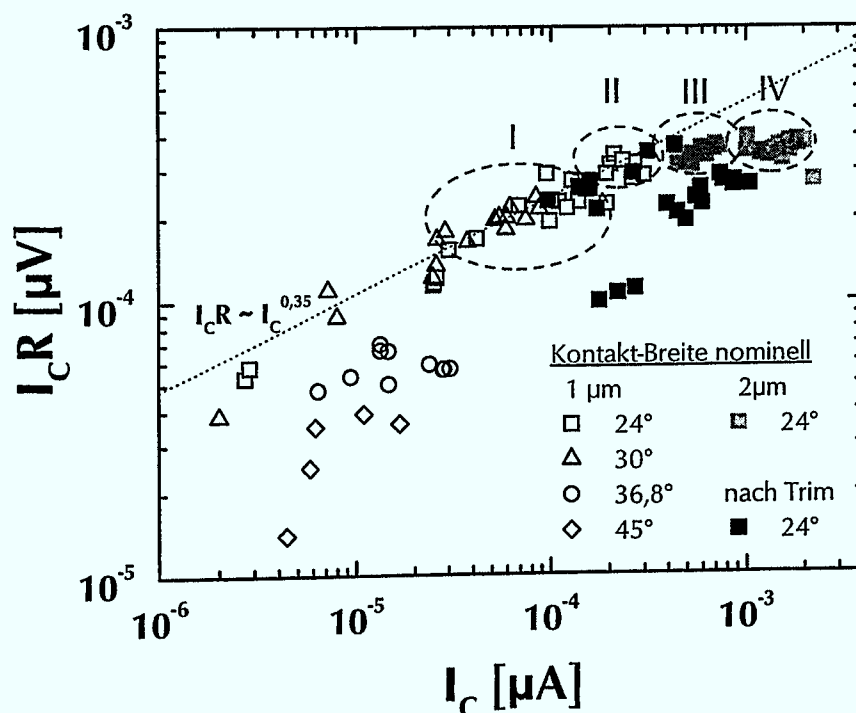


Abb. 6.5: $I_C R$ -Produkt zahlreicher SQUIDs aufgetragen gegen den kritischen Strom der SQUIDs I_C . Für SQUIDs mit $2 \mu\text{m}$ -breiten Josephson-Kontakten wurden Werte vor und nach dem Trimmen, für SQUIDs mit $1 \mu\text{m}$ -breiten Josephson-Kontakten nur Werte „as deposited“ dargestellt.

¹⁴Diese Abweichung konnte nicht mit einer unterschiedlichen Schichtdicke erklärt werden; die Ursache dafür ist unklar.

Die Reduktion des I_0R -Produkts der SQUIDs aus Bereich IV skalierte mit $I_0R \propto I_C^{0,35}$. Das legte die Vermutung nahe, daß dabei Degradationseffekte während der Strukturierung eine Rolle spielten, die denen der zuvor beobachteten Trimm-Mechanismen mit der $I_0R \propto I_0^{0,3}$ -Skalierung ähneln könnten.

Zur Klärung der Frage, inwieweit das Trimmen oder das Verwenden von schmalen Kontakten zur Einstellung der Parameter sinnvoller ist, können die in Abbildung 6.5 eingetragenen Datenpunkte der getrimmten $2\mu\text{m}$ -SQUIDs (schwarze Symbole) betrachtet werden. Durch das Trimmen wurde das I_C der Proben aus Bereich IV auf Werte reduziert, die den ungetrimmten Proben aus Bereich III entsprachen, die also mit $I_C \gtrsim 500\mu\text{A}$ eigentlich immer noch zu hoch lagen. Die I_0R -Produkte dieser SQUIDs lagen zudem noch mit etwa $200\mu\text{V}$ um zwei Drittel schlechter, als die der ungetrimmten Proben aus Bereich III. Ähnlich konnten einige Proben aus Bereich III durch Trimmen auf I_0 -Werte gebracht werden, die den ungetrimmten Proben aus Bereich II (den $1\mu\text{m}$ -Kontakten) entsprachen. Hier ergibt sich jedoch ein zweigeteiltes Bild: einige SQUIDs behielten ein hohes I_0R -Produkt, während einige eine drastische Reduktion auf etwa $100\mu\text{V}$ erfuhren. Dabei waren die getrimmten SQUIDs mit dem hohen I_0R -Produkt diejenigen, die eine $I_0R \propto I_0^{p \leq 0,3}$ -Skalierung aufwiesen. Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, daß bei dieser Art von Trimm-Mechanismus eine Verringerung der Kontaktfläche entscheidend beteiligt sein könnte. Die Datenpunkte der SQUIDs, die eine $I_0R \propto I_0^{p \geq 0,5}$ -Skalierung aufwiesen, zeigten demgegenüber die deutliche Verringerung des I_0R -Produkts.

Wie aus Abbildung 6.5 ersichtlich wurde, lagen die I_C -Werte der getrimmten SQUIDs immer noch nicht im zur Optimierung von $\beta_L \approx 1$ gewünschten Bereich IV. Dies und die Tatsache, daß beim Trimmen sehr unterschiedliche Auswirkungen auf das I_0R -Produkt beobachtet wurden, ließ den Schluß zu, daß die Verwendung von $1\mu\text{m}$ -Kontakten einer Verwendung von breiteren Kontakten mit nachfolgendem Trimmen im allgemeinen vorzuziehen ist.

7 Transferfunktion und thermisches Rauschen

Eine der Hauptmotivationen für diese Arbeit war es, die in der Literatur zitierten Diskrepanzen zwischen den experimentell beobachteten Daten und den theoretischen Vorhersagen für die Transferfunktion und das thermische Rauschen systematisch zu untersuchen. Um an dieser Stelle noch einmal herauszustellen, wie stark die in der Literatur beobachteten Abweichungen sind, sind in Abbildung 7.1 zusammengetragene Literaturdaten mit den Simulationsrechnungen Kleiners [16] verglichen.

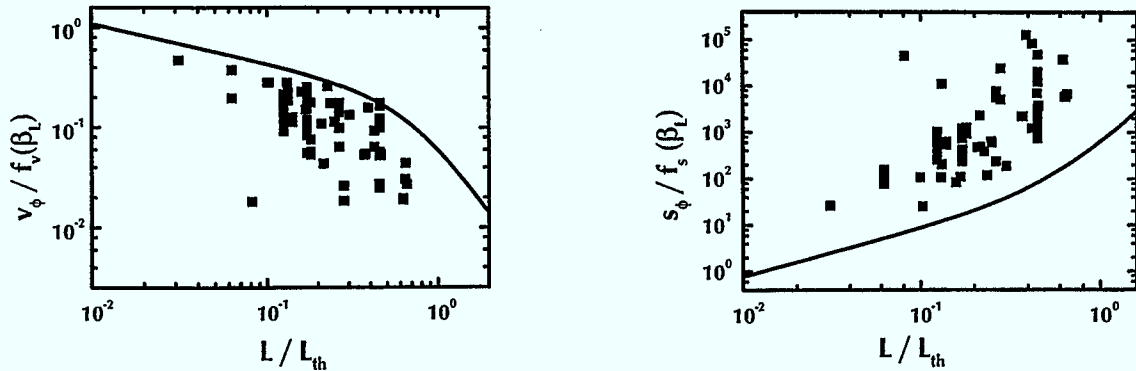


Abb. 7.1: Vergleich der Transferfunktion und des normierten Flußrauschens mit numerischen Daten, aufgetragen gegen die normierte Induktivität (aus [16]).

Um die Abhängigkeiten der Diskrepanz von den verschiedenen SQUID-Parametern zu studieren, wählte Kleiner eine spezielle Auftragsart: die gemessenen Werte für Transferfunktion und thermisches Rauschen wurden zunächst durch Normierung (vergleiche Abschnitt 2.2.1) in dimensionslose Größen überführt und dann gemäß der Faktorisierung (2.19) mit den theoretischen Teilfunktionen verglichen. Um z. B. die L/L_{th} -Abhängigkeit zu testen, wurden die normierten Werte durch die zugehörige Funktion $f(\beta_L)$ dividiert und gegen L/L_{th} aufgetragen. Bei Übereinstimmung mit der Simulationsrechnung müßten die Datenpunkte auf der durch die Funktion $g(L/L_{th})$ gegebenen Kurve liegen. Wie aus Abbildung 7.1 ersichtlich wird, liegen für die Transferfunktion nur wenige Datenpunkte auf der theoretischen Kurve; die meisten Werte sind um bis zu über einer Größenordnung kleiner. Die Diskrepanz im Flußrauschen ist noch deutlich größer: die besten Datenpunkte liegen eine knappe Größenordnung schlechter als die theoretische Kurve. Einige Werte weichen sogar um bis zu drei Größenordnungen ab! In analoger Weise kann man die β_L -Abhängigkeit studieren, indem man die Daten mit der Funktion $g(L/L_{th})$ normiert, gegen β_L aufträgt und mit $f(\beta_L)$ vergleicht (siehe [16]). Obwohl in Abschnitt 2.3 dargelegt wurde, daß die eigentlichen „natürlichen“ SQUID-Parameter Γ und L/L_{th} sind, wurden zum Vergleich mit den Simulationsrechnungen die Abhängigkeiten von β_L und L/L_{th} studiert. Bei festem L/L_{th} ist die β_L -Abhängigkeit über die Relation $\beta_L = (1/\Gamma)(L/L_{th})$ mit einer Γ -Abhängigkeit äquivalent. Eine Faktorisierung der Funktionen (2.25) nach Γ und L/L_{th} erwies sich als nicht möglich. Nach Kleiners Idee sollten in dem Stu-

dium der Parameter-Abhängigkeit der Diskrepanz mögliche Ursachen erkannt werden können. Bei der Auftragung der Diskrepanzen gegen alle möglichen SQUID-Parameter ergab sich jedoch nach Kleiner keine erkennbare Systematik [16].

7.1 Allgemeiner Vergleich zwischen Simulation und Experiment

Um die in der Literatur beschriebene Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment zu überprüfen, ging es zunächst darum, einen konsistenten Datensatz für eine systematische Analyse zu erarbeiten. Die in Abbildung 7.1 verwendeten Daten entstammten unterschiedlichen Quellen in der Literatur. Bei der Bestimmung der Parameter können von den verschiedenen Arbeitsgruppen möglicherweise unterschiedliche Fehlerquellen aufgetreten sein. Damit könnte unter anderem die große Streuung der Daten erklärt werden, die es erschwerte, eine Systematik in den beobachteten Diskrepanzen zu erkennen. Wie aus dem vorangegangenen Abschnitt 5.1 hervorging, sind in der Tat sehr viele Fehlerquellen vorstellbar und durch die vielfältigen Normierungen gehen praktisch alle Fehler der einzelnen Parameter in die Bestimmung der dimensionslosen Transferfunktion und des thermischen Rauschens ein. In den folgenden Abschnitten 7.1.1 und 7.1.2 wird beschrieben, inwieweit die in dieser Arbeit an vielen Proben nach gleicher Meßvorschrift gewonnenen Daten sich mit den Simulationsrechnungen vergleichen ließen. Als Ergebnis kann vorweggenommen werden, daß auch die hier vorgestellten Daten eine mithin genau so große Diskrepanz aufwiesen, wie in [16] bereits dargelegt.

Eine mögliche Ursache dafür, daß sich auch bei den in dieser Arbeit gewonnenen Daten zunächst keine Systematik erkennen ließ, war die Tatsache, daß der zur Herstellung der Proben verwendete Prozeß gewissen Schwankungen unterworfen war. Die Proben wurden teilweise mit oder ohne Passivierung, auf Bikristallsubstraten mit unterschiedlichen Korngrenzenwinkeln und von verschiedenen Herstellern, mit unterschiedlichen Schichtdicken, unterschiedlichen Strukturierungsprozessen usw. hergestellt. Und nicht zuletzt zeigte sich, daß der PLD-Prozeß beständigen Schwankungen unterlegen war, so daß im Grunde keine YBCO-Filme von gleichbleibender Qualität zur Verfügung standen. Dies würde nahelegen, daß die Streuung der Parameter – und damit auch die beobachteten Diskrepanzen – in der verwendeten Technologie zu suchen seien. Um dies zu prüfen wurde versucht, die Abhängigkeiten der Transferfunktion und des thermischen Rauschens an ein und derselben Probe durch Variation der natürlichen SQUID-Parameter Γ und L/L_{th} zu studieren. Hinsichtlich Γ ist dies durch eine Messung bei verschiedenen Temperaturen T möglich. Darauf wird im Abschnitt 7.2 näher eingegangen. Die L/L_{th} -Abhängigkeit läßt sich leider nicht an ein und derselben Probe studieren, ohne sie sukzessiven Strukturierungsschritten zu unterwerfen, bei denen eine Veränderung der anderen SQUID-Parameter auf unkontrollierte Weise nicht auszuschließen ist. Daher wird im Abschnitt 7.3 die L/L_{th} -Abhängigkeit anhand eines größeren Probenumfangs untersucht.

7.1.1 Transferfunktion

Die Bestimmung der Transferfunktion konnte auf mehrere Art und Weisen erfolgen, wie dies bereits im Abschnitt 5.1 erwähnt wurde:

1. Die IVCs der dc SQUIDs wurden jeweils für die Flußzustände $\Phi_x = n\Phi_0$ und $\Phi_x = (n + \frac{1}{2})\Phi_0$ aufgenommen. Trägt man die Differenz der Spannungen der beiden Kennlinien gegen den Speisestrom auf, so erhält man eine ΔV_{pp} - I -Kennlinie. Fehler können auftreten, wenn man die beiden Extrema der Flußzustände nicht exakt genug einstellt, oder wenn durch eine nicht verschwindende Gegeninduktivität zwischen den Zuleitungen und der SQUID-Induktivität eine Verschiebung des Flußarbeitspunktes mit dem Speisestrom stattfindet. Dies kann durch die zweite Methode ausgeschlossen werden:
2. Die V - Φ -Kennlinien der dc SQUIDs werden für verschiedene Speiseströme aufgenommen. Hier kann direkt die Modulationstiefe abgelesen werden. Eine Flußverschiebung mit dem Speisestrom kann sehr leicht identifiziert werden und wirkt sich auf die Bestimmung von ΔV_{pp} nicht weiter aus. Nachteil dieser Methode ist, daß man eine relativ große Kurvenschar zu verschiedenen Speiseströmen aufnehmen muß, um das Optimum der Transferfunktion zu finden.

Eine Kombination der beiden Verfahren gewährleistet eine recht sichere Bestimmung des maximalen Spannungshubs ΔV_{pp} . Die Transferfunktion kann daraus entweder über die Relation $\partial V / \partial \Phi \approx \pi \cdot \Delta V_{pp}$ bestimmt werden, oder aber aus der Ableitung der V - Φ -Kennlinien nach dem externen Fluß. Es ergab sich, daß die meisten SQUIDs eine sinusförmige $V\Phi$ C bei optimalem Speisestrom aufwiesen, weswegen die Näherungsformel zumeist gut zutraf. Einige SQUIDs zeigten jedoch mitunter recht starke Asymmetrien in der $V\Phi$ C (siehe z. B. die Kennlinien bei $T = 70$ K in Abbildung 9.1 auf Seite 93). Dadurch entstanden unterschiedliche Transferfunktionen für die unterschiedlichen Flanken der Kennlinie.

Um die in der Literatur belegten Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment zu untersuchen, wurden zunächst die in dieser Arbeit gemessenen Transferfunktionen nach der Art und Weise von Kleiner aufgetragen.

Zunächst wurde die Abhängigkeit von β_L betrachtet. Die Daten vieler dc SQUIDs auf Bikristall-Substraten unterschiedlicher Fehlorientierungswinkel sind in Abbildung 7.2 zusammengetragen. Deutlich zu erkennen ist dabei die vielzitierte Diskrepanz der meisten Proben. Lediglich wenige SQUIDs lagen auf der theoretischen Kurve. Dabei ließ sich scheinbar ebenso wenig eine Systematik in den Abweichungen zwischen Theorie und Experiment erkennen, wie in [16]. Da nunmehr alle Daten mit praktisch der gleichen Meßvorschrift bestimmt wurden, kann davon ausgegangen werden, daß die darauf beruhende Streuung der Daten geringer war, als bei den Literaturdaten. Bei einer genaueren Fehleranalyse zeigte sich jedoch, daß insbesondere die Genauigkeit bei der Bestimmung der SQUID-Parameter einen großen Einfluß auf den Vergleich

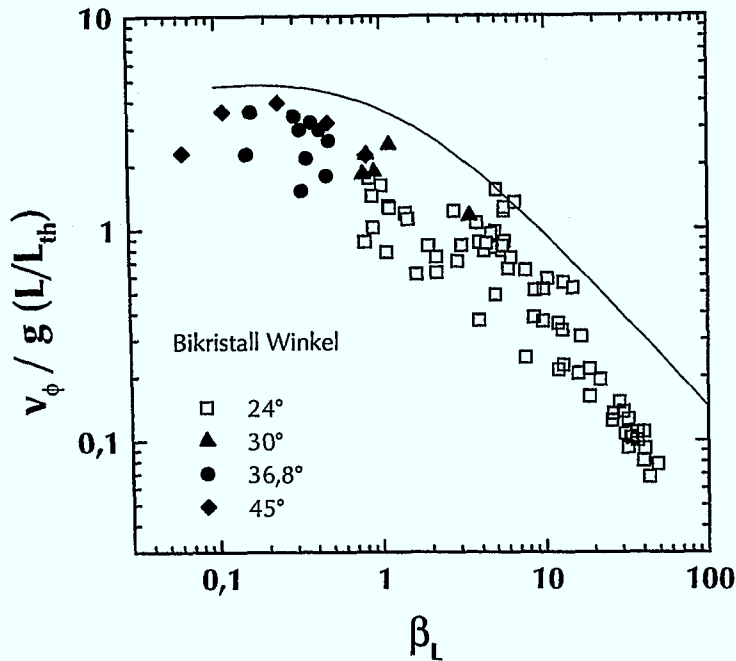


Abb. 7.2: Normierte Transferfunktion vieler Proben, aufgetragen gegen β_L . Zum Vergleich die theoretische Kurve nach Kleiner.

mit der Theorie hatte. Legte man zum Beispiel die Güte des RSJ-Fit $\mathcal{G}$ als Maß für den Fehler in I_0 und Γ zugrunde, ergaben sich zusammen mit den Unsicherheiten in L und β_L für die normierte Transferfunktion Fehler von bis zu über 50% für einige SQUIDs! Der Übersichtlichkeit halber wurden diese Fehlerbalken in den hier gezeigten Abbildungen weggelassen.

Der entsprechende Vergleich mit den Simulationsdaten in Abhängigkeit von $L/L_{th} = \Gamma\beta$ ist in Abbildung 7.3 dargestellt.

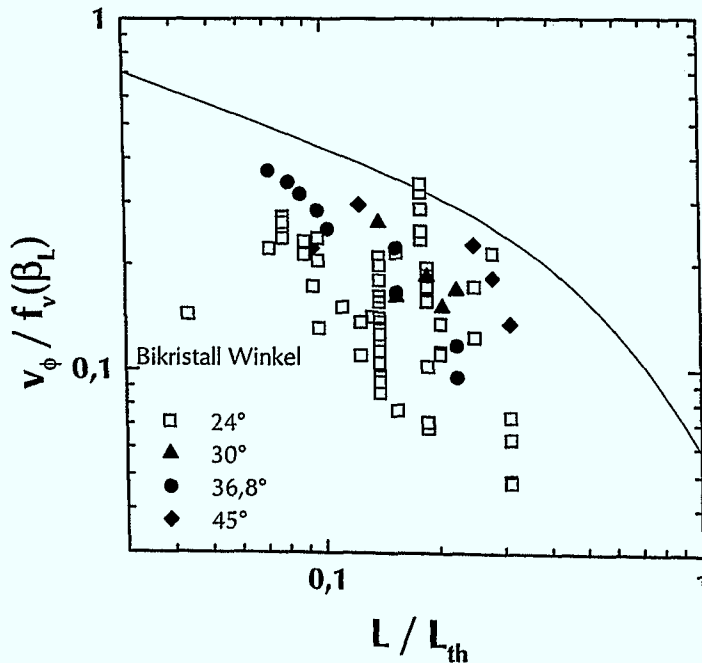


Abb. 7.3: Normierte Transferfunktion vieler Proben, aufgetragen gegen L/L_{th} . Zum Vergleich die theoretische Kurve nach Kleiner.

Auch hier zeigte sich das gleiche Bild einer unsystematischen Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment. Ein leichter Trend jedoch ließe sich erkennen, nach dem die Diskrepanz zu großen L/L_{th} hin zunehmen könnte. Dies wird in Abschnitt 7.3 noch näher untersucht werden.

7.1.2 Thermisches Rauschen

Analog zur Transferfunktion wurden an zahlreichen Proben Daten zum thermischen Rauschen gemessen und mit den Simulationsrechnungen von Kleiner verglichen. Im Gegensatz zur relativ einfachen Messung der Transferfunktion ergaben sich bei der Bestimmung des thermischen Flußrauschens unter anderem folgende vornehmlich experimentelle Probleme:

- Die vorhandene SQUID-Elektronik war als LTS-SQUID-Elektronik für maximale Speiseströme von bis zu $I_b = 20 \mu\text{A}$ ausgelegt. Die ersten in dieser Arbeit präparierten SQUIDs mit $2 \mu\text{m} \dots 4 \mu\text{m}$ -breiten Josephson-Kontakten auf 24° Bikristallen wiesen allerdings kritische Ströme im mA Bereich auf. Auch nach Modifikation der Elektronik konnten maximal $200 \mu\text{A}$ Speisestrom bereitgestellt werden. Somit konnten z. B. zu den Temper-Experimenten (Kapitel 6) keine Rauschmessungen durchgeführt werden. Eine externe Stromeinspeisung war zwar möglich, jedoch konnte damit das *bias-reversal* nicht verwendet werden. Bei den hohen kritischen Strömen lag aber die Eckfrequenz des durch I_C -Fluktuationen hervorgerufenen $1/f$ -Rauschen oft höher, als die Bandbreite der Elektronik (etwa 30 kHz). Aufgrund dieser Tatsachen konnte das thermische Rauschen nur an SQUIDs gemessen werden, deren $I_0 < 100 \mu\text{A}$ lag.
- Auch der Modulationsstrom der SQUID-Elektronik war auf die große Gegeninduktivität M_F des LTS-SQUID abgestimmt und betrug im Originalzustand maximal $2 \mu\text{A}$. Um SQUIDs mit kleiner Induktivität zu charakterisieren, wurde jedoch oft ein Modukationsstrom von bis zu einigen $100 \mu\text{A}$ benötigt. Eine Änderung des Vorwiderstandes erlaubte hier zwar in den meisten Fällen eine Messung durchführen zu können, allerdings zeigte sich, daß bei sehr kleinen Vorwiderständen $R_{Mod} \lesssim 5 \text{k}\Omega$ ein Anstieg des weißen Rauschens zu beobachten war.

Im Verlauf der Arbeit wurden auch andere SQUID-Elektroniken verwendet, so z. B. eine dc SQUID-Elektronik, wie sie von der Arbeitsgruppe von J. Clarke in Berkeley verwendet wurde sowie eine dc SQUID-Elektronik mit RF-Bias von Zhang et al. [93]. Es zeigte sich in Vergleichsmessungen, daß mit der angepaßten Quantum-Design Elektronik stets das niedrigste weiße Rauschen gemessen werden konnte. Es blieb dennoch unklar, inwieweit die gemessenen Rauschwerte durch die Elektronik begrenzt wurden.

Es erfolgte zunächst wieder ein Vergleich der β_L -Abhängigkeit. Das an verschiedenen Proben gemessene thermische Rauschen ist mit $g_{s\phi}(L/L_{th})$ normiert und zum Vergleich mit den Simulationsdaten gegen β_L aufgetragen (Abbildung 7.4)

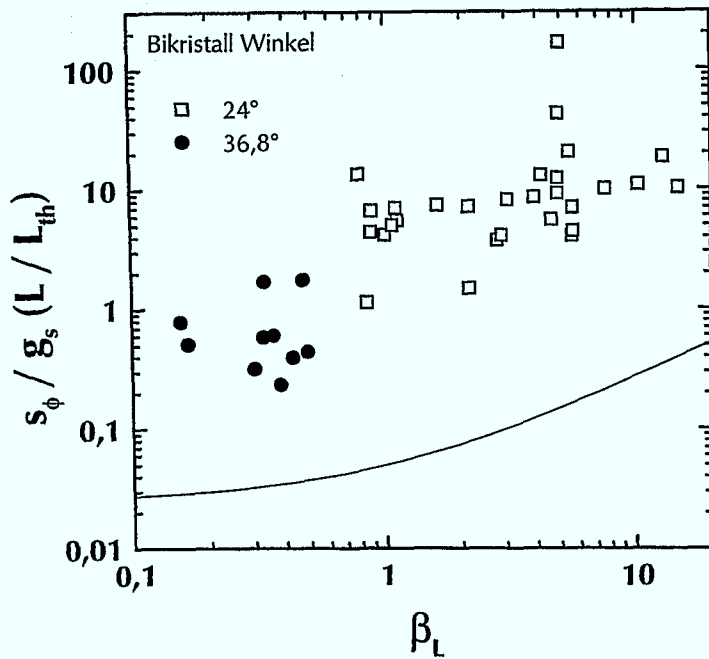


Abb. 7.4: Normiertes thermisches Flußrauschen vieler Proben, aufgetragen gegen β_L . Zum Vergleich die theoretische Kurve nach Kleiner.

Deutlich zu erkennen ist die aus den Literaturdaten bekannte Diskrepanz der Datenpunkte im Vergleich zur Simulation. Auch hier läßt sich, ähnlich wie in Abbildung 7.1, keine Tendenz erkennen. Analog zum vorherigen Abschnitt kann auch das Flußrauschen gegen L/L_{th} aufgetragen werden. Wiederum zeigte sich eine leichte Tendenz einer Zunahme der Diskrepanz bei höheren L/L_{th} .

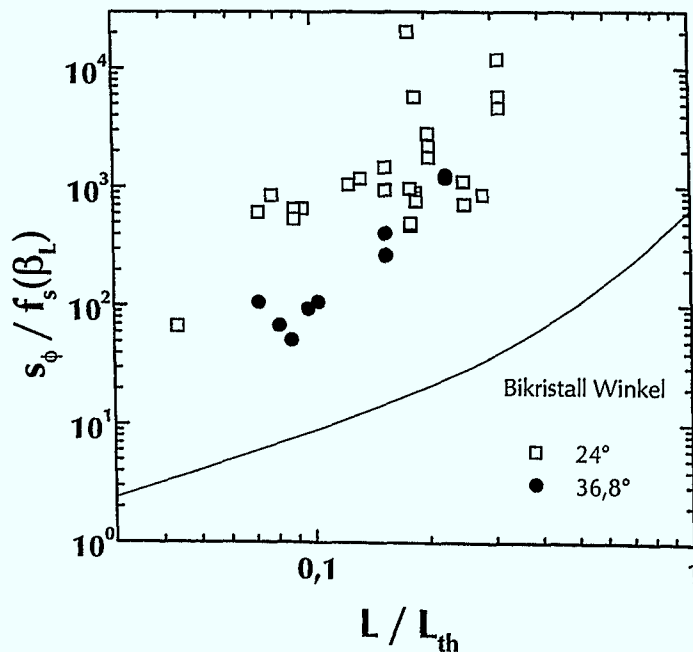


Abb. 7.5: Normiertes thermisches Flußrauschen vieler Proben, aufgetragen gegen L/L_{th} . Zum Vergleich die theoretische Kurve nach Kleiner.

Interessant war in diesem Zusammenhang, ob sich Unterschiede ergäben, wenn man die experimentellen Daten mit anderen Simulationsrechnungen verglich. Um dies zu prüfen, wurde für einige Proben die Diskrepanz des Flußrauschens $s_{\phi}^{Exp.}/s_{\phi}^{Sim.}$ zu den Simulationsergebnissen von Kleiner und Enpuku miteinander verglichen. Wie man in Abbildung 7.6 erkennen kann, ergibt sich mal eine stärkere Diskrepanz zu Enpukus Rechnungen, mal zu denen Kleiners, ohne daß jedoch ein Trend erkennbar wäre.

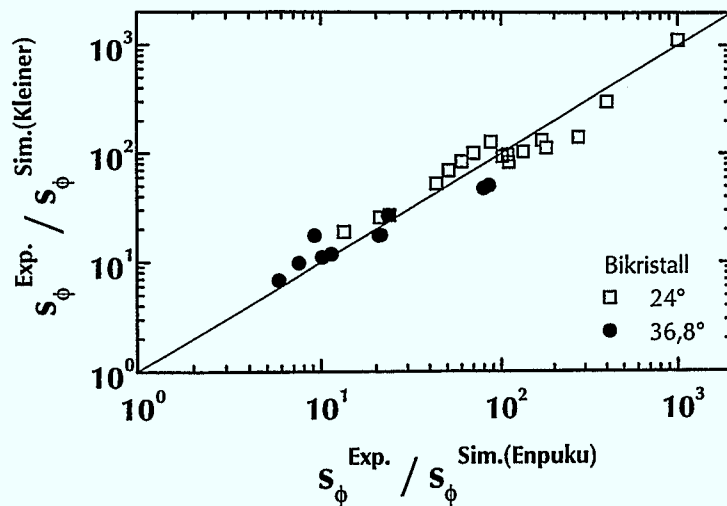


Abb. 7.6: Diskrepanz des thermischen Rauschens zu Simulationsrechnungen Kleiners, aufgetragen gegen die Diskrepanz zu Simulationsrechnungen Enpukus. Die Linie gibt an, wo die Diskrepanz zu beiden Rechnungen gleich ist.

7.1.3 Einfluß des Trimmens

Eine Fragestellung war es, inwieweit sich die SQUID-Eigenschaften gezielt einstellen lassen. Nimmt man auch eine offenkundig unvermeidliche Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment in Kauf, so erfordert eine Optimierung dennoch eine korrekte Wahl der Parameter, um die SQUID-Empfindlichkeit zu maximieren. In Kapitel 6 wurde gezeigt, inwieweit sich die Eigenschaften der Josephson-Kontakte durch Trimmen verändern ließen. Dabei wurde allerdings noch nicht auf die Frage eingegangen, inwieweit sich das Trimmen auf die Transferfunktion und das thermische Rauschen auswirkte. Dies soll an dieser Stelle für die Transferfunktion nachgeholt werden. Bei den Trimmexperimenten wurde für die Probe **BIEC02** zu jedem Temperoschritt auch die Transferfunktion bestimmt. Die normierten Transferfunktionen wurden wiederum nach Kleiner normiert gegen β_L aufgetragen (Abbildung 7.7)¹⁵. Es zeigte sich, daß die normierte Transferfunktion mit der Verringerung des β_L in der Tat zunahm.

An einer weiteren Probe **SK01** wurden die Transferfunktionen nach der Herstellung und nach viermaligem Tempern gemessen¹⁶. Auch hier ließ sich sehr gut erkennen, daß sich die Transferfunktion mit dem reduzierten β_L deutlich steigern ließ.

¹⁵Die entsprechenden Skalierungsdaten finden sich in Abbildung 6.3 auf Seite 55.

¹⁶Diese Probe wurde für S. Keil hergestellt zur Abbildung von Vortices mittels LTSEM. Da die kritischen Ströme nach der Herstellung im mA-Bereich lagen, war ein Trimmen der Probe erforderlich.

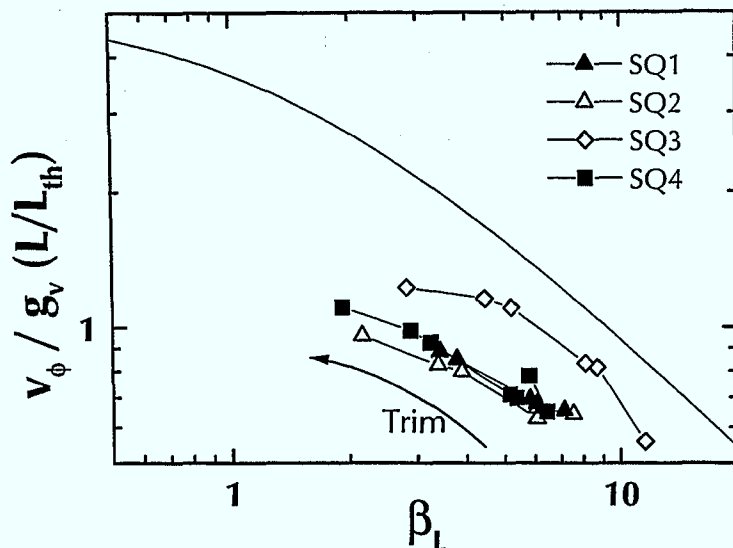


Abb. 7.7: Normierte Transferfunktion von vier SQUIDs der Probe BIEC02 für 7 Trimmzyklen, aufgetragen gegen β_L . Zum Vergleich die theoretische Kurve nach Kleiner.

Wie sich anhand dieser zwei Proben erkennen ließ, erwies sich das Trimmen auch im Hinblick auf das Optimieren der Transferfunktion als hilfreich. Dabei schien die Diskrepanz zwischen theoretischen und experimentellen Werten durch das Tempern nicht beeinflusst zu werden. Interessant blieb somit die Frage, inwiefern durch das Trimmen das thermische Rauschen verändert wird. Leider konnten zu den Trimmexperimenten keine Rauschdaten aufgenommen werden, da für die ungetrimmten Proben die kritischen Ströme so hoch waren, daß das thermische Rauschen nicht beobachtet werden konnte (siehe Abschnitt 7.1.2). Die Werte der getrimmten Proben lagen aber innerhalb der üblicherweise beobachteten Diskrepanz.

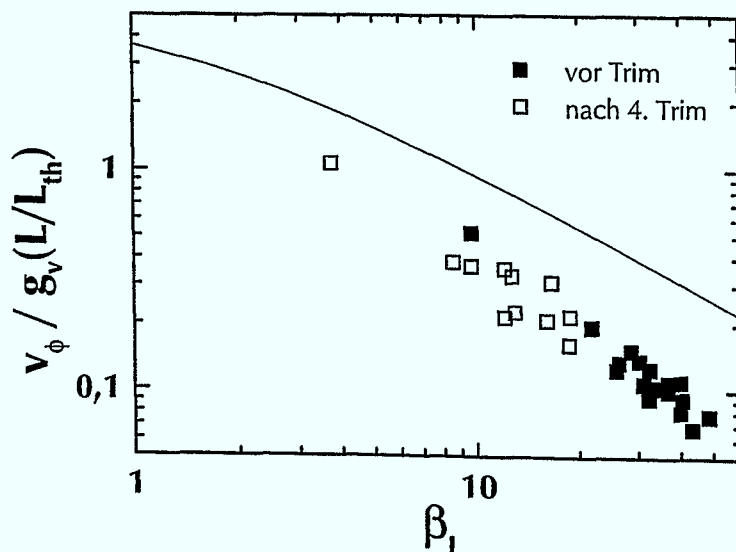


Abb. 7.8: Normierte Transferfunktion der SQUIDs der Probe SK01 nach der Herstellung (geschlossene Symbole) und nach viermaligem Trimmen (offene Symbole), aufgetragen gegen β_L . Zum Vergleich die theoretische Kurve nach Kleiner.

7.2 Abhängigkeit vom Rauschparameter Γ

Um die Abhängigkeit der Transferfunktion und des thermischen Rauschens in Abhängigkeit vom Rauschparameter Γ zu studieren, wurden Messungen bei verschiedenen Temperaturen vorgenommen. Eine Variation der Temperatur führt zu einer Variation des Rauschparameters $\Gamma = I_{th}/I_0$. Bei Erhöhung der Temperatur reduziert sich dabei der kritische Strom I_0 , und der thermische Strom I_{th} nimmt zu. Dies führt zu einer Erhöhung von Γ mit steigender Temperatur T . Für eine typische Probe reichte eine Temperatur-Variation von 68K bis etwa 85K aus, um Γ über einen Bereich von $0,05 \leq \Gamma \leq 5$ zu verändern. Als erste Messung wurde die Probe **BI3601** bei verschiedenen Temperaturen charakterisiert. Auf diesem 36,8°-Bikristall befand sich eine Reihe von Washer-SQUIDs. Die Schichtdicke betrug $d \approx 300$ nm. Die quadratischen Washer hatten eine Kantenlänge von $D = 300 \mu\text{m}$, die SQUID-Induktivität bestand aus Schlitzten von $d_{\text{Schlitz}} = 2 \mu\text{m}$ Breite und variabler Länge l_{Schlitz} sowie dem Anteil der Steg-Induktivität der $8 \mu\text{m}$ langen und $< 1 \mu\text{m}$ Breiten Josephson-Kontakte. Das Washer Design entsprach nach „Berkeley-Nomenklatur“ einem Typ A/A (vergleiche [16]). Die geschätzten SQUID-Induktivitäten lagen im Bereich von $L = 20 \dots 80$ pH. Ein ähnliches Design wurde im Nachhinein an der Probe **BI3602** verwendet, bei der zusätzlich galvanische Modulationsleitungen vorhanden waren, mit deren Hilfe die Induktivität experimentell bestimmt werden konnte. Dies ist ausführlich im Abschnitt 5.1.2 erläutert. Die Probe **BI3601** wurde ausgewählt, weil sie folgende wichtige Kriterien erfüllte:

1. Wegen des großen Korngrenzenwinkels von 36,8° und der schmalen Josephson-Kontakte wies diese Probe recht kleine kritische Ströme $I_0 \lesssim 15 \mu\text{A}$ auf. Die damit in einem Bereich von $\Gamma \gtrsim 0,2$ liegenden Rauschparameter waren für Untersuchungen des Grenzfalles großer thermischer Fluktuationen interessant.
2. Aufgrund der kleinen Induktivitäten war die Bedingung $L/L_{th} < \Gamma/\pi$ gerade eben erfüllt, für den die neue analytische Theorie von Chesca gültig ist (siehe Abschnitt 2.2.2). Somit konnte an diesen Proben erstmals ein experimenteller Vergleich mit dieser Theorie erfolgen.
3. Die Charakterisierung im LN_2 -Bad ergab, daß die an diesen SQUIDs beobachteten Diskrepanzen hinsichtlich Transferfunktion und thermischem Rauschen im Vergleich zu den Literaturdaten und anderen bis dahin in dieser Arbeit hergestellten Proben sehr gering waren.

Insbesondere der zweite Punkt war ausschlaggebend für die Entscheidung, eine Messung der Temperaturabhängigkeit an dieser Probe durchzuführen. Da die Werte Γ und L/L_{th} gerade an der Grenze des Gültigkeitsbereiches für Chescas Theorie lagen, erhoffte man sich, durch Variation des Rauschparameters insbesondere zu höheren Werten hin, einen expliziten Test der durch die analytischen Formeln vorhergesagten Γ -Abhängigkeiten der Transferfunktion

und des thermischen Rauschens vornehmen zu können. Für die Messungen wurde das SQUID Nr. 2 dieser Probe ausgewählt. Es waren zwar Proben mit noch geringerer Diskrepanz auf dem Chip vorhanden, jedoch besaß dieses SQUID mit $L = 26 \text{ pH}$ die zweit kleinste Induktivität¹⁷, was im Hinblick auf die Bedingung $L/L_{th} < \Gamma/\pi$ für wichtig erachtet wurde. Das SQUID Nr. 1 mit der kleinsten Induktivität eignete sich in sofern nicht, als daß die effektive Fläche für eine hinreichende Flußeinkopplung zu klein war.

Die Messungen bei variabler Temperatur wurden an der Universität zu Köln in einem Spezialekryostaten mit dem von A. Marx konzipierten Rauschmeßstab durchgeführt, dessen Funktionsweise bereits im Abschnitt 5.2 vorgestellt wurde. Sowohl zur Rauschmessung als auch zum Aufnehmen der Kennlinien wurde das LTS-SQUID als (Pico-) Voltmeter eingesetzt. Anhand von Referenzmessungen einiger $V\Phi$ Cs mit einem rauscharmen dc Vorverstärker wurde die Verstärkung des LTS-SQUIDS geeicht. Für die Kennlinien bei tieferen Temperaturen, bei denen der Spannungshub des HTS-SQUIDS im Bereich einiger $10 \mu\text{V}$ lag, war die Auflösung des Vorverstärkers ausreichend. Bei Temperaturen nahe T_C zeigten sich die Vorteile des LTS-SQUIDS als Vorverstärker. $V\Phi$ Cs mit weniger als $1 \mu\text{V}$ Amplitude konnten damit mit guter Auflösung gemessen werden, während die gleichen Kennlinien mit dem Vorverstärker aufgenommen bereits stark verrauscht waren.

Bei Temperaturen $T \leq 70 \text{ K}$ traten an den $V\Phi$ Cs zunehmend Abweichungen von einem sinusförmigen Verlauf auf. In den IVCs zeigten sich immer stärker hervortretende Resonanzen, was auf ein Ansteigen des β_C zurückzuführen war. Daher wurden zum Vergleich mit der Theorie nur die gemessenen Transferfunktionen ab $T \geq 70 \text{ K}$ berücksichtigt. Ebenfalls erkennbar waren Verschiebungen der $V\Phi$ Cs entlang der Flußachse für positive und negative Speiseströme, was anhand der Abbildung 7.9 zu erkennen ist. Dies kann durch Asymmetrie der Josephson-Kontakte erklärt werden und wird in den Abschnitten 8.1 und 9.1 noch näher untersucht.

Ähnliche Probleme ergaben sich beim Messen des thermischen Rauschens. Für einen Vergleich mit der Theorie mußte das Spannungsrauschen im steilsten Punkt der Transferfunktion aufgenommen werden. Wie bereits im Abschnitt 5.2 erwähnt, war dies nicht ohne weiteres zu bewerkstelligen, da aufgrund der fehlenden Rückkopplung der Arbeitspunkt nicht über längere Zeit stabil blieb. Bei tieferen Temperaturen kam erschwerend hinzu, daß die Spannungsfluktuationen des HTS-SQUID im steilsten Punkt der $V\Phi$ C Amplituden erreichten, die die Nachführgeschwindigkeit des LTS-SQUIDS überstiegen. Daher konnte das LTS-SQUID unterhalb 70 K nicht mehr „geloct“ werden. Ein weiteres Problem ergab sich bei der Ermittlung des thermischen Rauschens aus den Rauschspektren. Durch die gleich- und gegenphasigen I_0 -Fluktuationen, die bei dieser Messung nicht eliminiert werden können (siehe Abschnitt 5.2), stieg die Eckfrequenz des $1/f$ -Rauschen mit sinkender Temperatur wegen der Erhöhung des I_0

¹⁷Diese wurde nach Faustformeln berechnet. Anhand der Referenzmessung an Probe BI3602 (vergleiche Abschnitt 5.1.2) konnte dieser Wert gut bestätigt werden. Es ergäbe sich allenfalls eine Korrektur von etwa 7% auf $L = 28 \text{ pH}$, was für die folgenden Aussagen über den Vergleich mit der Theorie keine signifikante Änderung bedeutete.

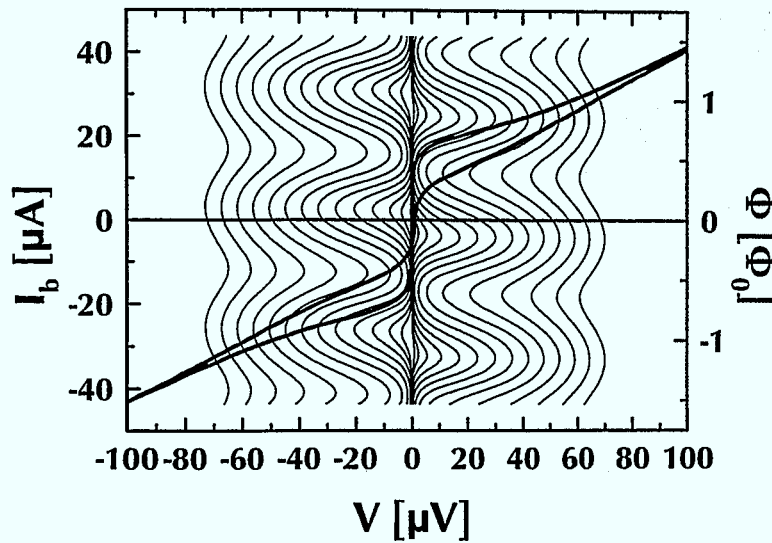


Abb. 7.9: $V\Phi$ Cs des SQUIDs Nr. 2 der Probe **Bi3601** bei $T = 77$ K.

stark an. Bereits bei $T = 77$ K verschwand das weiße Plateau im Roll-off der Elektronik. Als störend erwies sich auch eine Resonanz der Elektronik, die sich als „Buckel“ in allen Rauschspektren bei etwa 5 kHz bemerkbar machte. Abbildung 7.10 zeigt bereits in Flußrauschen umgerechneten Spektren der Probe **Bi3601** für verschiedene Temperaturen.

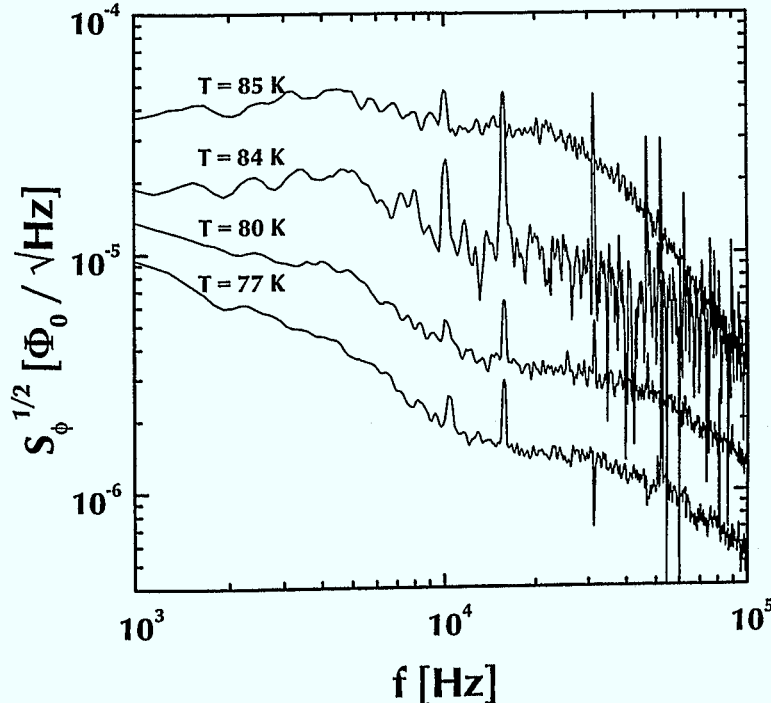


Abb. 7.10: Flußrauschen des SQUIDs Nr. 2 der Probe **Bi3601**, gemessen mit LTS-SQUID als Picovoltmeter bei verschiedenen Temperaturen. Bei höheren Frequenzen sind einige Störpeaks zu erkennen.

Zur Auswertung wurden die gemessenen Daten normiert. Dabei zeigte sich, daß sich aufgrund der Meßungenauigkeiten mitunter sehr große Fehler für die normierten Werte ergaben. Die zwei Hauptfehlerquellen waren zum einen die mit steigender Temperatur zunehmende Rausch-

verrundung, die einen immer größer werdenden Fehler in I_0 verursachte, zum anderen die oben angesprochene Problematik bei der Einstellung des Flußarbeitspunktes.

Eine auffällige Erkenntnis aus den Rauschmessungen war die Tatsache, daß der bei $T = 77\text{ K}$ gemessene Wert des Flußrauschens $S_{\Phi}^{1/2}$ um den Faktor 2,4 geringer ausfiel, als bei der vorherigen Charakterisierung im LN_2 -Bad mit FLL. Auch zeigten sich bei der Kennlinie leichte Unterschiede, insbesondere was die Rauschverrundung anbelangte. Als Ursache kamen zwei Möglichkeiten in Frage: entweder war die (HF-) Abschirmung bei der Messung im Spezialkryostat der Universität zu Köln entsprechend besser, und/oder es gab einen prinzipiellen Unterschied zwischen der open-loop Messung mit dem Picovoltmeter und der FLL-Messung. Um dies zu überprüfen, wurden an einer weiteren Probe Messungen bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt. Dazu wurde das SQUID Nr. 6 der Probe **BIC04p** ausgewählt, welches eine Induktivität von $L = 80\text{ pH}$ aufwies¹⁸. Bereits vor den temperaturabhängigen Messungen wurde dieser 24° -Bikristall im Vakuum getrimmt. Dadurch besaß dieses SQUID ein der ersten Probe auf dem $36,8^\circ$ -Bikristall vergleichbares I_0 und $I_0 R$. Allerdings zeigten schon die Vorcharakterisierungen im LN_2 -Bad, daß diese Probe eine deutlich größere Diskrepanz zur Theorie aufwies. Interessant war unter diesem Gesichtspunkt auch die Fragestellung, ob sich die Diskrepanz bei Variation der Temperatur verändern würde.

Die Temperatur wurde im Bereich $T = 68\text{ K} \dots 84\text{ K}$ durchgeföhren. Dies entsprach einer Variation des Rauschparameters von $\Gamma = 0,02 \dots 5$. Es wurden analog zur ersten Probe die Transferfunktionen mittels LTS-SQUID als Vorverstärker bestimmt. Die Rauschmessungen wurden in FLL durchgeführt. Es war zwar eine Vergleichsmessung mit Picovoltmeter Auslese geplant, jedoch konnte diese aufgrund technischer Probleme am Kryostaten nicht mehr durchgeführt werden.

Tabelle 7.1: Parameter der für die Messung bei variabler Temperatur ausgewählten SQUIDs

Probe	Filmdicke d	$I_0(77\text{ K})$	R	L	$\Delta V_{pp}(77\text{ K})$	$S_{\Phi}^{1/2}(\text{FLL}; 77\text{ K})$
BI3601	300 nm	$11\text{ }\mu\text{A}$	$5,4\Omega$	26 pH	$30\text{ }\mu\text{V}/\Phi_0$	$3,5\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$
BIC04p	120 nm	$12\text{ }\mu\text{A}$	$4,5\Omega$	80 pH	$7\text{ }\mu\text{V}/\Phi_0$	$18\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$

7.2.1 Bestimmung der Parameter I_0 und Γ sowie des Arbeitspunktes

Um die aus den zu jeder Messung gehörigen Transportmessungen zur Bestimmung der SQUID-Parameter ermittelten Werte auf Konsistenz zu prüfen, wurde wie im Abschnitt 5.1.1 beschrieben, ein Γ_{Fit} -Test durchgeführt.

Es zeigte sich, daß $\mathcal{G} < 1$ für alle Proben beobachtet wurde. Das bedeutet, daß die IVCs nicht

¹⁸Dieser Wert konnte anhand der Referenzmessung zur Induktivitätsbestimmung (Abschnitt 5.1.2) nicht so genau verifiziert werden, da die Probe **BIC04p** eine Schichtdicke von nur $d = 120\text{ nm}$ aufwies. Der Fehler in der Induktivität kann für diese Probe bis zu 30% betragen.

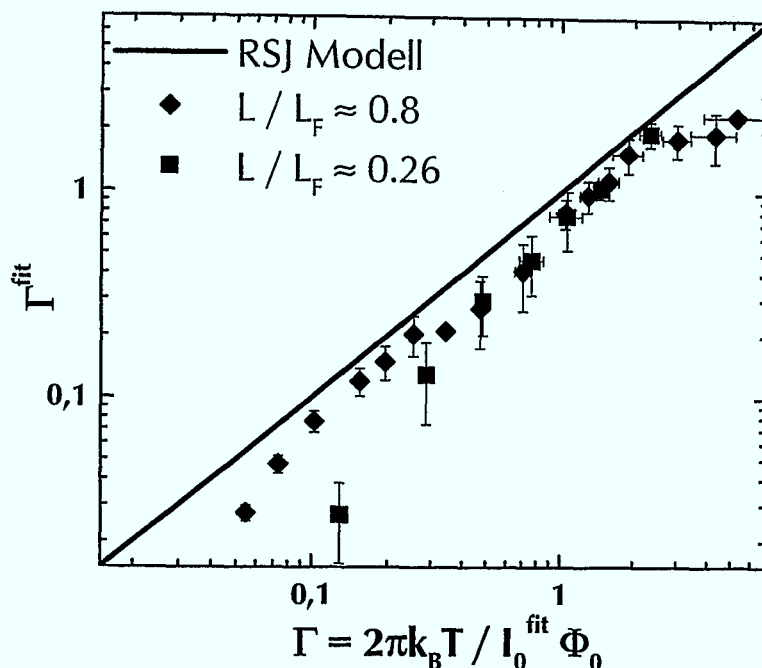


Abb. 7.11: RSJ-Fit Test. Aus den Lösungen der Smoluchowski-Gleichung ermitteltes Γ aufgetragen gegen das aus der bekannten Temperatur und dem Fit ermittelten I_0 .

so stark verrundet waren, wie man nach dem gemessenen I_0 für die jeweilige Temperatur hätte erwarten müssen. Eine mögliche Ursache dafür ist ein nicht vernachlässigbares β_C oder die systematische Diskrepanz zwischen den Kennlinien eines Einzelkontakts und eines dc SQUIDS (vergleiche Abschnitt 2.3). Anhand der Abbildung 7.11 kann man dabei erkennen, daß die Diskrepanz für sehr große und sehr kleine Γ zunimmt. Das läßt sich insofern erklären, als daß im ersten Fall der Fit des I_0 immer ungenauer wird, im zweiten Fall die Bestimmung des Γ . Ungeklärt ist die Ursache der etwas erhöhten Abweichung im mittleren Γ -Bereich bei der Probe **BIC04p**.

Als nächste Messung wurde die Abhängigkeit der Transferfunktion vom optimalen Arbeitspunkt untersucht. Dazu wurde zu jeder Temperatur die Transferfunktion aus den Spannungshüben ΔV_{pp} in Abhängigkeit vom Speisestrom bestimmt. Im Bereich sehr großer Rauschparameter $\Gamma \gtrsim 1$ wurde es zunehmend schwieriger, die Maxima der Transferfunktion aus der dc-Messung zu identifizieren. Es zeigte sich aber, daß der sich der optimale Arbeitspunkt bei der FLL-Messung auch im Bereich großer Γ deutlich erkennen ließ. Dabei konnten allerdings keine Absolutwerte für die Transferfunktion ermittelt werden, lediglich der Arbeitspunkt ließ sich so bestimmen. Diese Messungen wurden für beide Proben durchgeführt; in Abbildung 7.12 sind die Meßkurven für den 24°-Bikristall **BIC04p** dargestellt.

Anhand dieser Daten konnte bereits ein erster Test der analytischen Theorie erfolgen, indem der auf I_0 normierte optimale Speisestrom gegen Γ aufgetragen wird. Im Grenzfall großer thermischer Fluktuationen hatte Chesca den ungewöhnlichen Zusammenhang $i = \Gamma$ (Gl. 2.35) vorhergesagt. In Abbildung 7.13 sind die obigen Messungen als i/Γ gegen Γ aufgetragen. Man erkennt, daß für kleine Γ der optimale Arbeitspunkt etwa bei I_C des dc SQUIDS liegt, was

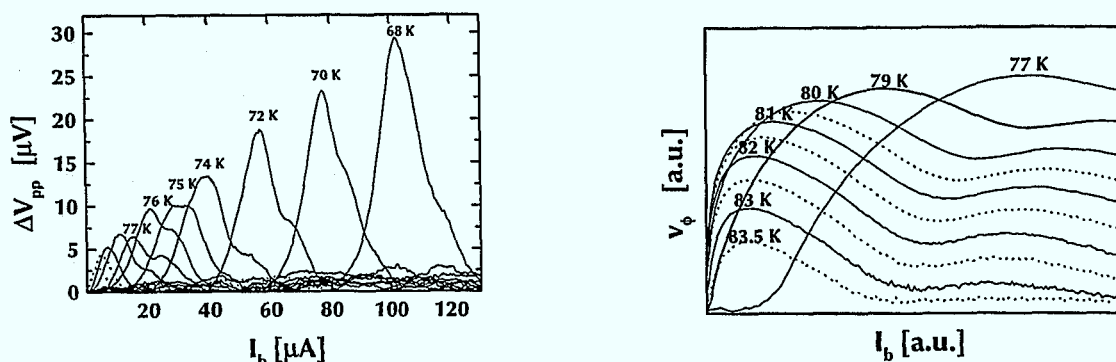


Abb. 7.12: Spannungshub ΔV_{pp} der Probe BIC04p aufgetragen gegen den Speisestrom für verschiedene Temperaturen. Für große Γ wurde der optimale Arbeitspunkt aus der FLL-Messung bestimmt.

auch den üblichen Erfahrungen entspricht. Deutlich zu erkennen ist jedoch im Grenzfall großer Fluktuationen, daß die Meßwerte tatsächlich gegen den Grenzwert $i/\Gamma = 1$ gehen. Das bedeutet, daß für große Γ der optimale Speisestrom gleich dem thermischen Strom $I_b = I_{th}$ ist, und nicht mit I_0 weiter abnimmt. Mit diesen Messungen war ein erster Hinweis für die Richtigkeit von Chescas analytischen Berechnungen gegeben.

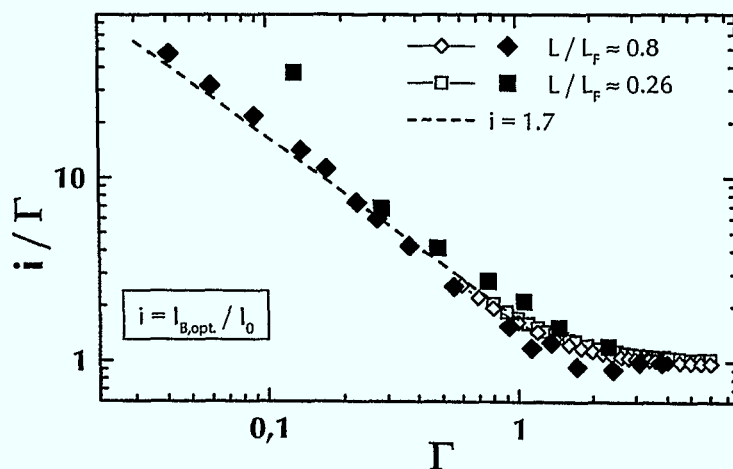


Abb. 7.13: Optimaler Arbeitspunkt, aufgetragen gegen Γ . Im Bereich großer thermischer Fluktuationen $\Gamma \gtrsim 1$ ist der Übergang zu Chescas Vorhersage zu beobachten.

7.2.2 Transferfunktion

Nach diesen Vorbetrachtungen geht es nunmehr um die zentrale Frage der Γ -Abhängigkeit der Transferfunktion. Hierbei spielte der Vergleich mit Chescas neuer analytischer Theorie eine entscheidende Rolle. Trägt man nämlich die Daten wie in Abschnitt 7.1.1 gegen die theoretischen Kurven Kleiners auf, wie das in Abbildung 7.14 illustriert ist, so fällt auf, daß die Daten des 36,8°-Bikristalls außerhalb des Gültigkeitsbereiches liegen. Das von den Datenpunkten durchlaufene Optimum bei $\beta_L \approx 0,2$ wird durch die Gleichungen (2.25) nicht mehr korrekt wiedergegeben, wenn man diese für $\beta_L \lesssim 0,4$ noch anwendet.

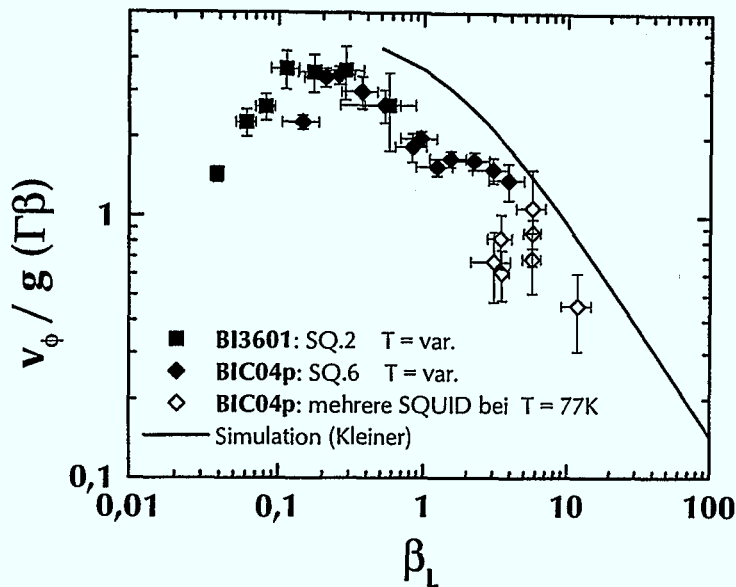


Abb. 7.14: Transferfunktion aus den temperaturabhängigen Messungen an **BI3601** und **BIC04p**, nach Kleiner normiert und gegen β_L aufgetragen. Zum Vergleich die $T = 77\text{K}$ Daten mehrerer SQUIDs der Probe **BIC04p** vor dem Trimmen.

Die Auftragung der Daten gegen Chescas Rechnungen erfolgte grundsätzlich anders. Da bei der analytischen Theorie die Transferfunktion als Funktion der „natürlichen“ SQUID-Parameter L/L_{th} und Γ dargestellt wird, erfolgte die Auftragung der experimentellen Daten zweckmäßigerweise gegen eine der beiden Größen - in diesem Falle also gegen Γ . Wie zu erwarten war, lagen auch hier nicht alle Datenpunkte im Gültigkeitsbereich der Theorie, was diesmal jedoch die Meßwerte bei kleineren thermischen Fluktuationen betraf. Es stellte sich heraus, daß die meisten gemessenen Daten genau im nicht- oder nur wenig überlappenden Bereich zwischen beiden Theorien lagen. Dieser Umstand führte dazu, daß Kleiner für die Parametersätze der beiden Proben die Γ -Abhängigkeiten bis in den Gültigkeitsbereich von Chescas Theorie hinein simulierte und somit auch den Grenzfall großer thermischer Fluktuationen mit einschloß [20]. In Abbildung 7.15 sind alle gemessenen Daten zusammen mit den theoretischen Kurven nach Chescas Theorie und den neuen Simulationsdaten Kleiners zusammengetragen¹⁹.

Aus den in dieser Abbildung dargestellten Ergebnissen ließen sich zahlreiche Schlußfolgerungen ziehen:

1. Die neuen Simulationsrechnungen zeigten im Bereich großer thermischer Fluktuationen eine hervorragende Übereinstimmung mit der analytischen Theorie Chescas. Diese Tatsache kann auf mehrere Art und Weise gedeutet werden: zum einen könnte man die Übereinstimmung mit den Simulationsrechnungen als eine weitere Bestätigung der Richtigkeit der analytischen Theorie ansehen. Andererseits wird damit die These, die Diskrepanz zwischen Simulationsrechnungen und Experiment sei durch Fehler in den Simulationsrechnungen bei der Implementierung großer thermischer Fluktuationen zu erklären,

¹⁹Der Übersicht halber wurden hier, wie in vielen anderen Abbildungen auch, die Fehlerbalken weggelassen. Um einen Eindruck von den vorliegenden Fehlern zu bekommen, kann man Abbildung 7.14 vergleichend heranziehen.

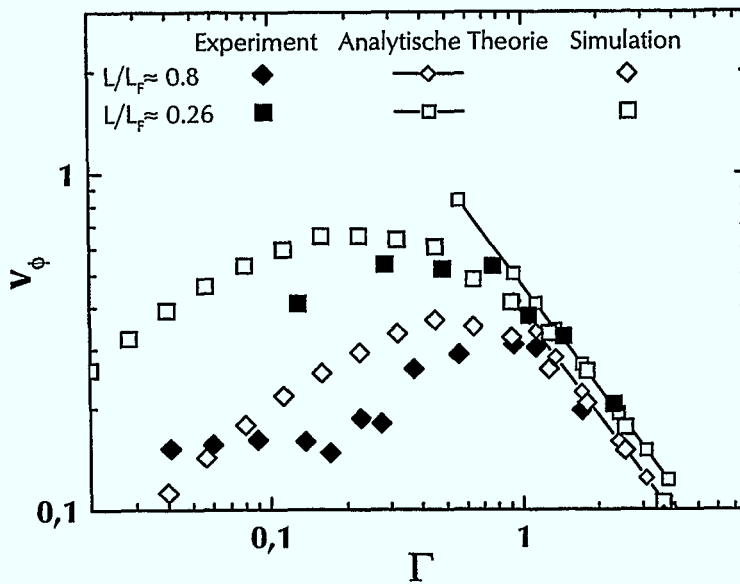


Abb. 7.15: Transferfunktion aus den Messungen bei verschiedenen Temperaturen an **BI3601** und **BIC04p** gegen Γ aufgetragen. Zum Vergleich die theoretischen Kurven nach der analytischen Theorie Chescas sowie neue Simulationsergebnisse Kleiners.

hinfällig.

2. Bemerkenswerterweise zeigte sich eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten gerade im Bereich großer thermischer Fluktuationen, wo die Datenpunkte mit beiden theoretischen Kurven zusammenfallen. Lediglich im Bereich mittlerer Γ ist eine Abweichung von den Simulationsrechnungen zu erkennen, die jedoch im üblichen beobachteten Rahmen liegt.
3. Über den breiten Parameterbereich gesehen, zeigten beide Proben eine gute Übereinstimmung mit analytischer Theorie und Simulation. Dies lag sicherlich auch daran, daß von vornherein Proben ausgewählt wurden, die bei $T = 77\text{ K}$ eine gute Übereinstimmung mit den Simulationsergebnissen zeigten. Die Tatsache, daß sich diese Übereinstimmung über den weiten Parameterbereich hinsichtlich Γ aufrechterhielt, spricht für eine zutreffende Beschreibung der Daten durch die Theorie.

7.2.3 Flußrauschen

Schließlich bleibt die Frage nach der Abhängigkeit des Flußrauschens vom Rauschparameter zu klären. Wie bereits eingangs erwähnt, konnten die Daten an der Probe **BI3601** nur in Picovoltmeterschaltung, die der Probe **BIC04p** nur in FLL genommen werden. Somit wurde an der ersten Probe eigentlich das Spannungsrauschen des SQUIDs $S_V(f)$ gemessen. In die Bestimmung des Flußrauschens $S_\Phi(f)$ geht dabei die im Arbeitspunkt zu messende Transferfunktion quadratisch ein, weshalb das auf diese Weise ermittelte Flußrauschen mit einem sehr großen Fehler behaftet ist. Umgekehrt lieferte die FLL-Messung an der zweiten Probe sehr exakte Werte für das Flußrauschen. Eine unter Umständen erwünschte Umrechnung in ein

Spannungsrauschen ist mit geringerem Fehler möglich, da man davon ausgehen kann, daß die Transferfunktion im optimalen Flußarbeitspunkt recht wohl definiert ist.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse sollte vorausgeschickt werden, daß die Probe **BI3601** bereits bei der Vorcharakterisierung im LN_2 -Bad mit einem weißen Flußrauschen von $S_{\Phi}^{1/2} = 3,5\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ eine auffallend geringe Diskrepanz von „nur“ einer knappen Größenordnung zu den Simulationsrechnungen aufwies. Anders dagegen zeigte die Probe **BIC04p** bei der Vorcharakterisierung eine eher mäßige Diskrepanz von gut zwei Größenordnungen. Zu der Auftragung der Ergebnisse müssen ebenfalls noch einige Anmerkungen gemacht werden: Chescas Theorie liefert lediglich Vorhersagen für die Transferfunktion eines dc SQUIDs unter Einfluß thermischer Fluktuationen. Das Flußrauschen läßt sich aus den von Chesca gefundenen Lösungen der Fokker-Planck-Gleichung nicht ohne weiteres berechnen. Chescas Vorhersagen zum Flußrauschen leiten sich daher aus Gleichung (2.37) für die Energieauflösung von Ryhänen et al. [43] ab, in die neben der Transferfunktion der dynamische SQUID-Widerstand im Arbeitspunkt eingeht. Ausgehend von diesen Formeln gibt Chesca einen Ausdruck für die auf den Normalwiderstand normierte Energieauflösung ϵR (Gleichung 2.38) an. Die Simulationsergebnisse wurden daher zum Vergleich ebenfalls in die so normierte Energieauflösung umgerechnet. Diese theoretischen Vorhersagen sind wiederum in Abhängigkeit von Γ zusammen mit den experimentellen Daten aus den temperaturabhängigen Messungen in den Abbildungen 7.16 und 7.17 zusammengetragen.

Auch hier ergaben sich einige interessante Resultate, die im folgenden kurz diskutiert werden:

1. Es zeigte sich abermals eine gute Übereinstimmung zwischen Simulationsdaten und den mit der analytischen Theorie vorhergesagten Energieauflösung. Betrachtet man allerdings die bereits im vorherigen Abschnitt festgestellte gute Übereinstimmung hinsichtlich der Transferfunktion, so demonstriert die jetzt gefundene Übereinstimmung hinsichtlich Energieauflösung nur, daß sowohl die Ryhänen-Formel zutrifft, und daß die Transferfunktion und der zugrundegelegte dynamische SQUID-Widerstand korrekt von Chesca vorhergesagt wurden. Im Bereich $\Gamma \lesssim 1$ fällt auf, daß die analytische Theorie deutlich kleinere Energieauflösungen vorhersagt als die Simulationsrechnungen Kleiners²⁰. Dies liegt daran, daß bei der Berechnung der Transferfunktion nach Gleichung (2.36) und damit auch der Energieauflösung (Gleichung 2.38) die Bedingung $I_b/I_0 = i_{opt} = \Gamma$ zugrundegelegt wurde, die nur im Grenzfall $\Gamma \gtrsim 1$ gültig ist.
2. Bei dem Vergleich mit den experimentellen Daten ergibt sich ein zweigeteiltes Bild:
 - (a) Die Probe **BI3601** zeigte eine hervorragende quantitative Übereinstimmung mit der Theorie. Auffällig war dabei, daß die Messung bei variabler Temperatur eine geringere Diskrepanz (nämlich praktisch keine) produzierte, als es die Vorcharakterisierung

²⁰Ein Vergleich mit Abbildung 7.15 auf Seite 74 zeigt, daß auch bei der Transferfunktion eine Abweichung zu erkennen ist. Hier überschätzt Chescas Rechnung die Simulationsergebnisse.

erwarten ließ. An dieser Aussage ändert sich prinzipiell auch nichts, wenn man den größeren Fehler bei der Bestimmung der Energieauflösung in Betracht zieht.

- (b) Die Probe **BIC04p** zeigte eine genauso große Diskrepanz zu den theoretischen Werten, wie es sich bei der Vorcharakterisierung ergeben hatte²¹. Bemerkenswert ist jedoch, daß sich im Verlauf der Γ -Abhängigkeit eine hervorragende qualitative Übereinstimmung mit den theoretischen Kurven ergab. Dies äußerte sich in dem sehr gut reproduzierten Übergang vom praktisch Γ -unabhängigen zum Γ^4 -abhängigen Verlauf der Energieauflösung bei $\Gamma \approx 1$

Durch die Messung am 36,8°-Bikristall konnte erstmals demonstriert werden, daß die theoretisch vorhergesagten Werte für das thermische Rauschen auch experimentell erreicht werden können. Diese Aussage gewinnt insbesondere dadurch noch an Bedeutung, daß die Ergebnisse gerade auch im Grenzfall großer thermischer Fluktuationen erzielt werden konnten. An dieser Stelle sollte erwähnt werden, daß das an diesem SQUID gemessene thermische Flußrauschen bei $T = 77$ K mit $S_{\Phi}^{1/2} = 1,45\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und einer entsprechenden Energieauflösung von $\epsilon = 2 \times 10^{-31}$ J/Hz zu den besten für HTS-dc SQUIDs veröffentlichten Werten zählt. Dabei besaß der Rauschparameter den bereits recht großen Wert von $\Gamma = 0,3$. Die an dem 24°-Bikristall gemessenen Rauschdaten ließen die Frage nach den Ursachen für die Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment auch nach wie vor weitgehend offen. Ein Schluß läßt sich aber aus der an beiden Proben beobachteten hervorragenden qualitativen Übereinstimmung in der Γ -Abhängigkeit ziehen: die thermischen Fluktuationen in Form des hohen Rauschparameters scheiden als Ursache aus. Gerade an der Probe **BIC04p** konnte schließlich gezeigt werden, daß sich ein dc SQUID mit einem Rauschparameter von $\Gamma \approx 5$ noch betreiben läßt.

Die Auswirkungen nichtidealer SQUID-Parameter und externer Störeinflüsse werden im Kapitel 8 erörtert. Im Hinblick auf die starken thermischen Fluktuationen als Ursache für die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment kommt nun noch der zweite natürliche SQUID-Parameter, die normierte Induktivität L/L_{th} in Frage. Da sich dieser Parameter nicht so einfach wie das Γ an einem gegebenen SQUID variieren läßt, ist beim Studium der L/L_{th} -Abhängigkeit der Transferfunktion an einem größeren Probenumfang mit einer geringeren Aussagekraft der Ergebnisse zu rechnen. Dies wird im folgenden Abschnitt 7.3 vorgestellt.

²¹Dies bedeutete, daß zumindest für diese Probe die Ursache der Diskrepanz nicht im Meßaufbau zu suchen war.

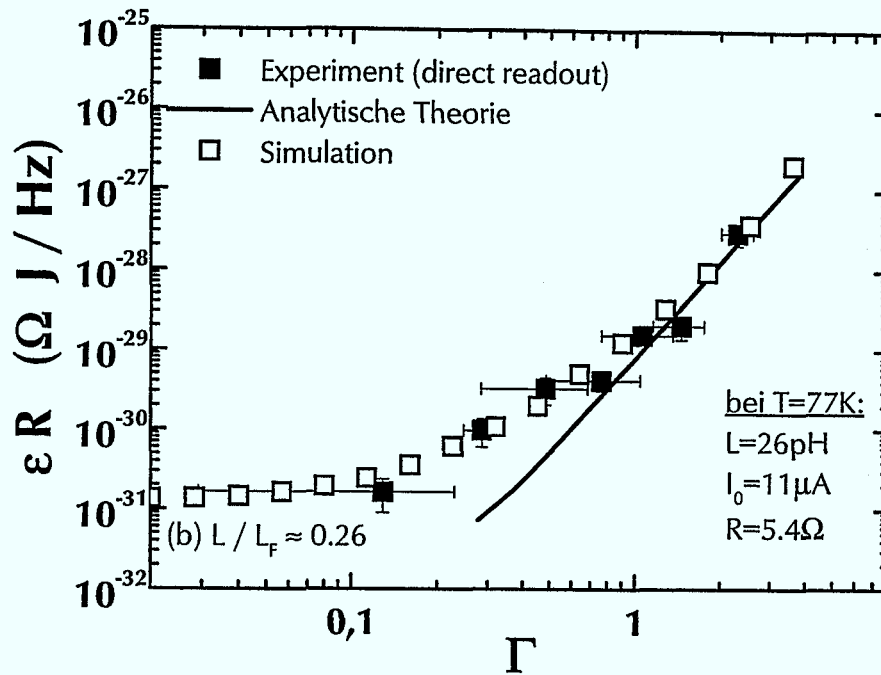


Abb. 7.16: Energieauflösung ϵR aus den bei verschiedenen Temperaturen durchgeführten Messungen an BI3601 gegen Γ aufgetragen. Zum Vergleich die theoretischen Kurven nach der analytischen Theorie Chescas sowie neue Simulationsergebnisse Kleiners.

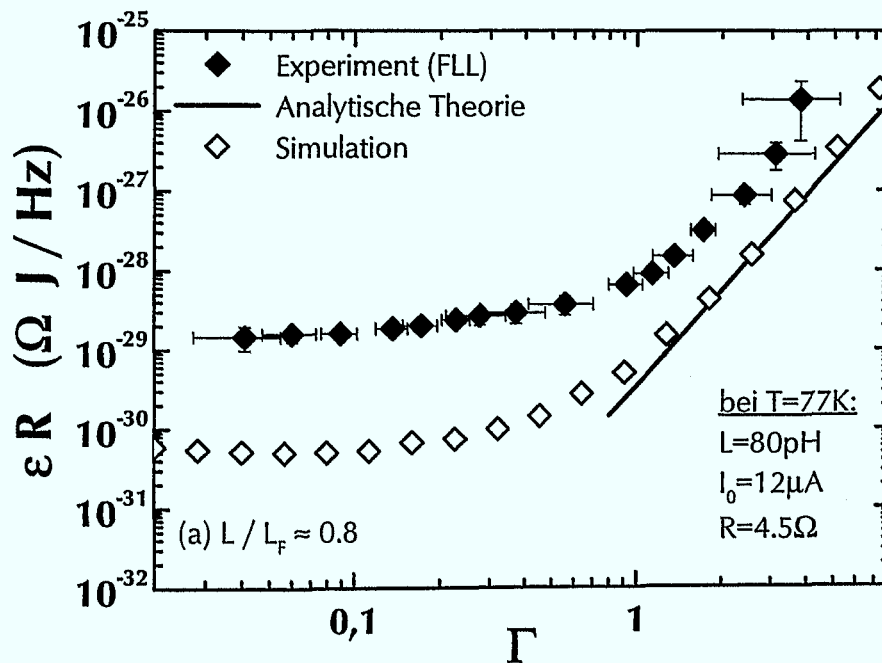


Abb. 7.17: Energieauflösung ϵR aus den bei verschiedenen Temperaturen durchgeführten Messungen an BIC04p gegen Γ aufgetragen. Zum Vergleich die theoretischen Kurven nach der analytischen Theorie Chescas sowie neue Simulationsergebnisse Kleiners.

7.3 Abhängigkeit von L/L_{th}

Wie sich aus dem Abschnitt 7.2 ergab, zeigte sich für die zwei betrachteten Proben in der Γ -Abhängigkeit der Transferfunktion und des thermischen Rauschens keine erkennbare Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment. Mehrere Indizien hingegen sprachen für eine L/L_{th} -Abhängigkeit derselben:

1. Wie in Abschnitt 7.2 gezeigt wurde, ergab sich für das Flußrauschen der Probe mit $L/L_{th} = 0,26$ eine gute quantitative Übereinstimmung mit der Theorie, wohingegen die Probe mit $L/L_{th} = 0,8$ eine große Diskrepanz zeigte.
2. Die von Kleiner zusammengestellten Literaturdaten (Abbildung 7.1 auf Seite 59) zeigten eine diffuse Zunahme der Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment für große L/L_{th} .
3. Einige Autoren zeigen, daß sich die Diskrepanzen erklären lassen, wenn man eine etwa um den Faktor 2 höhere Induktivität oder Temperatur für die Berechnungen zugrunde legt, als die tatsächlichen Proben aufweisen [94].

Um dies zu überprüfen war es wünschenswert, eine systematische L/L_{th} -Abhängigkeit studieren zu können, wie es für den Parameter Γ in analoger Weise erfolgt war. Wie schon erwähnt, ließ sich dies nicht anhand einer einzelnen Probe durchführen. Statt dessen wurden mehrere dc SQUIDs mit großen Induktivitäten charakterisiert und die Ergebnisse mit den Simulationsdaten verglichen. Um einen möglichst präzisen Vergleich mit der Theorie zu erlauben, war eine genaue Bestimmung der Induktivität gerade für diese Parameterstudie von äußerster Wichtigkeit. Dies konnte dadurch gewährleistet werden, daß im Zusammenhang mit den Messungen an den SQUIDs mit Dämpfungswiderständen (Kapitel 10) Layouts entworfen wurden, die sowohl große Induktivitäten, als auch Möglichkeiten zu deren Messung durch galvanisch gekoppelte Modulationsleitungen (siehe Abschnitt 5.1.2) beinhalteten.

Da für die Proben die Bedingung $\Gamma > \pi L/L_{th}$ nicht erfüllt war, konnte kein Vergleich mit Chescas Theorie vorgenommen werden. Daher erfolgte zum Vergleich mit den Simulationsrechnungen wiederum eine Auftragung der mit $f(\beta_L)$ normierten Werte gegen L/L_{th} .

In den Abbildungen 7.18 bis 7.21 sind die Datenpunkte der Messungen an SQUIDs mit kleineren Induktivitäten als offene Symbole zum Vergleich mit eingezeichnet. Die neuen Proben mit den großen Induktivitäten sind als schwarze geschlossene Symbole eingetragen. Die Datenpunkte der Probe **BIECSH02** wurden grau dargestellt, um die dabei vorliegenden besonderen Abweichungen kenntlich zu machen.

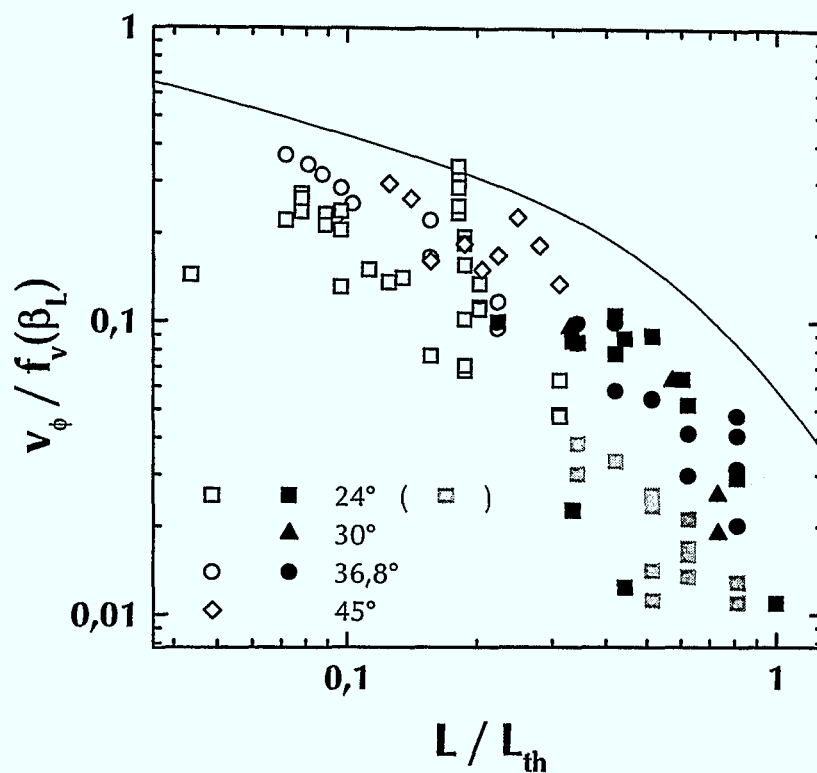


Abb. 7.18: Normierte Transferfunktion verschiedener Proben mit großen Induktivitäten gegen L/L_{th} aufgetragen. Zum Vergleich die theoretische Kurve aus der Simulationsrechnung Kleiners.

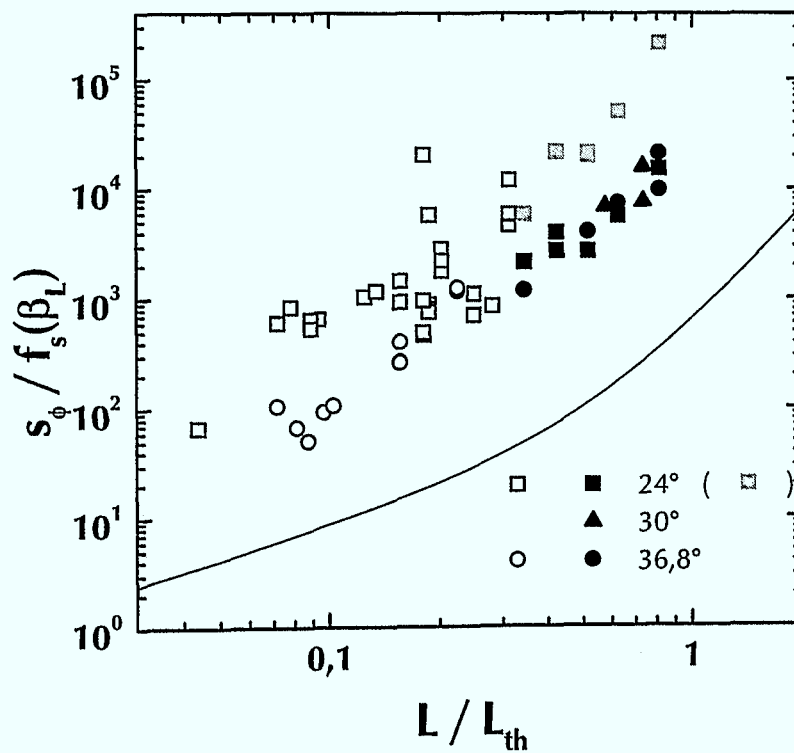


Abb. 7.19: Normiertes Flußrauschen verschiedener Proben mit großen Induktivitäten gegen L/L_{th} aufgetragen.

Zunächst wurde wieder die Transferfunktion betrachtet. Wie man anhand von Abbildung 7.18 erkennen kann, nimmt die Streuung der Datenpunkte mit L/L_{th} zu. Es ist daher schwierig zu erkennen, ob eine Zunahme der Diskrepanz vorliegt. Bei der Probe **BIECSH02** (graue Symbole) ist dies jedoch klar der Fall.

Bei der Betrachtung des Flußrauschens (Abbildung 7.18) ergibt sich ein ähnliches Bild. Auch hier liegen die Datenpunkte der Probe **BIECSH02** deutlich höher, als die der anderen Proben mit großer Induktivität, wobei letztere eine vergleichsweise geringe Streuung aufwiesen. In dieser Darstellung, bei der sich die Ordinate über mehr als fünf Größenordnungen erstreckt, ist eine Systematik in der Diskrepanz nur schwer zu erkennen. Daher wurde in Abbildung 7.20 die Diskrepanz $s_{\phi}^{exp.}/s_{\phi}^{th.}$ gegen L/L_{th} aufgetragen. Hierbei zeigt sich ganz deutlich eine Systematik. Die Diskrepanz zwischen experimentellen und theoretischen Daten nimmt zunächst im Bereich $L/L_{th} \lesssim 0,2$ um etwa eine halbe Größenordnung zu. Diese Diskrepanz bleibt bei einigen Proben annähernd konstant bis $L/L_{th} \lesssim 1$. Für manche SQUIDs jedoch, zu denen auch die Probe **BIECSH02** zählte, war ein weiterer deutlicher Anstieg mit L/L_{th} um mehr als eine Größenordnung zu beobachten.

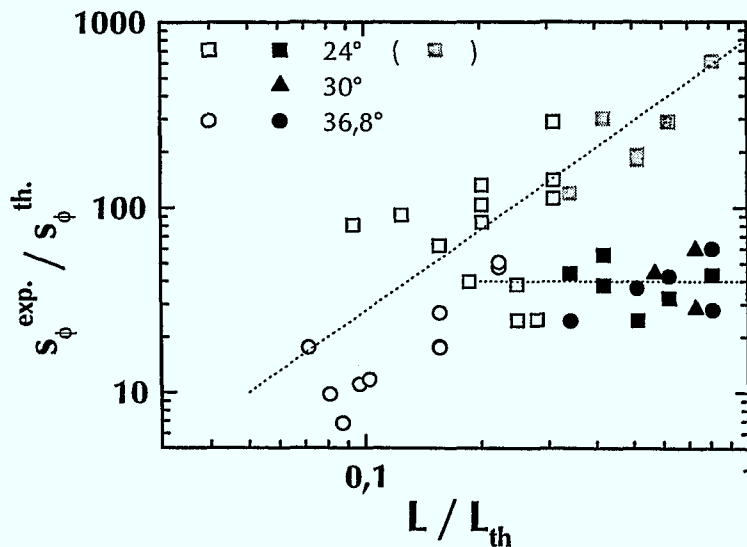


Abb. 7.20: Diskrepanz des Flußrauschens an Proben mit großen Induktivitäten (geschlossenen Symbole). Zum Vergleich sind die Daten an SQUIDs mit kleinen Induktivitäten eingezeichnet (offene Symbole). Die gestrichelten Linien dienen nur zur Orientierung.

Um der Frage nachzugehen, inwieweit dabei die Transferfunktion und das Spannungsrauschen verantwortlich war, wurde in Abbildung 7.21 das normierte Spannungsrauschen gegen L/L_{th} aufgetragen. Da dieses mit $s_v \approx 1$ nur sehr schwach von den SQUID-Parametern abhängt, läßt sich aus den Daten praktisch direkt auch die Diskrepanz ablesen. Diese war im Rahmen der Streuung der Datenpunkte konstant und betrug etwa eine Größenordnung.

Somit ist als Ursache für die starke Zunahme der Diskrepanz mit L/L_{th} eine im Vergleich zur Theorie übermäßige Abnahme der Transferfunktion anzusehen. Das führt zu folgendem Bild: diejenigen SQUIDs, bei denen die Transferfunktion sehr nahe an den theoretischen Werten liegt, zeigen, bedingt durch das zu hohe Spannungsrauschen, ein um etwa eine Größenordnung zu hohes Flußrauschen. Mit zunehmender Induktivität (oder bei „schlechten“ Proben) steigt die

Diskrepanz der Transferfunktion, die quadratisch in das Flußrauschen eingeht. Somit kommen bis zu drei Größenordnungen zu hohe Niveaus des Flußrauschens zustande. Zwei Fragen bleiben nach wie vor ungeklärt:

1. Was ist die Ursache für das zu hohe Spannungsrauschen? Ist sie intrinsischer Natur oder durch extrinsische Störungen, wie z. B. eine schlecht angepaßte Elektronik bedingt?
2. Warum nimmt die Transferfunktion stärker mit L/L_{th} ab, als die Theorie vorhersagt, und welche anderen Gründe führen zu ihrer Verringerung?

Diese Fragestellungen werden im Kapitel 8 noch weiter diskutiert.

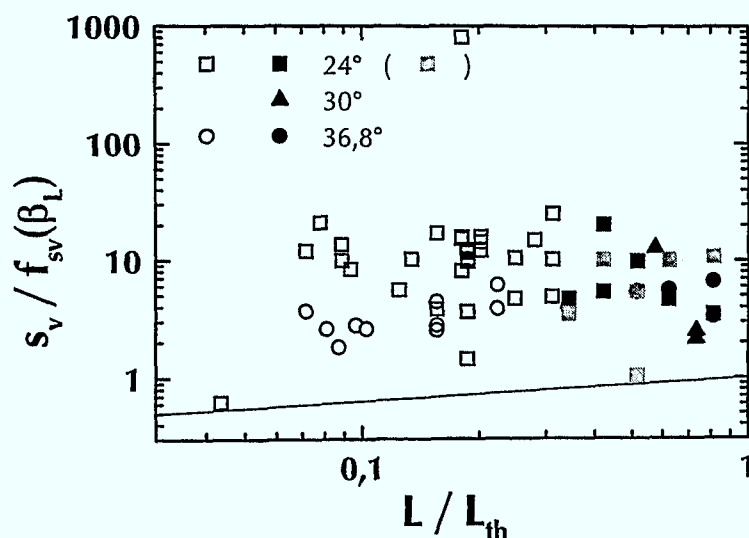


Abb. 7.21: Nach Kleiner normiertes Spannungsrauschen der Proben, aufgetragen gegen L/L_{th} . Zum Vergleich die Kurve aus den Simulationsrechnungen.

8 Diskussion

In Kapitel 7 konnte gezeigt werden, daß die anfängliche Vermutung sich als unzutreffend erwies, die Ursache der Diskrepanz zwischen den experimentellen Daten und den theoretischen Vorhersagen für die Transferfunktion und das thermische Rauschen läge in der ungenügenden Implementierung der starken thermischen Fluktuationen in die numerischen Simulationen. Die Ergebnisse aus Kapitel 7 seien noch einmal kurz zusammengefaßt:

1. Die an den zwei Proben durchgeführten Messungen der Γ -Abhängigkeit ergaben keine auffällige Diskrepanz zu den theoretischen Erwartungen. Entgegen bisheriger Annahmen konnte sogar gezeigt werden, daß dc SQUIDS im Bereich $\Gamma > 1$ betrieben werden können.
2. Hinsichtlich der Transferfunktion zeigten einige Proben eine annähernde Übereinstimmung mit den theoretischen Werten. Abweichungen bis zu einer Größenordnung wurden insbesondere mit zunehmendem L/L_{th} beobachtet.
3. Das Spannungsrauschen der Proben lag durchweg etwa eine Größenordnung höher als von der Theorie vorhergesagt.
4. Daraus ergab sich eine Diskrepanz im Flußrauschen von etwa einer Größenordnung bei $v_{\phi}^{exp.} \approx v_{\phi}^{th.}$ und $s_v^{exp.} \approx 10s_v^{th.}$ und bis zu mehr als drei Größenordnungen bei $v_{\phi}^{exp.} \lesssim v_{\phi}^{th.}/10$ und $s_v^{exp.} \approx 10s_v^{th.}$.

Bei der Frage nach den Ursachen für diese noch immer bestehende Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment kommen viele Möglichkeiten in Betracht. Diese Abweichungen lassen sich in zwei Bereiche unterteilen: nichtideale (intrinsische) Eigenschaften der dc SQUIDS selbst, sowie nichtideale Meßbedingungen (extrinsische Störeinflüsse). Diese werden hier kurz vorgestellt:

8.1 Abweichungen intrinsischer Eigenschaften vom Idealverhalten

Dazu gehören:

- Nicht vernachlässigbarer M_c Cumber Parameter β_C . Insbesondere auf STO-Substraten, die eine hohe Dielektrizitätskonstante aufweisen, zeigen sich oft Resonanzen in den Kennlinien, die auf ein $\beta_C \gg 0$ hindeuten. Simulationsrechnungen zufolge macht sich der M_c Cumber-Parameter im Rauschen erst bei $\beta_C > 1$ bemerkbar [32]²². Da keine Möglichkeit bestand, dies quantitativ zu erfassen, konnte im Rahmen dieser Arbeit keine systematische Abhängigkeit studiert werden. Ein möglicher Test bestand jedoch darin,

²²Die hier zitierten Simulationsrechnungen wurden für LTS-SQUIDS durchgeführt und berücksichtigten nicht den Fall starker thermischer Fluktuationen. Es ist weiterhin anzumerken, daß im Bereich starker thermischer Fluktuationen die Abwesenheit einer beobachtbaren Hysterese in der IVC nicht notwendigerweise auf einen M_c Cumber-Parameter $\beta_C < 1$ hindeutet, da die Hysterese durch die Rauschverrundung reduziert wird. Die Auswirkungen auf das Flußrauschen bei $\beta_C \approx 1$ und großem Γ wurden noch nicht systematisch untersucht.

Vergleichsmessungen an einem SQUID auf einem Substrat mit niedriger Dielektrizitätskonstante durchzuführen. Dies ist im Abschnitt 8.3 beschrieben.

- Parasitäre Kapazitäten, die z.B. über dem Schlitz der SQUID-Induktivität vorliegen können, äußern sich ebenfalls in Resonanzen der IVC [80]. An dieser Stelle konnte jedoch nicht näher darauf eingegangen werden. Bei der Vergleichsmessung auf einem YSZ-Substrat (Abschnitt 8.3) ist jedoch davon auszugehen, daß dabei auch parasitäre Kapazitäten keine Rolle spielen.
- Nicht identische Josephson-Kontakte (Asymmetrie hinsichtlich I_0 , R und/oder C). Die daraus resultierenden möglichen Auswirkungen werden im folgenden Abschnitt kurz diskutiert.
- Zusätzliche Rauschmechanismen in der Korngrenze. Solche wurden von Enpuku *et al.* [95] zur Erklärung der Diskrepanz postuliert und auf Nichtidealitäten („imperfections“) der Kontakte zurückgeführt. Demnach soll ein Zusammenhang zwischen dem beobachteten überhöhten weißen Spannungsrauschen und dem $1/f$ -Rauschen bestehen. Dies wird in Abschnitt 11.1 kurz diskutiert. Es ergab sich jedoch, daß dieses Erklärungsmodell zumindest für die in dieser Arbeit untersuchten Proben nicht ausreichend war.

Auswirkungen der Kontakt-Asymmetrie

Asymmetrie der Josephson-Kontakte bedeutet: die beiden Josephson-Kontakte des dc SQUIDs unterscheiden sich hinsichtlich der Parameter I_0 , R und C . Ursachen dafür können einerseits lokale Variationen der mikroskopischen Parameter j_C , ρ_N und c sein, z. B. bedingt durch lokale Variation der Dichte der lokalisierten Zustände in der Barriere oder vergleichbaren Änderungen der Korngrenzen-Eigenschaften auf atomarer Längenskala. Setzt man voraus, daß diese aber für die immerhin im Abstand von nur wenigen μm recht nahe beieinander liegenden Kontakte nur wenig variieren, kann eine Asymmetrie am leichtesten durch Unterschiede im Kontakt-Querschnitt erklärt werden. Für ein solches Modell spricht zum Beispiel die Tatsache, daß breitere Kontakte in der Regel eine deutlich geringere Asymmetrie aufwiesen, als (sub-) μm -Kontakte, bei denen die Breite durch die Auflösungsgrenze der optischen Lithographie einer größeren Schwankung unterworfen war. Quantitativ beschreibt man die Kontakt-Asymmetrie durch Einführung eines Asymmetrieparameters α . Mit den Definitionen $I_C \equiv I_{01} + I_{02}$, $1/R_N \equiv 1/R_1 + 1/R_2$ und $C \equiv C_1 + C_2$ ergeben sich folgende Definitionsgleichungen:

$$I_{01} = I_C \cdot (1 + \alpha) \quad (8.1)$$

$$I_{02} = I_C \cdot (1 - \alpha)$$

$$R_1 = R/(1 + \alpha) \quad (8.2)$$

$$R_2 = R/(1 - \alpha)$$

$$C_1 = C \cdot (1 + \alpha) \quad (8.3)$$

$$C_2 = C \cdot (1 - \alpha)$$

Hierbei ist der Vollständigkeit halber auch eine Asymmetrie der Kapazitäten berücksichtigt. Im Grenzfall $\beta_C \rightarrow 0$ lassen sich wiederum die Langevin-Gleichungen für das stark gedämpfte asymmetrische SQUID angeben:

$$\dot{\delta}_1 = \frac{i/2 - j}{1 + \alpha} - \sin \delta_1 \quad (8.4)$$

$$\dot{\delta}_2 = \frac{i/2 + j}{1 - \alpha} - \sin \delta_2 \quad (8.5)$$

Die Gleichungen für den Kreisstrom j und die Spannung v verändern sich nicht gegenüber (2.16) respektive (2.17).

Roth [84] verwendete die aus diesen Gleichungen ermittelten $I_C(B)$ -Muster der SQUIDs zur Bestimmung der Parameter α und β_L aus der Modulationstiefe des kritischen Stromes und der relativen Lage des Minimums bezüglich der Flußachse. Die Einschränkungen für die Anwendbarkeit dieses Verfahrens wurden bereits in Abschnitt 5.1.2 aufgezeigt. Somit konnte keine quantitative Erfassung der I_C -Asymmetrien erfolgen, jedoch ergaben sich qualitative Hinweise darauf, daß die Asymmetrie bei einigen Proben nicht vernachlässigbar war.

Für die Diskussion inwieweit sich eine Asymmetrie auf die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment auswirkt, ist es erforderlich, den Einfluß der Asymmetrie auf die Transferfunktion und das Flußrauschen durch Simulationsrechnungen systematisch zu studieren. Solche Untersuchungen wurden von J. Müller vorgenommen [81], welche aber zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht vollständig abgeschlossen waren. Einige Ergebnisse werden im Zusammenhang mit den „Ratschen-SQUIDs“ im Abschnitt 9.1 vorgestellt.

Qualitativ würde man jedoch erwarten, daß sich eine Asymmetrie der Josephson-Kontakte in unterschiedlichen spektralen Dichten der Rauschströme $\langle S_{IN1} \rangle \neq \langle S_{IN2} \rangle$ äußert. Dies führt gegenüber dem symmetrischen SQUID zu einem zusätzlichen Rausch-Ringstrom. Daraus ergeben sich zwei Effekte: zum einen wird ein zusätzliches Flußrauschen verursacht, zum anderen führt der Rausch-Ringstrom zu einer Verbreiterung der PDD für den Flußzustand $\lambda(\phi - \phi_x)$. Beide Effekte sollten mit zunehmender SQUID-Induktivität L/L_{th} ansteigen. Der Unterschied

besteht darin, daß der erste Effekt zu einem mit L/L_{th} skalierenden Anstieg des äquivalenten Spannungsrauschens führt, während der zweite Effekt zu einer mit L/L_{th} zunehmenden Reduktion der Transferfunktion führt.

8.2 Externe Störeinflüsse

Dazu gehören:

- Eingefrorener Fluß. Beim Kühlen durch T_C können Flußquanten im Supraleiter haften bleiben. Deren thermisch aktivierte Bewegungen führen zu einem Anstieg im $1/f$ -Rauschen. Wird das SQUID in einem starken Magnetfeld betrieben, kann auch Fluß in die Josephson-Kontakte eindringen, was zu einer Unterdrückung des kritischen Stromes führt und damit auch zu einer Verringerung der Transferfunktion. Da alle Experimente in magnetisch gut abgeschirmter Umgebung stattfanden, scheidet dieser Punkt zur Erklärung der Diskrepanzen aus.
- HF-Einstrahlung führt ebenfalls zu einer Unterdrückung des I_0 . Es wurden zwar alle Experimente in elektromagnetisch abgeschirmter Umgebung durchgeführt, jedoch sind gewisse Rest-Störfelder nicht ganz auszuschließen gewesen. Dieser Punkt wird im folgenden Abschnitt kurz abgehandelt.
- Fehlanpassung der SQUID-Elektronik. Dadurch bedingt ist ein Ansteigen des äquivalenten Flußrauschens denkbar. Die im Kapitel 7 beschriebenen Unterschiede zwischen FLL und open-loop Messung deuten eventuell darauf hin, daß hier eine mögliche Ursache für die beobachteten Diskrepanzen vorliegen könnten.
- Temperaturfluktuationen. Schöne *et al.* zeigten, daß eine Variation der Betriebstemperatur zu einer Flußänderung $\partial\Phi/\partial T$ führt, die durchaus in der Größenordnung $1\Phi_0/K$ liegen können [96]. Diese spielen im Wesentlichen bei der Langzeit-Drift und niederfrequenten Fluktuationen eine Rolle und sollten keine in diesem Zusammenhang relevanten Auswirkungen auf das weiße Rauschen haben.

Auswirkungen von HF-Einstrahlung

Die Bestrahlung eines Josephson-Kontakts mit hochfrequenten elektromagnetischen Wellen führt durch den AC-Josephson-Effekt zu einer Kopplung der oszillierenden Phasendifferenz mit dem externen Feld. Dadurch kommt es im Bereich der der Frequenz entsprechenden Spannung $V = f \cdot \Phi_0$ in der IVC zur Synchronisation, die zur Ausbildung von Stromstufen [97] führt. Die Stufenhöhen zeigen dabei eine charakteristische Abhängigkeit von der eingestrahlten Leistung. Für den Betrieb des dc SQUIDs, das üblicherweise auf der 0. Stufe betrieben

wird, bedeutet dies, daß durch HF-Störungen mit zunehmender Amplitude die 0.Stufe der beiden Josephson-Kontakte verkleinert wird. Diese Unterdrückung der kritischen Ströme führt zu einer Verringerung der Transferfunktion und einem Anstieg des thermischen Rauschens.

Ein weiterer Effekt besteht darin, daß HF-Störungen in der Regel auch induktiv in das SQUID einkoppeln und dort einen hochfrequenten Störfluß erzeugen. Koch *et al.* zeigten, daß die Auswirkungen von HF-Einstrahlung durch einen HF-Fluß- und HF-Strom-Bias beschrieben werden können, welche zu einer Verrundung und gegebenenfalls Verkippung der $V\Phi$ Cs führen können [39]. Anders betrachtet führt der HF-Störfluß zu einer zusätzlichen Unschärfe des Flußzustand im dc SQUID, ähnlich wie es durch den Anstieg von L/L_{th} verursacht wird (vergleiche Abbildung 2.4 auf Seite 14)²³. Eine weitere Auswirkung von zeitlich veränderlichen HF-Störungen, die in der Regel vorliegen, ist nach [98] ein $1/f^2$ -artiges niederfrequentes Zusatzrauschen.

Da die Anwesenheit von eventuell vorhandenen HF-Störungen nicht quantitativ bestimmt werden konnte, war es nicht möglich, deren Auswirkungen auf Signal und Rauschen systematisch zu untersuchen. Ein Hinweis darauf, daß die Störungen zumindest keine drastischen Auswirkungen zeigten, ergab sich daraus, daß in den meisten Fällen die IVCs gut mit dem RSJ-Modell beschrieben werden konnten, und sich keine signifikanten Unterdrückungen des I_0 erkennen ließen. Dennoch ist nicht vollständig auszuschließen, daß hier ein gewisser Beitrag zur Diskrepanz vorliegen könnte. Die durch HF-Ringströme verursachte Flußunschärfe sollte eine mit L/L_{th} ansteigende Verringerung der Transferfunktion bewirken, was zu den Beobachten aus Abschnitt 7.3 passen würde. Eine abschließende Beurteilung ist jedoch aufgrund der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen nicht möglich.

Eine Untersuchung der Auswirkungen von HF-Einstrahlungen wird in anderem Zusammenhang noch einmal in Abschnitt 9.2 gezeigt, wo der Betrieb eines dc SQUIDs auf der 1. Shapirostufe vorgestellt wird.

8.3 Messungen an einem dc SQUID auf einem YSZ-Bikristall

Aus den vorangegangenen Abschnitten wurde ersichtlich, daß reale HTS-dc SQUIDs oft von den RSJ-Modellen abweichende Eigenschaften aufweisen. An den meisten hier behandelten Proben ergaben sich qualitative und zum Teil auch quantitative Hinweise auf mitunter erhebliche Asymmetrien α sowie bei den zumeist verwendeten STO-Substraten auf nicht vernachlässigbare M_c Cumber-Parameter β_C . Gleichwohl sich die Auswirkungen in den Kennlinien erkennen ließen, war unklar, inwieweit diese Abweichungen zu der beobachteten Diskrepanz bei der Transferfunktion und dem Flußrauschen beitrugen. Um zumindest den Einfluß der Streukapazitäten eliminieren zu können, wurden auch SQUIDs auf Substraten mit kleineren

²³Man beachte den Unterschied: die Auswirkungen von L/L_{th} bewirken eine zunehmende statistische Abweichung von Mittelwert des externen Flusses, während die hier beschriebene „Unschärfe“ durch externe Störungen hervorgerufen wird. Die Auswirkungen des HF-Flusses sind somit quantitativ nicht durch ein effektiv höheres L/L_{th} zu beschreiben, jedoch sind die Auswirkungen qualitativ ähnlich.

Dielektrizitätskonstanten, namentlich MgO und YSZ präpariert. Dabei gelang es, an einer Probe nahezu ideale Verhältnisse in Bezug auf Asymmetrie und M_c Cumber-Parameter zu erzielen: dem SQUID Nr. 2 der Probe **BIZ3601**.

Tabelle 8.1: Parameter eines annähernd idealen SQUIDs auf einem YSZ-Bikristall

Probe	Filmdicke d	$I_0(77\text{ K})$	R	L	Γ	L/L_{th}
BIZ3601 , SQ.2	240 nm	$7,6\ \mu\text{A}$	$12\ \Omega$	60 pH	$0,46 \pm 0,026$	$0,19 \pm 0,02$

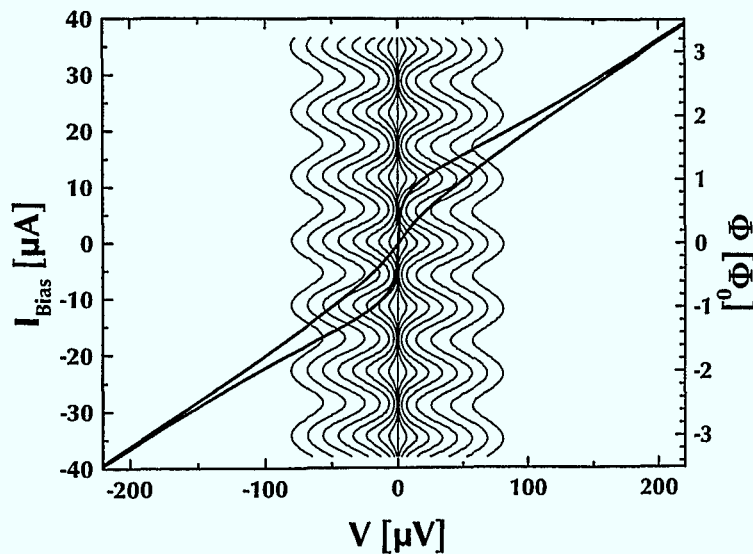


Abb. 8.1: IVCs und $V\Phi$ Cs des SQUIDs Nr.2 der Probe biz3601. Die Abwesenheit einer Flußverschiebung läßt auf eine verschwindende Asymmetrie schließen. Ebenfalls sind keine Resonanzen in der IVC zu erkennen, was sich auch im perfekten RSJ-Fit widerspiegelt.

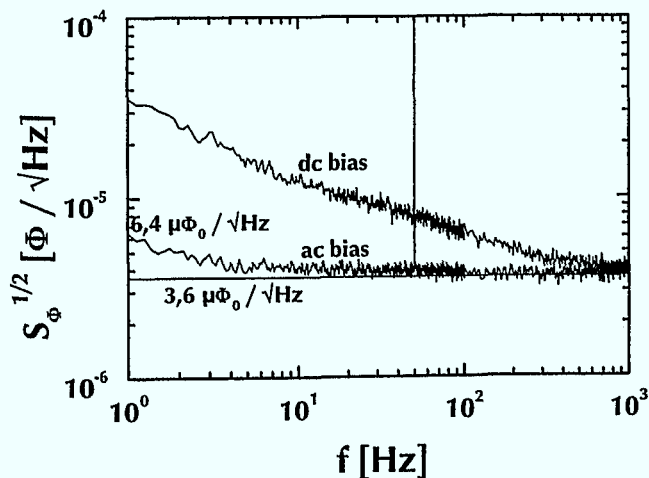


Abb. 8.2: Flußrauschen des SQUIDs Nr.2 der Probe biz3601 mit und ohne bias-reversal aufgenommen. Bemerkenswert ist das äußerst niedrige Rauschen bei $f = 1\text{ Hz}$. An dieser Probe wurden später Testmessungen zur induktiven Charakterisierung des $1/f$ -Rauschen von HTS-Filmen demonstriert (Abschnitt 12.1).

Die Kennlinien der Probe sind in Abbildung 8.1 dargestellt. Die nahezu perfekte Übereinstimmung mit dem RSJ-Fit wurde bereits im Abschnitt 5.1.1 anhand Abbildung 5.9 auf Seite 42 gezeigt. Allerdings lagen die Parameter bereits deutlich im Bereich starker thermischer Fluktuationen, wie man Tabelle 8.1 entnehmen kann. Das SQUID hatte ein für $36,8^\circ$ -Bikristalle vergleichsweise hohes $I_0 R$ -Produkt von etwa $91\ \mu\text{V}$. Unter Berücksichtigung der sehr geringen

Breite der Josephson-Kontakte $w < 1 \mu\text{m}$ ist dieses $I_0 R$ -Produkt um so bemerkenswerter (vergleiche dazu Abbildung 6.5 auf Seite 57). Der Spannungshub der Probe betrug $\Delta V_{pp} = 32 \mu\text{V}$.

Die Rauschspektren der im LN_2 -Bad durchgeführten FLL-Messungen sind in Abbildung 8.2 dargestellt. Beachtlich ist das geringe niederfrequente Rauschen bei $f = 1 \text{ Hz}$ von $S_\Phi^{1/2} = 6,4 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$. Dies wurde bei der Demonstration einer induktiven Charakterisierung von HTS-Filmen (siehe Abschnitt 12.1) ausgenutzt. Das weiße Rauschen war mit $S_\Phi^{1/2} = 3,6 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ ebenfalls vergleichsweise niedrig.

Ein Vergleich mit den theoretischen Werten, der in Abbildung 8.3 in der normierten Auftragung gegen die Simulationsrechnungen Kleiners erfolgte, ergab jedoch, daß auch diese Probe eine Diskrepanz zu den theoretischen Vorhersagen aufwies. Die Datenpunkte²⁴ der Transferfunktion lagen dabei nur wenig unterhalb der theoretischen Kurve. Beim Flußrauschen zeigte sich eine Abweichung von einer halben Größenordnung. Damit lagen die Werte zwar besser, als die zum Vergleich mit eingezeichneten Werte der STO-SQUIDS, eine nicht zu vernachlässigende Diskrepanz war dennoch vorhanden.

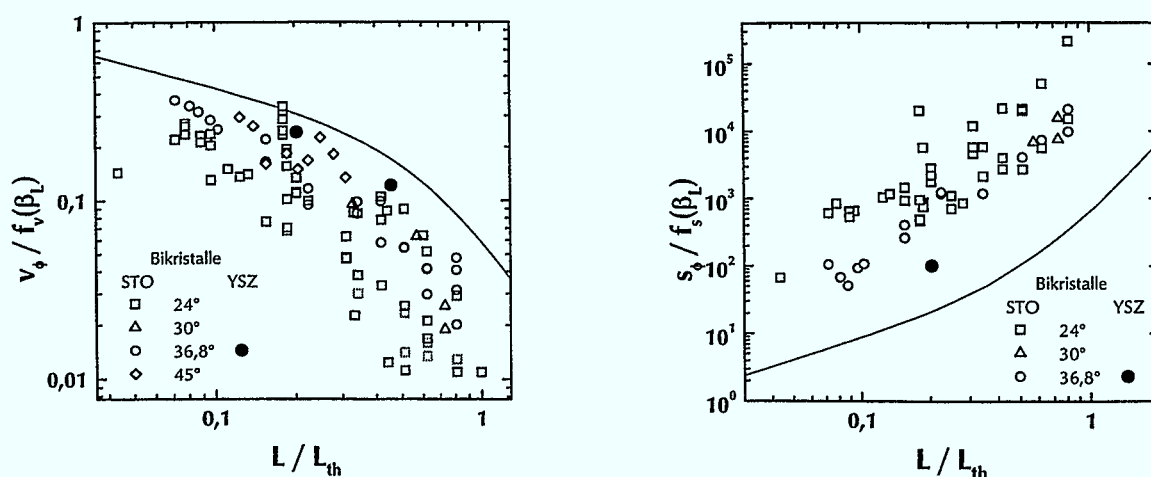


Abb. 8.3: Vergleich der Transferfunktion und des normierten Flußrauschens mit Simulationsrechnungen Kleiners. Die Daten der Proben auf STO-Bikristallen (offene Symbole) wurden zum Vergleich mit der Probe BIZ3601 auf YSZ-Bikristall (gefüllte Kreise) eingetragen.

8.4 Resümee

Anhand der vorliegenden Meßergebnisse konnten die Ursachen für die beobachteten Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment nicht vollständig aufgeklärt werden. Die Auswirkungen der verschiedenen Nichtidealitäten auf Signal und Rauschen werden noch einmal kurz zusammen-

²⁴Bei der Bestimmung der Transferfunktion wurde noch der Datenpunkt eines weiteren SQUIDS mit höherer Induktivität eingetragen, das sich ebenfalls auf der Probe BIZ3601 befand. Dieses SQUID ging jedoch kaputt, bevor daran eine Rauschmessung vorgenommen werden konnte.

Tabelle 8.2: Einfluß verschiedener möglicher Ursachen auf die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment hinsichtlich Signal und Rauschen

SQUID-Parameter	
Γ	Keine direkte Auswirkung auf Diskrepanz
L/L_{th}	Anstieg der Diskrepanz im Signal beobachtet
intrinsische Eigenschaften	
α	Auswirkung auf Signal und Rauschen wahrscheinlich nur schwach. Quantitative Analyse steht noch aus.
β_C	Auswirkung auf Signal und Rauschen wahrscheinlich nur schwach. Quantitative Analyse steht noch aus.
Exzeßrauschen	Vorhandensein und mögliche Ursachen weitgehend unklar.
extrinsische Störeinflüsse	
HF-Einstrahlung	Kommt als mögliche Fehlerquelle in Betracht.
Rauschbeitrag durch Elektronik	Kommt als mögliche Fehlerquelle in Betracht.
Temperaturfluktuationen	Spielen hier wahrscheinlich keine Rolle.

mengefaßt:

Die Tatsache, daß die Diskrepanz in der Transferfunktion mit L/L_{th} tendenziell zunimmt und die Diskrepanz in S_V praktisch unabhängig von Γ und L/L_{th} ist, gibt weitere Hinweise für die Identifizierung der möglichen Ursachen. So führen praktisch alle in Tabelle 8.2 aufgeführten Effekte zu einem L/L_{th} -abhängigen Anstieg des äquivalenten Flußrauschens. Es ergeben sich aber graduelle Unterschiede in den Mechanismen. Ein zusätzlicher Rauschbeitrag der Elektronik z. B. würde zu einem M_F -abhängigen und damit indirekt L/L_{th} -abhängigen Anstieg des äquivalenten Spannungsrauschens führen. Solche Abhängigkeiten wurden zwar nicht beobachtet, es ist jedoch dennoch denkbar, daß zumindest ein Teil des Exzeß-Spannungsrauschens durch die SQUID-Elektronik hervorgerufen werden kann. Dazu würden auch die Beobachtungen von Nakamura *et al.* [99] passen, die im thermischen Bereich keine Diskrepanz zwischen dem theoretisch vorhergesagten und dem experimentell bestimmten weißen Spannungsrauschen fanden²⁵. Dabei benutzten sie ebenfalls ein direktes Ausleseschema ohne Modulation. Zur Klärung dieser Frage sind weitere systematische Vergleichsmessungen zwischen FLL- und Picovoltmeter-Messungen erforderlich.

Die Auswirkungen der HF-Einstrahlung auf dem induktiven Weg können jedoch, wie im Abschnitt 8.2 gezeigt, zu einer L/L_{th} -abhängigen Reduktion der Transferfunktion führen. Somit ist es recht wahrscheinlich, daß dies als eine Ursache der beobachteten, mit L/L_{th} zunehmenden

²⁵Nakamura *et al.* beobachteten eine mit steigender Temperatur anwachsende Diskrepanz im Schrotrauschen, das bei hohen Speisespannungen $eV \gg k_B T$ auftritt. Dies korrelierten sie wiederum mit dem $1/f$ -Rauschen.

Diskrepanz bei der Transferfunktion in Frage kommt. Die entsprechenden Auswirkungen nicht vernachlässigbarer Asymmetrien und M_c Cumber-Parameter wurden zwar noch nicht quantitativ untersucht, wie das Beispiel im vorigen Abschnitt 8.3 zeigte, sind sie jedoch mit Sicherheit nicht allein für die beobachteten Diskrepanzen verantwortlich.

Somit wurden einige wichtige Zusammenhänge offengelegt, wenngleich auch ein abschließendes quantitatives Erklärungsmodell noch nicht gefunden wurde. Es bedarf daher noch weiterer eingehender Untersuchungen zu diesem Themenkomplex.

9 Besondere Effekte an dc SQUIDs

In diesem Kapitel werden zwei Beispiele für etwas ungewöhnlichere Beobachtungen an dc SQUIDs gezeigt. Das erste beschreibt eine an einigen Proben beobachtete Flußmodulation bei verschwindendem Speisestrom I_b (Abschnitt 9.1). Das zweite Beispiel (Abschnitt 9.2) zeigt Experimente zu den Auswirkungen von HF-Einstrahlung auf dc SQUIDs und dessen Betrieb auf der ersten Shapirstufe.

9.1 Das Ratschen-SQUID

Eine der zunächst verblüffendsten Beobachtungen war, daß einige SQUIDs eine Spannungsmodulation durch externen Fluß bei verschwindendem Speise(gleich-)strom I_b zeigten. Dieser im Folgenden als „0-bias-Modulation“ bezeichnete Effekt wurde an fast allen SQUIDs beobachtet, die ein relativ großes Γ und ein kleines β_L besaßen. Bei diesen SQUIDs waren die IVCs bereits so stark verrundet, daß kein supraleitender Ast mehr zu beobachten war. Der beobachtete Spannungshub bei verschwindendem Speisestrom betrug von einigen 100 nV bis hin zu mehreren μV . Die Tatsache, daß ohne dc Speisestrom eine Spannung über dem SQUID entstehen kann, widerspricht scheinbar dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik.

Dieser Effekt wurde allerdings stets an Proben beobachtet, bei denen die $V\Phi$ Cs für positive und negative Speiseströme gegeneinander verschoben waren, was jedoch meistens der Fall war. Die Vermutung lag nahe, als Ursache für die 0-bias-Modulation die Überlagerung zwischen den hinsichtlich Flußachse gegeneinander verschobenen $V\Phi$ Cs durch eine Wechselstromspeisung um den Nullpunkt herum zu deuten.

Um dies zu überprüfen, wurden Experimente durchgeführt, bei denen die $V\Phi$ Cs ohne dc Speisestrom und mit wohldefinierter Wechselstromspeisung aufgenommen wurden. Es konnte eine deutliche Amplitudenabhängigkeit beobachtet werden, was für eine solche These sprach.

Unklar waren nunmehr zwei Punkte:

1. Wodurch kam die benötigte I_b -Modulation bei den Experimenten ohne definierte ac Stromspeisung zustande - und vor allem:
2. Worin lag die erforderliche Verschiebung der $V\Phi$ Cs für positive und negative Speiseströme begründet?

Eine Erklärung der Flußverschiebung mit einem durch den Speisestrom induzierten Fluß im SQUID, der durch eine nicht-verschwindende Gegeninduktivität der Zuleitungen zur SQUID-Schleife verursacht werden könnte, schied als Erklärung aus. Dabei würde man einen linearen Zusammenhang zwischen Flußverschiebung und Speisestrom erwarten und keinen Sprung beim Nulldurchgang, wie er hier vorlag.

Eine weitere Vermutung wurde durch Simulationsrechnungen J. Müllers [81] bestätigt: eine Asymmetrie der Josephson-Kontakte führt zu einer solchen Flußverschiebung. Müller fand heraus, daß die Flußverschiebung mit der Asymmetrie α und dem Abschirmparameter β_L zunimmt. Dies läßt sich gut anhand der Abbildungen 9.1 und 9.1 erkennen. Die $V\Phi$ Cs der Probe **BI3601** sind hier für $T = 70\text{ K}$ und $T = 80\text{ K}$ gezeigt. Deutlich zu erkennen ist die Änderung der relativen Flußverschiebung, die auf die Abnahme des β_L mit steigender Temperatur zurückzuführen ist (ebenfalls in diese Messreihe gehört auch die Abbildung 7.9 auf Seite 69, an der bei $T = 77\text{ K}$ eine mittlere Flußverschiebung zu erkennen ist). Erste Simulationsergebnisse deuten darauf hin, daß dabei der Rauschparameter Γ keinen Einfluß auf die Flußverschiebung hat. Bei bekannter Induktivität ergibt sich somit eine Möglichkeit zur Bestimmung der Kontakt-Asymmetrie, indem man die $V\Phi$ Cs bei verschiedenen Temperaturen (und damit bei verschiedenem β_L) miteinander vergleicht. So konnte z. B. mit Hilfe dieser Methode die Asymmetrie des SQUIDs Nr. 2 der Probe **BI3601** zu $\alpha \approx 0,5$ bestimmt werden.

Damit war eine Erklärung der für die 0-bias-Modulation erforderlichen Flußverschiebung gegeben. Zu klären wäre also noch die Herkunft der postulierten ac Stromspeisung und deren quantitative Auswirkung auf die Amplitude der 0-bias-Modulation.

Dazu kann dieser Effekt durch Untersuchungen des asymmetrischen SQUID-Potentials studiert werden, wie Untersuchungen von Weiss *et al.* ergaben [100]. Die Idee, zur Erklärung das SQUID-Potential zu Rate zu ziehen, geht zurück auf Studien von Zapata *et al.* [21]. Sie sagten das Auftreten einer dc Spannung über einem SQUID voraus, wenn dieses mit einem (ggf. hochfrequenten) Wechselstrom gespeist wird und ein periodisches Potential besitzt mit $V(x) = V(x + L)$, das in Stromrichtung keine Spiegelsymmetrie aufweist: $V(x) \neq V(-x)$. Ein solches Potential bezeichnet man auch als ratschenförmiges Potential oder kurz Ratschen-Potential. Ein SQUID, das ein solches Potential aufweist, wird im folgenden als Ratschen-SQUID („SQUID-ratchet“) bezeichnet.

Zapata *et al.* konstruierten ein solches Ratschen-SQUID dadurch, daß einer der beiden Josephson-Kontakte durch eine Reihenschaltung von zwei Josephson-Kontakten ersetzt wird. Faló *et al.* zeigten, daß ein eindimensionales Josephson-Kontakt-Array mit asymmetrischen Kontakten und Induktivitäten ein Ratschen-Potential aufweist [101]. Im vorliegenden Fall jedoch trafen solche Modelle nicht zu. Allerdings fand S. Weiss heraus, daß bereits ein dc SQUID mit Kontakt-Asymmetrie ein zweidimensionales Ratschenpotential aufweist²⁶, sofern ein externer Fluß $\Phi_x \neq n \cdot \Phi_0$ anliegt [100]. Das zugrundeliegende SQUID-Potential ist gegeben durch:

$$U(\phi, \varphi) = \frac{1}{\pi\beta_L}(\phi - \phi_x)^2 - \varphi \cdot i/2 - \cos \varphi \cos \phi - \alpha \sin \varphi \sin \phi \quad (9.1)$$

²⁶Zapata *et al.* betrachtete nur den Grenzfall $\beta_L = 0$, wodurch das Problem auf eine Dimension reduziert wird.

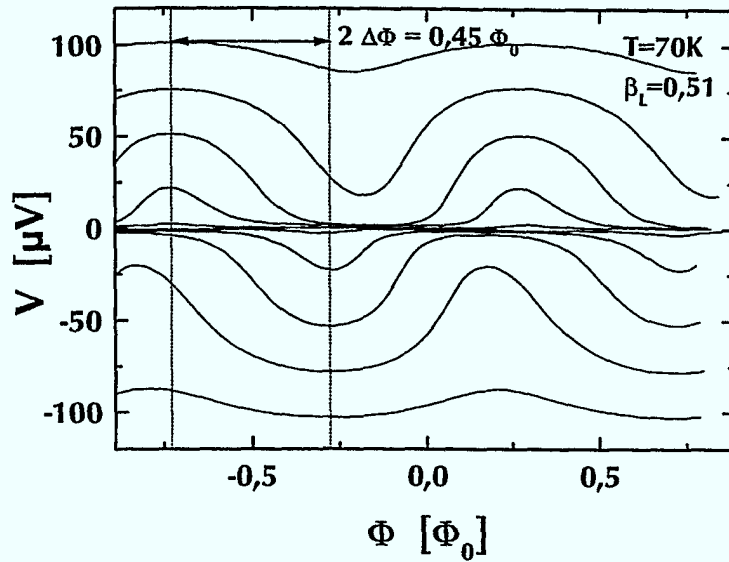


Abb. 9.1: $V\Phi$ Cs des SQUIDs Nr. 2 der Probe Bi3601 bei $T = 70\text{ K}$.

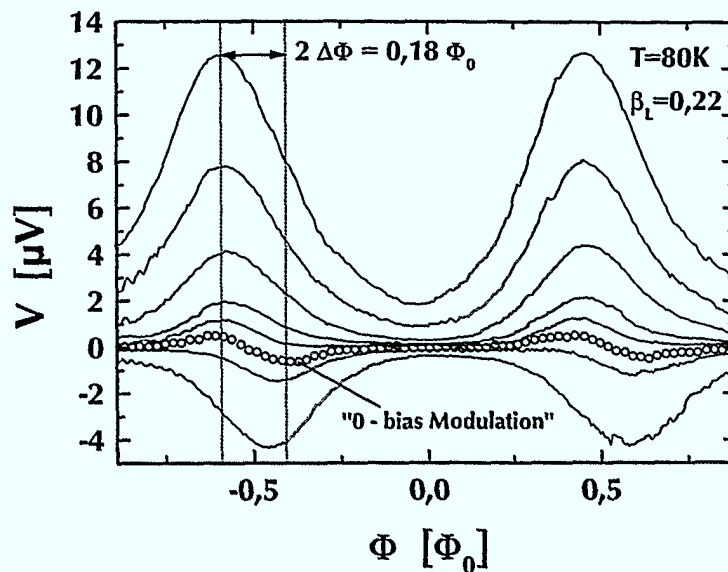


Abb. 9.2: $V\Phi$ Cs des SQUIDs Nr. 2 der Probe Bi3601 bei $T = 80\text{ K}$.

Durch den zusätzlichen gemischten Term in ϕ, φ bei von Null verschiedenem α wird die Spiegelsymmetrie des Potentials bezüglich der φ -Achse gebrochen. Bei $\phi_x = 0$ weist das Potential noch eine Punktsymmetrie auf, die durch Anlegen eines Flusses $\phi_x \neq 0$ gebrochen wird. Erst in diesem Fall entfaltet sich der zweidimensionale Ratschen-Effekt [100].

Eine symmetrische Wechselstromspeisung bewirkt eine periodische Verkipfung des Potentials entlang der φ -Achse. Da die Flanken der Potentialmulden für unterschiedliche Stromrichtungen unterschiedlich steil sind, kommt es zu einer bevorzugten Bewegung in Richtung der flacheren Flanke. Dieser Mechanismus wird als „rocked ratchet“ bezeichnet. Auf das SQUID übertragen bedeutet dies, daß selbst bei symmetrischer Wechselstromspeisung mit verschwindendem Mittelwert eine Spannung über dem SQUID auftreten kann, die von der Amplitude, Frequenz und

der Potentialform abhängt. Systematische Untersuchungen dazu wurden von Weiss *et al.* [100] durchgeführt.

Interessant ist in diesem Zusammenhang die Fragestellung, inwieweit die beobachteten 0-bias-Modulationen nur durch eingespeiste Wechselströme erzeugt werden können, oder ob schon das intrinsische Rauschen der SQUIDs zu diesem Effekt führen könnte. Bedingung dafür müßte sein, daß die Amplituden des Stromrauschens ausreichen, um das Potential hinreichend weit zu verkippen, daß die Potentialbarrieren überwunden werden können. Ein Problem ergibt sich jedoch: nach dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik kann durch Gleichgewichtsfluktuationen keine gerichtete Bewegung entstehen. Luczka *et al.* [102] zeigten jedoch, daß korreliertes symmetrisches Rauschen mit verschwindendem Mittelwert genügt, um eine gerichtete Bewegung in einem Ratschenpotential zu bewirken. Dieses Phänomen wird in der Literatur als „Brown’scher Motor“ bezeichnet. Im Zusammenhang mit dem Ratchet-SQUID ist es denkbar, daß Nicht-Gleichgewichtsfluktuationen, z. B. in Form von I_0 -Fluktuationen, in der Lage sein könnten, eine 0-bias-Modulation hervorzurufen. So zeigten Zapata *et al.*, daß ein durch Leitwert-Fluktuationen in der Barriere eines Josephson-Kontakts hervorgerufenen dichotomisches Rauschen zu einem Ratschen-Effekt führen kann [103]. Die experimentelle Überprüfung eines solchen Effekts dürfte jedoch äußerst schwierig sein, da in der Regel extrinsische Störungen (HF-Einstrahlung, Netzbrumm) ebenfalls zu dem „rocked ratchet“-Effekt beitragen und diesen wahrscheinlich dominieren.

9.2 Das Shapiro-SQUID

Die Auswirkungen von HF-Strömen auf die Dynamik des dc SQUIDs wurden kurz im Abschnitt 8.2 aufgezeigt. Eine quantitative analytische Beschreibung der Auswirkungen von HF-Einstrahlungen auf die Dynamik des dc SQUIDs stellte Chesca in neueren Rechnungen im Rahmen seiner analytischen Theorie vor [22]. Dabei ist allerdings nur ein HF-Speisestrom berücksichtigt, die Auswirkungen einer HF-Flußeinkopplung werden in den Rechnungen nicht beschrieben. Durch die Einstrahlung von Mikrowellen mit verschiedenen Amplituden kann der dynamische Widerstand auf den Shapirostufen moduliert werden. Desgleichen führt auch eine Änderung des externen Flusses zu einer Modulation der Strom-Spannungs-Charakteristik. Faßt man beide Effekte zusammen, so bedeutet das, daß der durch Flußmodulation erzeugte Spannungshub durch die Amplitude der HF-Einstrahlung zusätzlich moduliert wird. Mit Hilfe der analytischen Formeln aus [19] ist es möglich, diese charakteristische Leistungsabhängigkeit der Transferfunktion auf den verschiedenen Shapirostufen quantitativ zu erfassen. Dazu wurden erste Messungen an dc SQUIDs auf einem MgO-Bikristall vorgenommen, im Rahmen dieser Arbeit wurde dies jedoch nicht weiter vertieft. Eine systematische Untersuchung wurde von Weiss *et al.* an SQUIDs auf einem YSZ-Bikristall mit einem Korngrenzenwinkel von 19° durchgeführt [104]. Dabei wurde ein spezielles Layout verwendet, in dem die SQUIDs in einer koplanaren Streifenleitung integriert waren. Diese wurde so entworfen, daß die eingekoppel-

ten Mikrowellenströme am Ort der Josephson-Kontakte ein Maximum aufwiesen. Gleichzeitig sollte eine mögliche Flußeinkopplung durch die HF-Ströme vermieden werden, was erreicht wurde, indem die SQUID-Induktivität symmetrisch zur Stromrichtung in die Streifenleitung integriert wurde. Die ersten Ergebnisse an der MgO-Probe werden im folgenden kurz skizziert: Abbildung 9.3 zeigt die IVCs eines bestrahlten SQUIDs für zwei verschiedene Leistungen und je zwei verschiedene Flußzustände auf der ersten Shapirostufe. Die maximale Transferfunktion betrug dort etwa zwei Drittel der Transferfunktion an der 0. Stufe. Dies stimmte gut mit den Vorhersagen Chescas überein.

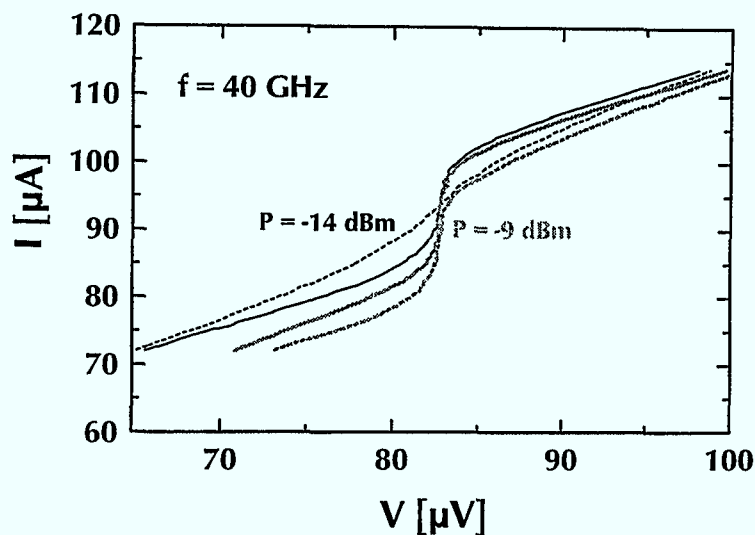


Abb. 9.3: IVCs eines SQUIDs der Probe BIMgO01 an der ersten Shapirostufe. Die eingestrahlte Mikrowellenfrequenz betrug $f = 40$ GHz. Die durchgezogenen und gestrichelten Linien sind für eine Flußdifferenz von $\Phi_0/2$ aufgenommen. Die Leistung am Ausgang des Mikrowellengenerators betrug $P = -14$ dBm (schwarz), bzw. $P = -9$ dBm (grau).

Bei den $V\Phi$ Cs, die an der Shapiro-Stufe aufgenommen wurden, zeigte sich eine Verschiebung in der Flußachse vor und nach der Stufe (Abbildung 9.4). Diese ist wahrscheinlich genauso auf eine Asymmetrie der Kontakte zurückzuführen, wie die im Zusammenhang mit dem Ratschen-SQUID diskutierte Flußverschiebung. Interessant ist, daß sich diese Flußverschiebung mit der eingestrahnten Leistung veränderte, wie man der Abbildung 9.4 entnehmen kann. Das deutet darauf hin, daß die Asymmetrie durch die unterschiedliche Leistungsabhängigkeit der I_C -Unterdrückung der beiden Kontakte mit der HF-Einstrahlung moduliert wird. Es ist vorstellbar, daß sich aus einer quantitativen Analyse der Leistungsabhängigkeit der Flußverschiebung Rückschlüsse auf die Kontakt-Asymmetrie ziehen lassen.

Bei den systematischen Untersuchungen von Weiss *et al.* [104] konnte über die hier vorgestellten Untersuchungen hinaus eine beeindruckende Übereinstimmung der bei verschiedenen Leistungen aufgenommenen IVCs mit den analytischen Berechnungen nachgewiesen werden.

Es ist zwar fraglich, ob die Betriebsart eines dc SQUIDs als Shapiro-SQUID meßtechnische Vorteile mit sich bringt; systematische Untersuchungen am Shapiro-SQUID ermöglichen jedoch wichtige Erkenntnisse zur SQUID-Dynamik unter Einwirkung von HF-Einstrahlung und eröffnen eventuell neue Möglichkeiten zur Bestimmung wichtiger SQUID-Parameter, wie z. B. der Asymmetrie.

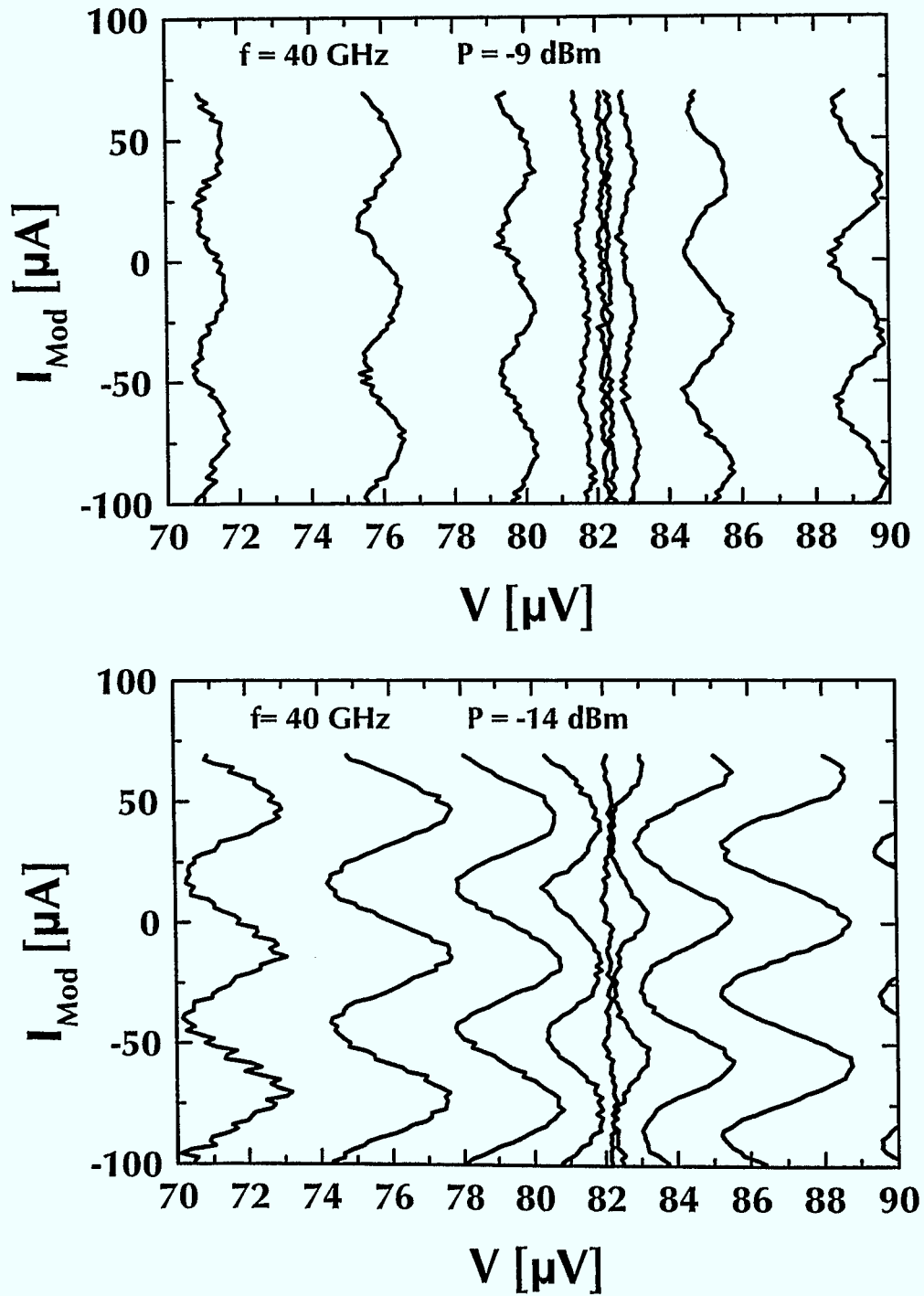


Abb. 9.4: $V\Phi$ Cs eines SQUIDs der Probe BIMgO01 an der ersten Shapirostufe. Die eingestrahelte Mikrowellenfrequenz betrug $f = 40 \text{ GHz}$. Die Leistung am Ausgang des Mikrowellengenerators betrug $P = -14 \text{ dBm}$, bzw. $P = -9 \text{ dBm}$.

10 SQUIDs mit resistiv kurzgeschlossener Induktivität

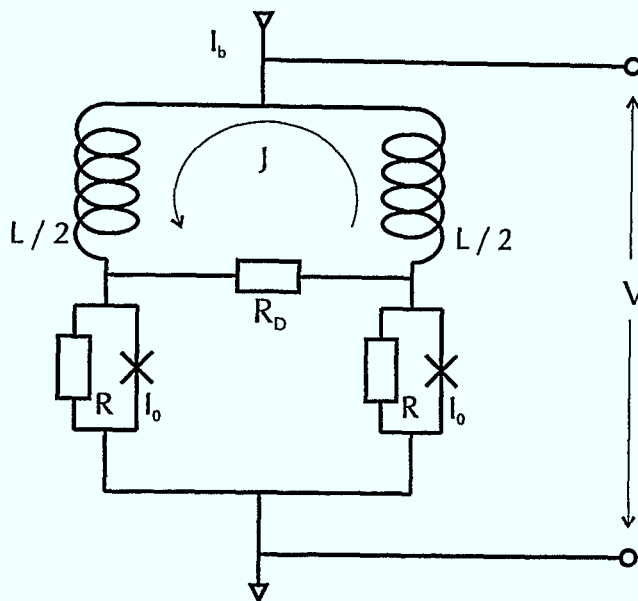


Abb. 10.1: Ersatzschaltbild eines dc SQUID mit resistiv kurzgeschlossener Induktivität.

Nach der Idee von K.Enpuku [105, 106, 23], läßt sich die Transferfunktion von dc SQUIDs durch Kurzschließen der SQUID-Induktivität mit einem Dämpfungswiderstand („Shunt“) erhöhen und damit das äquivalente Flußrauschen reduzieren. Nach Simulationsrechnungen wird in einem bestimmten Parameterbereich die Transferfunktion nahezu unabhängig von β_L . Anders ausgedrückt, verhalten sich SQUIDs mit optimalem Dämpfungswiderstand, als haben sie einen Abschirmparameter von $\beta_L \approx 1$, unabhängig von den tatsächlichen Werten I_0 und L . Im Gegensatz zu Gleichung (2.28) erhält man:

$$v_\Phi = \frac{1,6\pi\gamma}{1 + 1,3\gamma} \exp(-2,75 \cdot L/L_{th}) \quad (10.1)$$

Mit $\gamma = R/R_D$ als Dämpfungsparameter. Man beachte, daß nach dieser Gleichung die Transferfunktion unabhängig von β_L wird. Für eine praktische Anwendung ergeben sich folgende denkbare Konsequenzen:

1. Bei fester Induktivität ergäbe sich eine Möglichkeit, unvorteilhaft große kritische Ströme der Josephson-Kontakte, die zu einem $\beta_L \gg 1$ führen, tolerieren zu können; ein Trimmen der Kontakte mit dem Ziel I_0 zu reduzieren, wäre überflüssig. Somit könnte das maximale $I_0 R$ -Produkt eines jeweiligen Kontakttyps ausgenutzt werden.
2. Bei festem I_0 ließen sich wesentlich größere Induktivitäten realisieren, was für praktische Anwendungen von Interesse ist. Dies ist insbesondere für Magnetometer-Anwendungen wichtig, bei denen zur effizienten Signaleinkopplung eine möglichst große SQUID-Induktivität benötigt wird.

Man beachte jedoch, daß die thermisch bedingte Aufweichung der Flußquantisierung durch den Dämpfungswiderstand nicht beeinflußt wird. Die L/L_{th} -Abhängigkeit der Transferfunktion bleibt unverändert, d.h. insbesondere die Grenzinduktivität $L_{th} = 320$ pH bei 77 K stellt immer noch eine obere Grenze dar. Bei der experimentellen Überprüfung der theoretischen Vorhersagen ist es von großer Wichtigkeit, wohldefinierte Widerstände herstellen zu können. Deren Werte sollten optimalerweise etwa dem der Normalwiderstände der Josephson-Kontakte $R_D \approx R$ entsprechen, also einige Ohm betragen. Um solche Widerstände herzustellen, sind verschiedene Technologien denkbar. Kang *et al.* [107] und Tarte *et al.* [108] verwendeten dazu einen fokussierten Elektronenstrahl, mit dem sie eine parallel zur Induktivität verlaufende YBCO-Mikrobrücke so weit schädigten, daß sie normalleitende Eigenschaften aufwies. Die Widerstandswerte konnten mittels fokussiertem Ga-Ionenstrahl nachträglich eingestellt werden. In dieser Arbeit wurden metallische Dünnschichtwiderstände aus PdAu verwendet. Der Präparationsprozeß wurde bereits im Kapitel 4.2 dargestellt, wobei auch die Problematik des niederohmigen Kontaktierens des PdAu mit dem YBCO angesprochen wurde.

10.1 Präparation und Charakterisierung

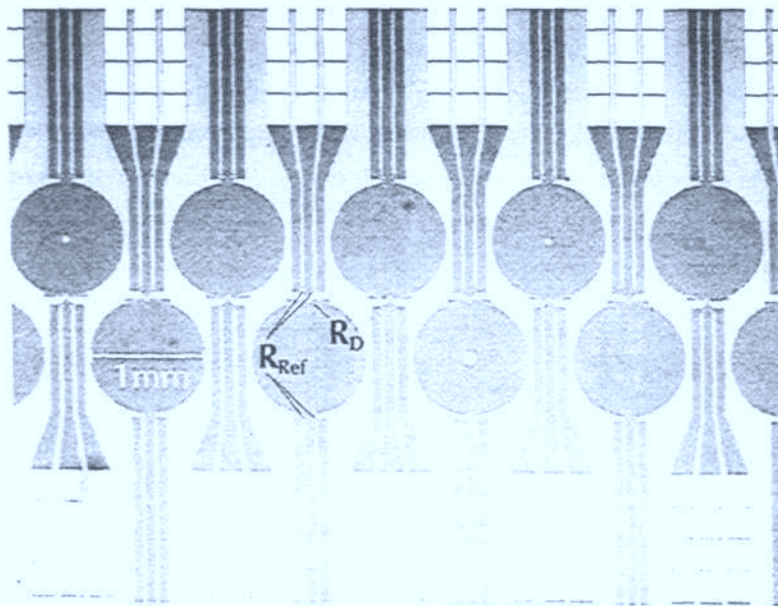


Abb. 10.2: Lichtmikroskopische Aufnahme der Probe BI3002. Der zu jedem SQUID gehörige Dämpfungswiderstand R_D sowie die vier Referenzwiderstände R_{Ref} sind an einem SQUID exemplarisch markiert.

Für einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment ist es allerdings nicht nur wichtig, den niederohmigen Kurzschluß technologisch bereitstellen zu können, sondern man muß auch in der Lage sein, den Widerstandswert zu kennen, um auf den Dämpfungsparameter γ schließen zu können, der maßgeblich für die Größe der von Enpuku vorhergesagten Transferfunktion verantwortlich ist. Das Problem besteht nun darin, daß der Dämpfungswiderstand dc-mäßig durch das SQUID supraleitend kurzgeschlossen ist. Daher kann er nicht experimentell bestimmt werden, ohne das SQUID zu zerstören. Um jedoch eine Abschätzung zu ermöglichen, wurden zu jedem SQUID in dessen Umgebung vier Referenzwiderstände von gleicher Geome-

trie präpariert. Davon befanden sich je zwei in der Nähe der Josephson-Kontakte und je zwei auf der gegenüberliegenden Seite des Washers. Eine vollständige Charakterisierung der resistiv kurzgeschlossenen SQUIDs könnte somit folgendermaßen ablaufen:

1. Präparation der SQUIDs. Zur Kontaktierung der PdAu-Widerstände sind Kontaktflächen aus dem *in-situ*-Au bereits strukturiert.
2. Charakterisierung aller SQUIDs ohne Dämpfungswiderstände.
3. „Lift-off“-Strukturierung der PdAu-Widerstände.
4. Nochmalige Charakterisierung der nunmehr gedämpften SQUIDs. Die Referenzwiderstände geben Aufschluß über die möglichen Werte der Dämpfungswiderstände R_D .
5. Auftrennen der SQUIDs und Bestimmen der tatsächlichen Widerstände R_D

Es war zu erwarten, daß sich durch die Strukturierung der PdAu-Widerstände gewisse Veränderungen der Eigenschaften der Josephson-Kontakte ergeben könnten, da dazu sowohl Lithographieschritte (mögliche Schädigung der Kontakte durch den Photolack), als auch Erwärmen im Vakuum (bei der Kathodenzerstäubung des PdAu) erforderlich sind. Wenn sich die SQUID-Parameter durch den Prozeß nur leicht verändern, kann dennoch ein Vergleich zwischen Theorie und Experiment erfolgen, da nur die normierten Daten verglichen werden. Dennoch sollten die Veränderungen nicht zu groß sein, um verlässliche Aussagen gewährleisten zu können. Um eine zu starke Degradation während des Präparierens der PdAu-Widerstände zu vermeiden, ist es denkbar, vor der ersten Charakterisierung die SQUIDs mit einer Passivierungsschicht zu versehen, bei der die Kontaktflächen für die PdAu Widerstände frei bleiben. Dies kann etwa durch Verwendung von photosensitivem Polyimid erreicht werden, wie es im Abschnitt 4 beschrieben ist. Eine weitere Frage war auch, ob sich durch das Aufschneiden der SQUID-Washer zur nachträglichen Bestimmung der tatsächlichen Dämpfungswiderstände nicht die Widerstandswerte änderten. Um diese Fragestellungen im Vorfeld zu untersuchen und zu testen, wie wohldefiniert sich die Dämpfungswiderstände mittels der verwendeten *in-situ*-Au / *ex-situ*-PdAu Technologie herstellen lassen, wurde zunächst das Layout an einem Einkristall realisiert, wobei nur die Referenzwiderstände vermessen wurden. Die an der Probe SHSTO01 gemessenen Widerstände sind in Abb. 10.5 dargestellt. Als X-Achse wurden die Bauelemente von links nach rechts durchnummeriert. Die zu jedem Bauelement gehörigen Werte der vier Referenzwiderstände wurden auf der Y-Achse aufgetragen. Dabei wurden nicht alle Widerstände charakterisiert. Wie sich zeigte, besaßen die jeweils zu einem Bauelement gehörigen Referenzwiderstände eine Abweichung vom Mittelwert von kleiner 2%. Das läßt den Schluß zu, daß der zugehörige Dämpfungswiderstand des SQUID auf 2% genau bestimmbar ist. Über das ganze Substrat betrachtet, ergab sich eine größere Parameterstreuung von etwa 12% (absolut). Die nahezu lineare Abhängigkeit des mittleren Widerstandswertes vom Ort auf dem Substrat deutet möglicherweise auf einen Dicke-Gradienten der PdAu-Schicht als Ursache hin. An dieser

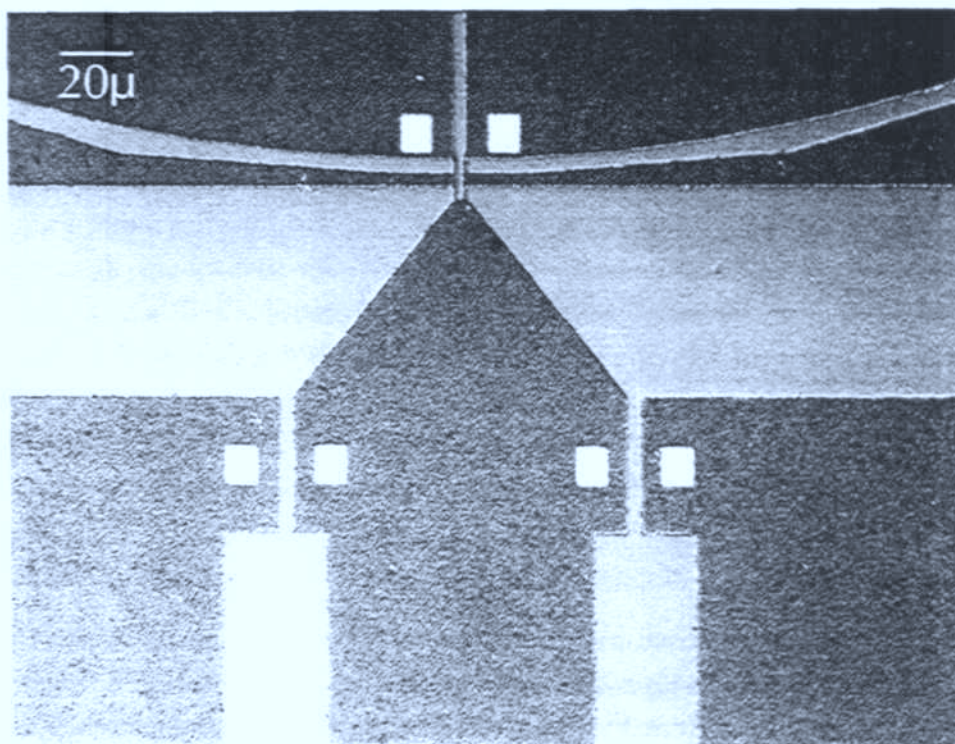


Abb. 10.3: SQUID mit in-situ-Au-Kontakten für den Dämpfungswiderstand und 2 Referenzwiderstände

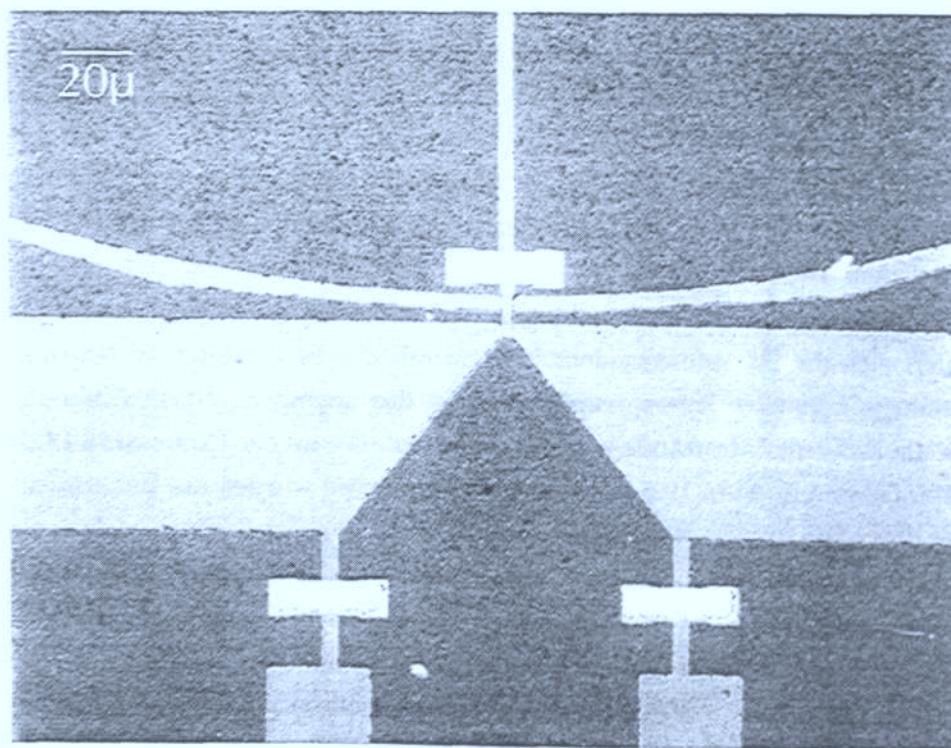


Abb. 10.4: Das gleiche SQUID, nunmehr mit fertigen PdAu-Widerständen

Probe wurde weiterhin studiert, welchen Einfluß das Beladen und Aufschneiden der SQUIDS auf die Widerstände haben. Wie sich zeigte, erhöhten sich die Widerstandswerte nach einer O_2 -Beladung drastisch auf $R_D \approx 10\Omega$; nach dem Auftrennen der Washer mittels Photolithographie und Ionenstrahlätzen erhöhten sich die Widerstandswerte nochmals auf $R_D \approx 11\Omega$. Außerdem nahm unterdessen die Streuung der Werte stark zu. Vermutlich kam dieser Anstieg durch Degradation der YBCO-Au Grenzfläche zustande.

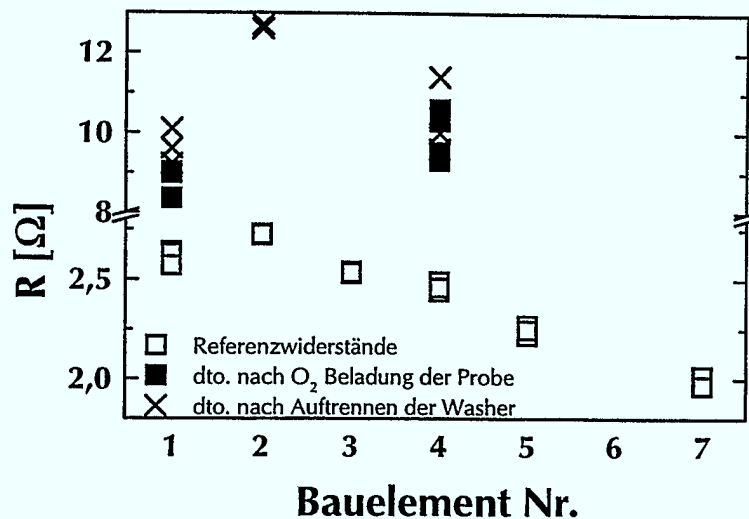


Abb. 10.5: Gemessene Werte der Referenzwiderstände an der Testprobe **SHST001** nach verschiedenen Prozessschritten.

Diese Experimente zeigten, wie kritisch der Einfluß des Kontaktwiderstandes auf den Gesamtwiderstand ist. Bei den folgenden Proben auf Bikristallsubstraten ergaben sich auch jeweils größere Schwierigkeiten bei der Präparation der Widerstände. Um den Effekt des Dämpfungswiderstandes zu demonstrieren, wurden die SQUIDS vor und nach der Herstellung der PdAu-Widerstände charakterisiert. Zunächst wurde dies an der Probe **BIEC03** durchgeführt. Hier war allerdings die Ausbeute der SQUIDS sehr gering: nur vier SQUIDS funktionierten vor der resistiven Überbrückung der Induktivität, danach sogar nur noch drei. Des weiteren wies die Probe eine sehr starke Streuung der Werte der Referenzwiderstände auf. Daher konnte anhand dieser Probe kein sinnvoller Vergleich mit der Vorhersage Enpukus vorgenommen werden. Zu beobachten war lediglich, daß an zwei der drei SQUIDS eine Vergrößerung der Transferfunktion nach dem Dämpfen beobachtet werden konnte. Diese Probe war nicht passiviert und hatte offensichtlich nach der erstmaligen Charakterisierung starke Degradationserscheinungen erlitten. So erklärt sich auch die geringe Ausbeute. Für die folgenden Proben wurde daher das Layout modifiziert, um eine Polyimid-Passivierung implementieren zu können. Dabei wurden SQUID-Geometrien bis zu noch größeren Induktivitäten vorgesehen, um den Nutzen der Verwendung resistiver Kurzschlüsse für große Induktivitäten prüfen zu können. Nach den verwendeten Faustformeln wurden Induktivitäten bis zu $L \approx 400$ pH entworfen²⁷. Die mit diesem

²⁷Wie bei allen Layouts wurden dabei Faustformeln für Schlitzinduktivitäten und konzentrische SQUID-Löcher(Ketchen-Formel) zugrundegelegt. Wie allerdings Induktivitätsmessungen (Abschnitt 5.1.2) zeigten, ergaben sich deutlich kleinere Werte für die SQUID-Loch-Induktivität. Daher lagen die tatsächlichen Induktivitäten eher im Bereich $L \leq 300$ pH.

neuen Layout hergestellte Probe **BIEC07** wurde vor der ersten Charakterisierung mit einer Polyimid-Schicht versehen, die die *in-situ*-Au-Flächen für ein späteres Aufbringen der PdAu-Widerstände freiließ. Ein mit solch einem Prozeß hergestellter Dämpfungswiderstand ist in Abbildung 10.6 dargestellt.

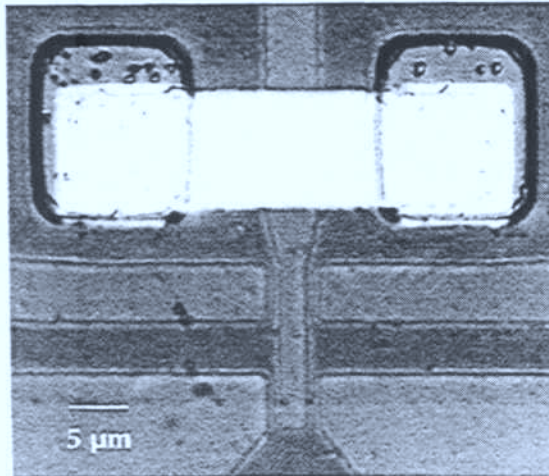


Abb. 10.6: Detail eines Dämpfungswiderstands mit Polyimid-Passivierung. Die PdAu-Widerstände sind durch die gut zu erkennenen Fenster im Polyimid mit den in-situ-Au-Flächen kontaktiert.

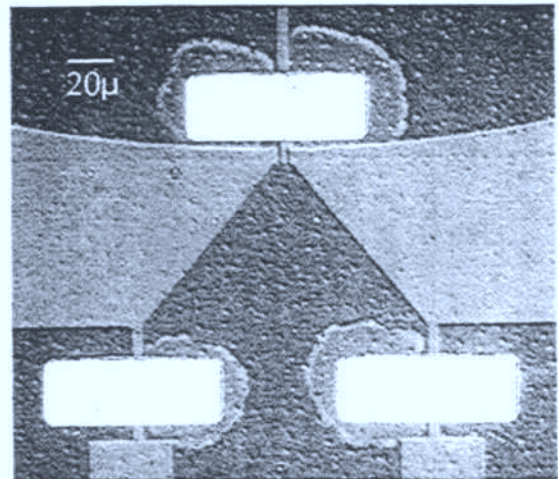


Abb. 10.7: Durch Unterätzen bei der Lithographie für die Dämpfungswiderstände zerstörte Strukturen.

Die an der Probe ohne Dämpfungswiderstand bestimmten Werte der Transferfunktion und des thermischen Rauschens wurden bereits im Abschnitt 7 vorgestellt. Beim Strukturieren der Dämpfungswiderstände kam es jedoch zu einem Problem: die Entwicklerlösung gelangte (möglicherweise durch zu langes Entwickeln) von den Au-Kontakten her unter die Polyimid-Schicht und griff dort das YBCO an. Wie sich herausstellte, wurden dadurch fast alle SQUIDs zerstört. Nur zwei SQUIDs konnten vorher und nachher charakterisiert werden. Zusätzlich funktionierte nach dem Dämpfen ein weiteres SQUID, das vor dem Dämpfen nicht charakterisiert werden konnte. Lediglich dieses SQUID besaß wohldefinierte Referenzwiderstände mit sehr kleiner Streuung. Bei den anderen beiden lag eine zum Teil erhebliche Streuung der Werte der Referenzwiderstände vor. Dabei konnten die stark abweichenden Widerstände im Lichtmikroskop als diejenigen identifiziert werden, bei denen ein Unterätzen stattgefunden hatte (siehe Abbildung 10.7). Die drei gedämpften SQUIDs zeigten hinsichtlich Transferfunktion folgendes Bild: ein SQUID zeigte eine Verschlechterung der Transferfunktion (vermutlich aufgrund des nicht funktionierenden Dämpfungswiderstands und einer Degradation der Josephson-Kontakte), das zweite SQUID zeigte eine deutliche Vergrößerung der Transferfunktion. Das dritte SQUID, welches vor dem Dämpfen nicht vermessen werden konnte, zeigte die beste beobachtete Transferfunktion. Dessen Wert und der des thermischen Rauschens lag erheblich besser, als von der Theorie für ungedämpfte SQUIDs vorhergesagt wurde. Dies war der bisher deutlichste Nach-

weis für das Funktionieren der Dämpfungswiderstände, insbesondere wenn man berücksichtigt, daß gerade beim Flußrauschen die gemessenen Werte typischerweise gut zwei Größenordnungen höher ausfallen, als von der Theorie vorhergesagt (vergleiche Kapitel 7). Hierbei ist anzumerken, daß dieses SQUID einen aus den Referenzwiderständen abgeleiteten Dämpfungsparameter von $\gamma \approx 5,8$ hatte. Dies lag bereits deutlich außerhalb des Gültigkeitsbereiches für Enpukus Theorie. Die Induktivität der Probe wurde ursprünglich zu $L \approx 300$ pH angenommen. Wie sich anhand der späteren Referenzmessungen zur Induktivitätsbestimmung zeigte (siehe auch Abschnitt 5.1.2) mußte dieser Wert auf $L \approx 260$ pH korrigiert werden. Für diese Parameter γ und L ergab sich eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit Enpukus Vorhersage, obwohl sich γ außerhalb des Gültigkeitsbereiches befand. Um die gewonnenen Erkenntnisse zu untermauern wurden im folgenden Layout die galvanischen Modulationsleitungen implementiert, um in einer Messung alle relevanten Parameter bestimmen zu können. Unglücklicherweise ergaben sich unterdessen gravierende technologische Probleme. Bei den folgenden Proben **BIECSH2**, **BI3604** wurden alle SQUIDs bei der Lithographie zur Herstellung der Dämpfungswiderstände abermals durch Unterätzen zerstört. An der Probe **BI3002** waren die SQUIDs und die Dämpfungswiderstände nach der Herstellung optisch einwandfrei, allerdings lagen die Werte der Referenzwiderstände im $k\Omega$ -Bereich. Daß die auf dem Substrat befindlichen Kontrollstreifen aus PdAu die erwarteten Widerstände $R_{\square} \approx 1\Omega$ aufwiesen, deutete darauf hin, daß die Kontaktwiderstände der YBCO-Au-Grenzfläche mindestens drei Größenordnungen schlechter waren, als erwartet. Daher mußte der gesamte *in-situ*-Au-Prozeß neu optimiert werden. Nach Umbauten am Rezipienten und einigen Testproben konnten wieder akzeptable Werte im Bereich 10Ω erreicht werden, allerdings konnten die anfänglich erreichten Widerstandswerte nicht mehr reproduziert werden.

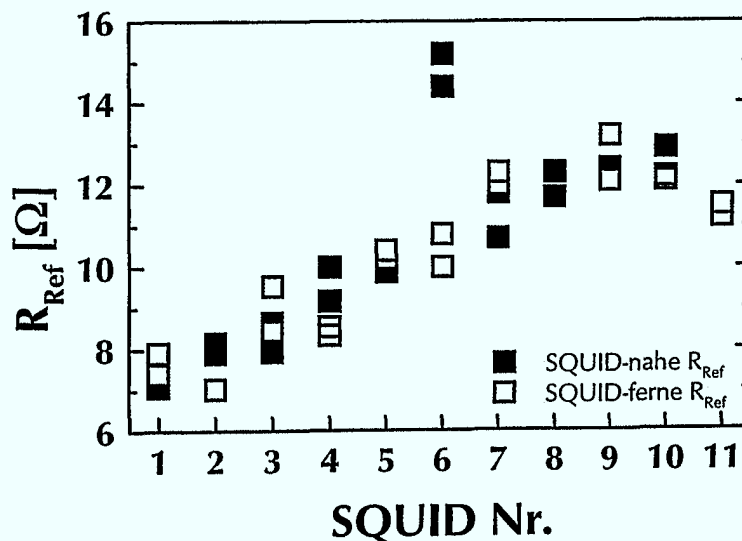


Abb. 10.8: Gemessene Werte der Referenzwiderstände an der Probe **BI3003**.

Glücklicherweise wies die folgende Probe **BI3003** recht hohe Normalwiderstände $R \approx 5\Omega \dots 10\Omega$, so daß die resultierenden Dämpfungsparameter immerhin im Bereich $0,3 \lesssim \gamma \lesssim 1$ lagen, für welchen die Vorhersagen von Enpukus Theorie auf jeden Fall ihre Gültigkeit ha-

ben sollten. Diese Probe wurde im Gegensatz zu den vorangegangenen Proben direkt mit den Dämpfungswiderständen versehen, da vermutet wurde, daß die präparativen Probleme der vorherigen Proben mit dem thermischen Zyklieren der Probe vor dem Herstellen der Widerstände zusammenhängen könnten. Daher liegen für diese Probe keine Messungen ohne Dämpfungswiderstände vor. Von einem nachträglichen Aufschneiden der Washer wurde abgesehen, da anhand der Probe **SHSTO01** gezeigt wurde, daß sich dabei die Widerstände ändern konnten. Überdies erlaubten die Messungen der Referenzwiderstände, die übrigens allesamt funktionierten, eine recht zuverlässige Bestimmung des Dämpfungswiderstands, auch wenn die Streuung der Widerstandswerte höher ausfiel, als an der Testprobe **SHSTO01**. Die Messungen der Transferfunktion wurden gegen Werte aufgetragen, die nach Enpukus Formeln für gedämpfte (Gl. 10.1) und ungedämpfte (Gl. 2.28) SQUIDS berechnet wurden. Daraus ließ sich ablesen, inwieweit der Dämpfungswiderstand seine Wirkung entfaltete. Dies ist in Abbildung 10.9 dargestellt. Ebenfalls eingetragen ist der Datenpunkt der Probe **BIEC07.07**, der die hohe Transferfunktion bei $L/L_{th} \approx 0,81$ in hervorragender Übereinstimmung mit der Vorhersage Enpukus aufweist.

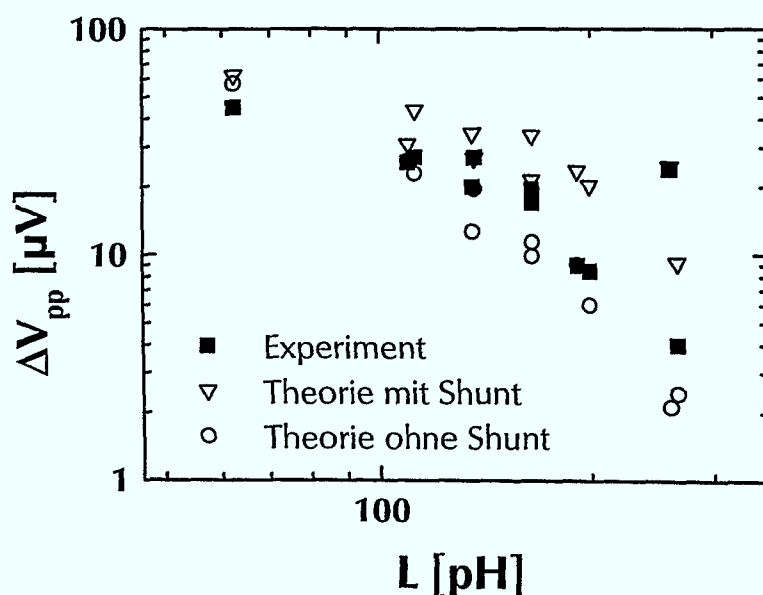


Abb. 10.9: Experimentell bestimmter Modulationshub ΔV_{pp} im Vergleich zu theoretischen Vorhersagen mit und ohne Shunt.

Um die Ergebnisse noch einmal in anderer Art und Weise zu visualisieren, wurden in Abbildung 10.10 die normierten Transferfunktionen v_{Φ} durch die theoretischen Werte nach Enpukus Theorie für gedämpfte (geschlossene Symbole) und ungedämpfte SQUIDS (offene Symbole) dividiert und gegen L/L_{th} aufgetragen. Die Linie $v_{\Phi}(\text{exp})/v_{\Phi}(\text{th}) = 1$ wurde zum besseren Vergleich eingezeichnet. Liegen die offenen Symbole über dieser Linie, so bedeutet das, daß die gemessene Transferfunktion größer ist als für ein SQUID mit den gleichen Parametern, aber ohne Dämpfungswiderstand, erwartet. Liegen die geschlossenen Symbole unter der Linie, so bedeutet das, daß die gemessene Transferfunktion kleiner ist als für ein gedämpftes SQUID mit den gleichen Parametern erwartet. Idealerweise sollten die geschlossenen Symbole auf der

$v_\Phi(\text{exp})/v_\Phi(\text{th}) = 1$ Linie liegen, die offenen Symbole alle darüber. Wie man sieht, treffen nur für zwei SQUIDs die Vorhersagen der Theorie Enpukus für SQUIDs mit kurzgeschlossener Induktivität zu. Allerdings sollte dabei nicht vergessen werden, daß auch (oder gerade) bei herkömmlichen (ungedämpften) SQUIDs regelmäßig eine im Vergleich zur Theorie bis zu einer Größenordnung zu kleine Transferfunktion beobachtet wurde (vergleiche Abschnitt 7). Daß die meisten Datenpunkte schlechter liegen, als nach Enpukus Theorie vorhergesagt, ist in diesem Sinne noch kein Beweis für die Unwirksamkeit der Dämpfungswiderstände. Ein wesentlich stärkeres Indiz für deren Wirksamkeit ist die Tatsache, daß fast alle offenen Symbole über der $v_\Phi(\text{exp})/v_\Phi(\text{th}) = 1$ Linie liegen, also die Transferfunktion die Erwartungen für den ungedämpften Fall übertreffen (was für herkömmliche SQUIDs nie beobachtet wurde). Bei einigen wenigen SQUIDs ist die gemessene Transferfunktion kleiner als für den Fall ohne resistiven Kurzschluß vorhergesagt wurde. Es ist anzunehmen, daß hierbei die Dämpfungswiderstände nicht funktionierten.

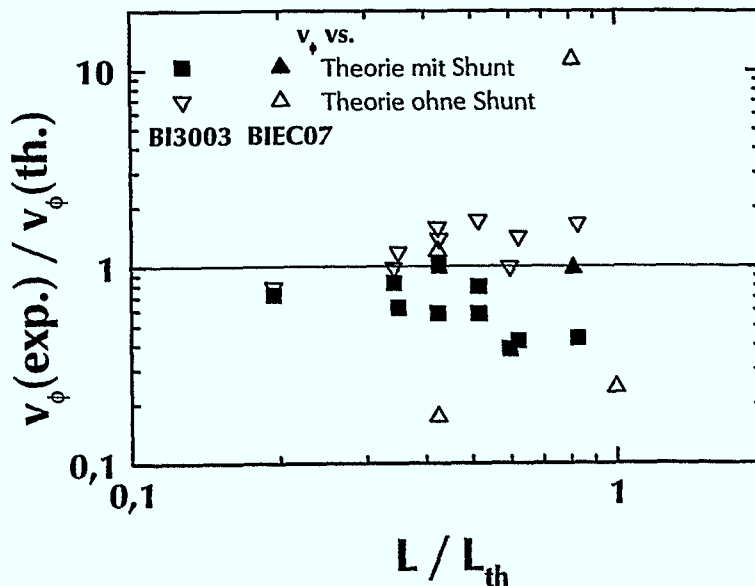


Abb. 10.10: Vergleich der gemessenen Transferfunktionen der Proben **BI3003** und **BIEC07** mit theoretischen Werten für den Fall mit und ohne Dämpfungswiderstand.

10.2 Messungen bei verschiedenen Temperaturen

Die Transferfunktionen einiger SQUIDs der Proben **BIEC07** und **BI3003** gehören zu den besten gemessenen Werten für derartig große Induktivitäten $1/\pi < L/L_{th} < 1$ bei $T = 77\text{ K}$. Diese Ergebnisse stellten bereits deutliche Hinweise für die Wirksamkeit der Dämpfungswiderstände dar und deren Brauchbarkeit zur Erhöhung der Transferfunktion von SQUIDs mit großen Induktivitäten. Die von Enpuku angegebene Formel (10.1) sagt im wesentlichen aus, daß die Transferfunktion gedämpfter SQUIDs unabhängig von β_L ist. Die oben beschriebenen Messungen deckten zwar einen größeren Parameterbereich hinsichtlich β_L ab, und insbesondere SQUID Nr.7 der Probe **BIEC07** zeigte, daß sogar für $\beta_L \approx 12,6$ die Vorhersage erfüllt werden konnte; allerdings war ein expliziter Test der (idealerweise nicht vorhandenen) β_L -Abhängig-

keit der Transferfunktion wünschenswert. Um dies zu überprüfen, wurde am SQUID Nr.10 der Probe **BI3003** eine Messung bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt. Durch Variation der Temperatur sollte das I_0 der Josephson-Kontakte eingestellt werden, genau wie dies bereits bei den Messungen der Γ -Abhängigkeit der Transferfunktion und des thermischen Rauschens im Abschnitt 7.2 ausgenutzt wurde. Nimmt man wiederum an, daß L/L_{th} in erster Näherung konstant bleibt, ergibt sich aufgrund der Änderung des I_0 eine proportionale Änderung von β_L , dem hier interessierenden Parameter. Da der Normalwiderstand der Josephson-Kontakte temperaturunabhängig ist, verändert sich das $I_0 R$ ebenfalls proportional mit I_0 . Ist die Transferfunktion entsprechend Gleichung (10.1) unabhängig von β_L , so sollte der Spannungshub ΔV_{pp} linear mit I_0 ansteigen. Für den ungedämpften Fall ergäbe sich aufgrund der β_L -abhängigen Reduktion der Transferfunktion ein wesentlich flacherer Verlauf für $\Delta V_{pp}(I_0)$.

Die Temperaturvariation erfolgte bei dieser Messung durch Pumpen am Dampfraum über dem LN_2 -Bad. Durch ein Dosierventil konnte der Druck im Dewar-Gefäß eingestellt und damit der Siedepunkt des flüssigen Stickstoffs reduziert werden. Diese Methode erlaubte es, die Temperatur der Probe über einen Bereich von $T = 77\text{ K} \dots 52\text{ K}$ zu variieren. Für das Experiment wurde das SQUID Nr. 10 der Probe **BI3003** ausgewählt, da es bei $T = 77\text{ K}$ die beste Übereinstimmung mit der Theorie zeigte. Die Parameter $L = 137\text{ pH}$, $\gamma = 0,83$ schienen ebenfalls gut geeignet für einen Vergleich mit Enpukus Theorie. Die gemessenen Daten für den Spannungshub sind in Abbildung 10.12 gegen das I_0 der Probe aufgetragen. Zum Vergleich sind die theoretischen Vorhersagen nach Enpukus Formeln mit und ohne Dämpfungswiderstand eingetragen. Dabei ist die temperaturabhängige Änderung von L_{th} bereits eingerechnet. Die Übereinstimmung der theoretischen Kurve für den gedämpften Fall ist beeindruckend.

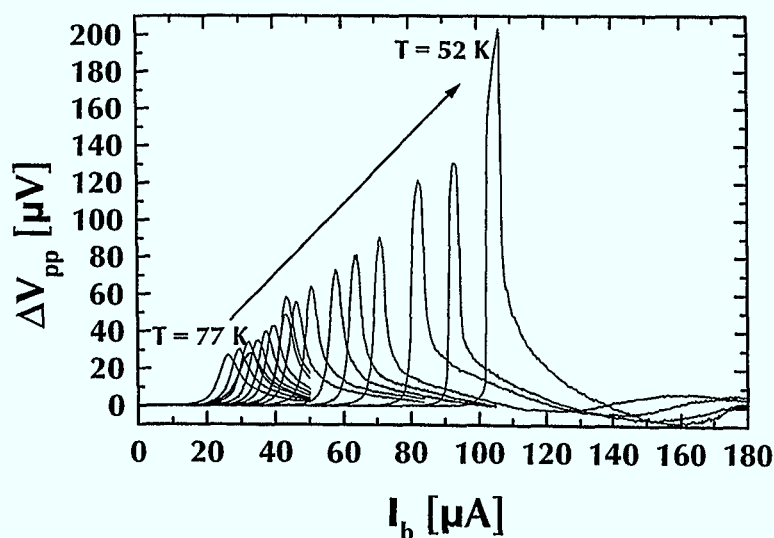


Abb. 10.11: Messung der Temperaturabhängigkeit des Spannungshubs vom SQUID Nr.10 der Probe **BI3003** aufgetragen gegen I_0 .

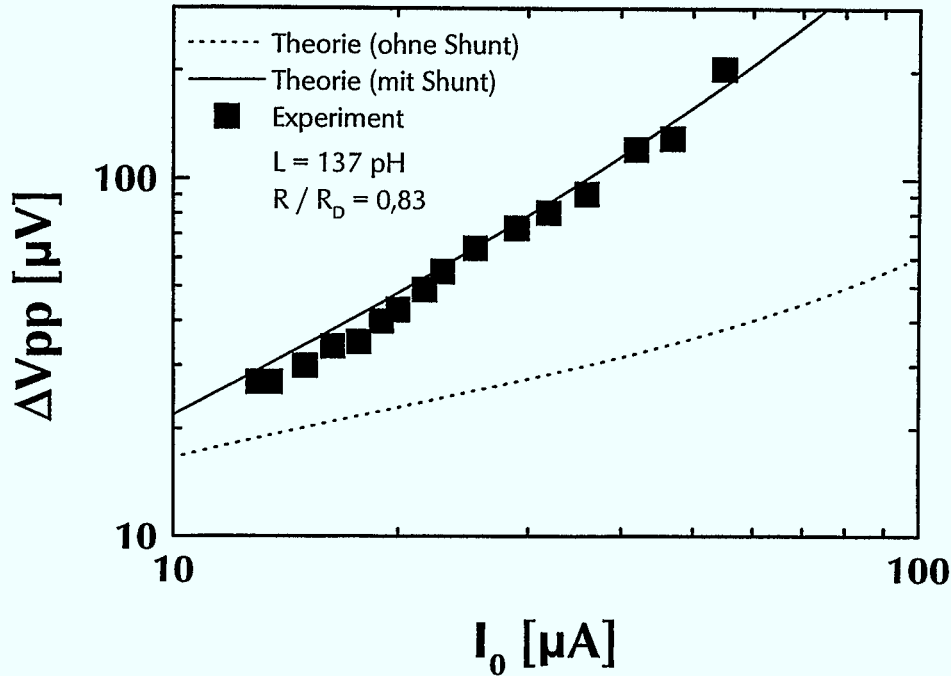


Abb. 10.12: Messung der Temperaturabhängigkeit des Spannungshubs vom SQUID 10 der Probe BI3003, aufgetragen gegen $I_0(T)$.

10.3 Rauscheigenschaften der SQUIDs mit resistiv kurzgeschlossener Induktivität

Nachdem eine Verbesserung der Transferfunktion durch resistives Kurzschließen der SQUID-Induktivität erfolgreich demonstriert werden konnte, blieb noch die Frage nach den Rauscheigenschaften solcher SQUIDs zu klären. Gleichwohl eine Erhöhung der Transferfunktion für praktische Anwendungen schon den Vorteil eines größeren Ausgangssignals und damit einer besseren Anpassung an die SQUID-Elektronik mit sich bringt, ist für eine Magnetometer-Anwendung letztlich das Flußrauschen von ausschlaggebender Bedeutung. Nach Enpuku wird in erster Näherung das Spannungsrauschen des dc SQUIDs durch den Dämpfungswiderstand nicht beeinflusst. Eine Verbesserung des Flußrauschens sollte demnach durch den Anstieg der Transferfunktion $S_\Phi = S_V/V_\Phi^2$ zu beobachten sein. Dies gilt allerdings nur für den Fall, daß der Dämpfungswiderstand nicht zu kleine Werte besitzt und dadurch als Nyquist-Rauschstromquelle zusätzliches Flußrauschen induziert. Daher gibt Enpuku für die Minimierung des Flußrauschens hinsichtlich des Dämpfungsparameters ein Optimum für $\gamma \approx 1$ an, obwohl die Transferfunktion mit $\gamma > 1$ weiter ansteigt.

Zur experimentellen Überprüfung wurden an den gedämpften SQUIDs Rauschmessungen in FLL durchgeführt. Abbildung 10.13 zeigt beispielsweise ein Rauschspektrum des $L = 260 \text{ pH}$ -SQUIDs mit Dämpfungswiderstand der Probe BIEC07.

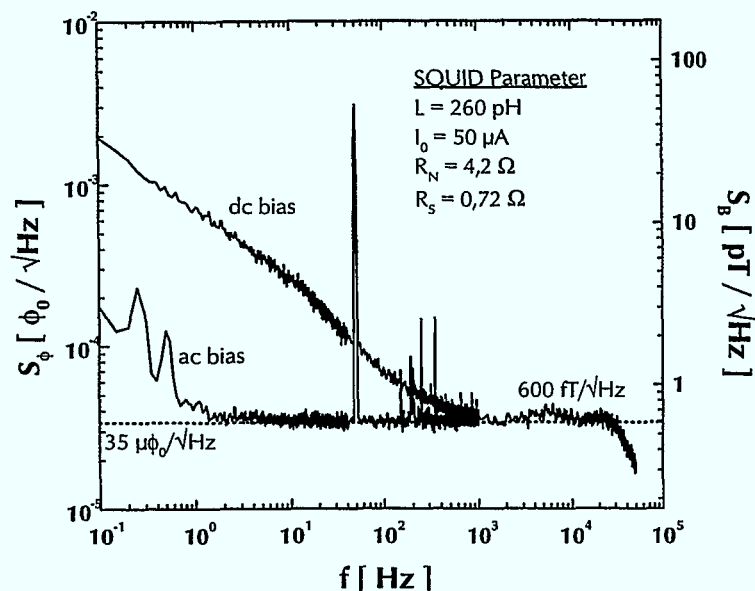


Abb. 10.13: Rauschspektrum des SQUIDs Nr.7 der Probe BIEC07. Die Messungen wurden mit und ohne bias-reversal durchgeführt.

Um die Ergebnisse der Rauschmessungen auszuwerten, wurden sie mit den Daten der Proben ohne Dämpfungswiderstand verglichen. Dazu wurden die Werte nach Kleiner normiert und gegen L/L_{th} aufgetragen²⁸. Für den Vergleich wurden die Meßwerte der Proben herangezogen, die bereits im Abschnitt 7.3 vorgestellt wurden. Dies bot sich an, da diese zumeist das gleiche Layout wie die gedämpften Proben aufwiesen und somit die Induktivitäten der verschiedenen Proben gut vergleichbar waren.

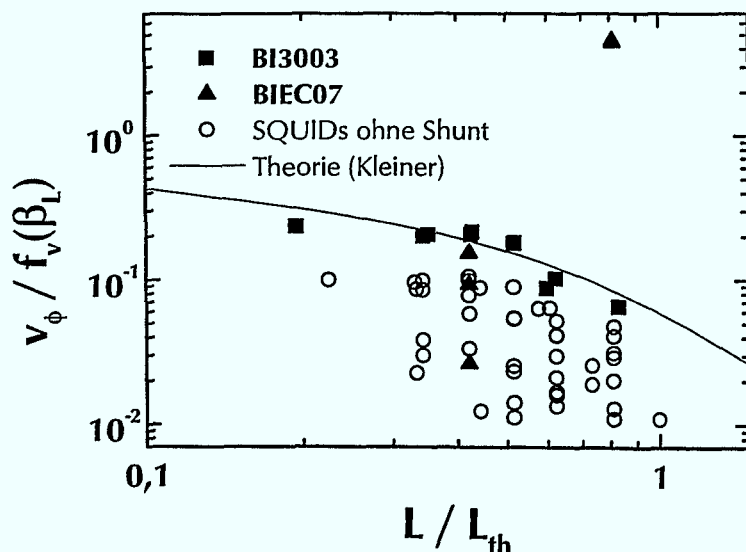


Abb. 10.14: Transferfunktionen von SQUIDs vergleichbarer Induktivität mit und ohne Dämpfungswiderstand. Die Auftragung erfolgte in der Kleiner-Normierung gegen L/L_{th} .

²⁸Im Prinzip ist diese Auftragung insofern nicht gerechtfertigt, als daß Kleiners Theorie den Dämpfungswiderstand nicht berücksichtigt. Es geht hier allerdings mehr um einen qualitativen Vergleich. Zudem erlaubt diese Auftragung eine Visualisierung der durch den Dämpfungswiderstand gewonnenen Vorteile hinsichtlich Transferfunktion und Flußrauschen.

Zunächst wurde nochmals die Transferfunktion zum Vergleich in Abbildung 10.14 dargestellt. Im Gegensatz zu den Werten der ungedämpften SQUIDs, die deutlich schlechter als die theoretische Erwartung ausfielen (vergleiche Abschnitt 7.3), lagen die Daten der SQUIDs mit Dämpfungswiderstand um die von Kleiner berechnete Kurve oder teils besser. Dies entspricht im wesentlichen den bereits oben gewonnenen Erkenntnissen. Allerdings wird hier der Vorteil gegenüber den nicht gedämpften SQUIDs mit gleichen Induktivitäten noch deutlicher erkennbar. Für den Fall, daß das Spannungsrauschen von den Dämpfungswiderständen nicht beeinflußt würde, müßten sich auch entsprechend bessere Werte für das Flußrauschen der Proben mit resistiv kurzgeschlossener Induktivität ergeben. Dies ist in der gleichen Normierung in Abbildung 10.15 dargestellt. Erkennbar ist hier, daß die Gesamtheit der Datenpunkte der gedämpften Proben unterhalb derer der ungedämpften liegt, jedoch nicht in der Größenordnung, wie man es anhand des Unterschieds in der Transferfunktion hätte erwarten können. Insbesondere fällt auf, daß mit Ausnahme eines einzigen Datenpunkts (**BIEC07**) die Werte wiederum schlechter liegen als die Theorie. Da diese Auftragungsart allerdings für gedämpfte SQUIDs nicht vorgesehen ist, sollten aus der Abbildung 10.15 keine quantitativen Schlüsse gezogen werden. Der gute Wert der Probe **BIEC07** ergibt sich in dem Sinne auch nur aus der Normierung mit der Funktion $f(\beta_L \approx 13)$, wobei ja eine β_L -Abhängigkeit für die gedämpften SQUIDs gar nicht vorliegt.

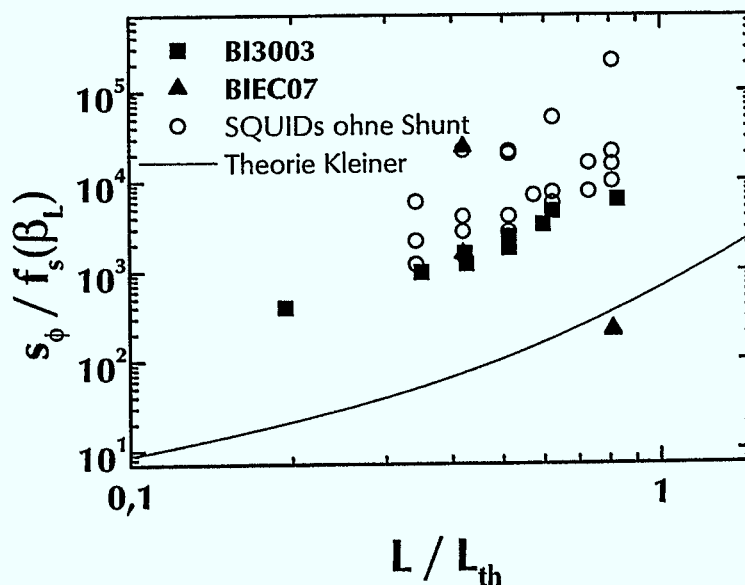


Abb. 10.15: Flußrauschen von SQUIDs vergleichbarer Induktivität mit und ohne Dämpfungswiderstand. Die Auftragung erfolgte in der Kleiner-Normierung gegen L/L_{th} .

Mehr Aufschluß erhält man durch einen direkten Vergleich des Spannungsrauschens. Nach den Simulationsrechnungen Kleiners erwartet man nach Gleichung (2.26) ein $s_v \approx \beta_L^{-0,3} \cdot L/L_{th}^{0,2}$. Da bei den gedämpften SQUIDs keine β_L -Abhängigkeit vorliegen soll, gilt diese Vorhersage hier zwar nicht, jedoch liegt der Wert für einen relativ breiten Parameterbereich bei etwa $s_v \approx 1$. Wie bereits im Kapitel 7 dargelegt wurde, zeigen HTS-dc SQUIDs jedoch typischerweise ein etwa um eine Größenordnung höheres Spannungsrauschen. Dies trifft auch für die

SQUIDS mit Dämpfungswiderstand zu. In Abbildung 10.16 sind die normierten Werte für das Spannungsrauschen gegen den Dämpfungsparameter γ aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist, daß das Spannungsrauschen der Probe **BIEC07** mit dem sehr kleinen Dämpfungswiderstand fast eine Größenordnung höher liegt als das Spannungsrauschen der Proben mit $\gamma \approx 1$. Obwohl der Datenumfang nicht groß genug ist, um eine quantitative Aussage zu erlauben, läßt sich erkennen, daß zu kleine Dämpfungswiderstände ein zusätzliches thermisches Rauschen induzieren.

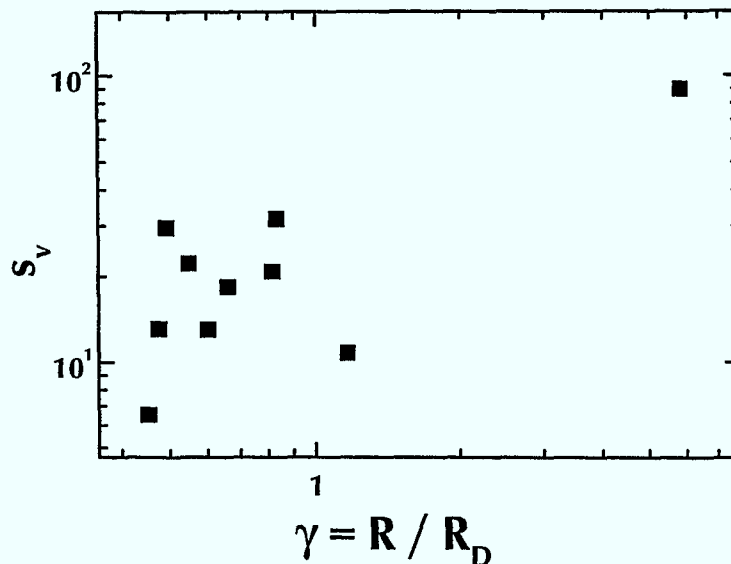


Abb. 10.16: Spannungsrauschen der resistiv kurzgeschlossenen SQUIDS, aufgetragen gegen den Dämpfungsparameter γ .

Fazit

Insgesamt konnte jedoch nachgewiesen werden, daß sich durch resistives Kurzschließen der SQUID-Induktivität die Transferfunktion deutlich steigern läßt. Obwohl ein Anstieg des Spannungsrauschens mit kleiner werdendem Dämpfungswiderstand vorhergesagt wird, konnte gezeigt werden, daß auch das Flußrauschen der gedämpften SQUIDS niedrigere Werte aufwies, als das von vergleichbaren ungedämpften SQUIDS. Unter der Voraussetzung, daß eine Technologie zur Verfügung steht, mit der man die Dämpfungswiderstände wohldefiniert herstellen kann, lassen sich somit wesentliche Vorteile bei der Optimierung der Magnetfeldempfindlichkeit von Magnetometern unter Verwendung der Dämpfungswiderstände erzielen.

11 Niederfrequentes $1/f$ -Rauschen

Die Untersuchungen des niederfrequenten $1/f$ -Rauschens waren nicht wesentlicher Gegenstand dieser Arbeit und wurden nur am Rande bearbeitet. In diesem Abschnitt werden daher nur die im Umfeld der Arbeit erzielten Ergebnisse zum $1/f$ -Rauschen kurz skizziert. Dabei erfolgt wiederum eine Unterteilung nach I_0 -Fluktuationen und Flußrauschen in Filmen.

11.1 I_0 -Fluktuationen der Josephson-Kontakte

Zusammen mit den Messungen des thermischen Rauschens, das im vorangegangenen Abschnitt 7 beschrieben wurde, wurden auch an zahlreichen Proben Messungen mit und ohne *bias-reversal* durchgeführt, die eine quantitative Bestimmung der gegenphasigen I_0 -Fluktuationen ermöglichte. Bei bekanntem Abschirmparameter β_L konnte somit s_{I_0} aus Gleichung (3.4) ermittelt werden. Die Daten sind in Abbildung 11.1 zusammengetragen.

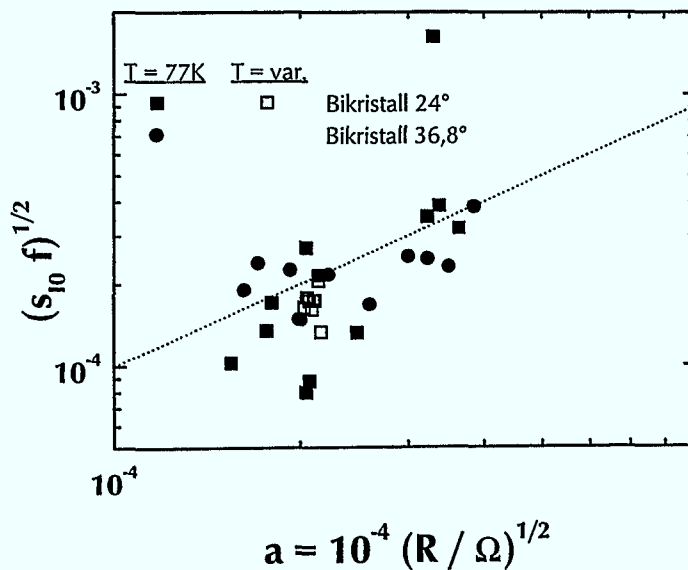


Abb. 11.1: Normierte I_0 -Fluktuationen aufgetragen gegen $a \equiv 10^{-4} \sqrt{R/\Omega}$. Offene Symbole entstammen der Messung bei verschiedenen Temperaturen an $BICO4p$, welches in Abschnitt 7.2 untersucht wurde. Die gestrichelte Linie zeigt zur Orientierung $(s_{I_0} \cdot f)^{1/2} = a$.

Die Interpretation dieser Daten ist auch im Zusammenhang mit der Diskrepanz beim thermischen Rauschen interessant. Enpuku *et al.* [95] versuchten, eine Korrelation zwischen den I_0 -Fluktuationen und der Diskrepanz im weißen Rauschen aufzuzeigen. Demnach sollten Defekte („imperfections“) in der Korngrenze sowohl für I_0 -Fluktuationen, als auch für ein erhöhtes weißes Rauschen verantwortlich sein. Anhand der hier gezeigten Daten konnte diese These nicht unterstützt werden. Zunächst einmal war festzustellen, daß die normierten gegenphasigen Fluktuationen bei 1 Hz gut mit dem Parameter $a = 10^{-4} \sqrt{R/\Omega}$ beschrieben werden konnten. In [95] wurde angemerkt, daß die normierten I_0 -Fluktuationen für kleine kritische Ströme zunehmen²⁹. Unter Berücksichtigung der Relation $s_{I_0} = 10^{-4} \sqrt{R/\Omega}$ reflektiert dies jedoch lediglich die Tatsache, daß I_0 und R über die bekannten Skalierungsverhalten (siehe

²⁹Dabei ist zusätzlich die Frage zu stellen, inwieweit hier tatsächlich nur die I_0 -Fluktuationen betrachtet

Abschnitt 3.2) verknüpft sind. Weiterhin wurde an den bei verschiedenen Temperaturen durchgeführten Messungen an der Probe **BIC04p** (offene Symbole in Abbildung 11.1) beobachtet, daß mit steigender Temperatur (und damit kleiner werdendem kritischen Strom I_0) die normierten I_0 -Fluktuationen praktisch konstant blieben. Dies widerspricht der von Enpuku *et al.* beschriebenen Erhöhung des s_{I_0} mit abnehmendem I_0 . Die in [95] gefundene Korrelation zwischen den I_0 -Fluktuationen und der Diskrepanz des thermischen Rauschens wurde anhand der hier betrachteten Proben ebenfalls untersucht. Enpuku *et al.* postulierten, daß die Nichtidealitäten der Korngrenze zusätzliche Stromfluktuationen $S_{I_{ezz}}$ hervorrufen, die zu einem erhöhten Flußrauschen beitragen $S_{\Phi} = S_{\Phi_{th}} + S_{\Phi_{ezz}}$. Enpuku *et al.* verwendeten in [95] eine Formel, um vom Exzeß-Flußrauschen auf das Stromrauschen zu schließen, welche für gleichphasige Fluktuationen gilt. Da in der vorliegenden Arbeit das Flußrauschen jedoch mit Flußmodulation in FLL gemessen wurde, sind die gleichphasigen Fluktuationen bereits eliminiert, vorausgesetzt die Fluktuationen liegen in einem Frequenzbereich unterhalb der Modulationsfrequenz von $f = 500$ kHz. Daher wurde in dieser Arbeit statt dessen die Formel für gegenphasige Stromfluktuationen zur Bestimmung des Stromrauschens $S_{\Phi_{ezz}} = L^2 \cdot S_{I_{ezz}}$ verwendet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 11.2 in analoger Weise zu [95] (Fig. 8 dort) aufgetragen. Die Korrelation des Exzeß-Stromrauschens mit den niederfrequenten I_0 -Fluktuationen wurde in [95] aus der dort beobachteten Relation $S_{\Phi_{ezz}}^{1/2}(\text{weiss}) = S_{I_0}^{1/2}(f = 1 \text{ Hz})/80$ abgeleitet und somit als Ursache für die Diskrepanz des Flußrauschens im weißen Bereich identifiziert. Wie man in Abbildung 11.2 erkennen kann, läßt sich aus den relativ stark streuenden Daten unter Einschränkung eine Proportionalität $S_{\Phi_{ezz}}^{1/2}(\text{weiss}) \propto S_{I_0}^{1/2}(f = 1 \text{ Hz})/80$ ableiten. Allerdings liegen fast alle Datenpunkte um einen praktisch konstanten Betrag nach oben verschoben. Dies bedeutet, daß für diese Proben entgegen den Beobachtungen Enpukus *et al.* die Hauptursache des Exzeß-Rauschens nicht durch die postulierte Korrelation mit dem niederfrequenten $1/f$ -Rauschen erklärt werden kann.

11.2 Durch Vortexbewegung im HTS-Film hervorgerufenen Flußrauschen

Praktisch alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen fanden in magnetisch gut abgeschirmter Umgebung statt. So konnte unter Verwendung von *bias-reversal*-Auslesetechniken in der Regel ein kaum nennenswertes Ansteigen des niederfrequenten Zusatzrauschens beobachtet werden, was darauf hindeutete, daß die verwendeten Filme von guter kristalliner Qualität waren. Die Proben **BI3601** und **BIZ3601** zeigten mit einem Flußrauschen von $S_{\Phi}^{1/2} \lesssim 8 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 Hz mit die besten bislang veröffentlichten Werte im niederfrequenten Bereich. In einigen Fällen wurde jedoch ein zusätzlicher starker Anstieg des Rauschens

wurden. Bei der vorliegenden Arbeit wurde angenommen, daß die Widerstandsfluktuationen erst bei größeren Spannungen eine Rolle spielen und damit das niederfrequente $1/f$ -Rauschen im Rauschspektrum allein als gegenphasige I_0 -Fluktuationen gedeutet wurde. Bei kleiner werdenden kritischen Strömen (größer werdendem Γ) stellt sich jedoch die Frage, inwieweit im rauschverrundeten Abschnitt der IVC bereits R -Fluktuationen eine Rolle spielen.

im niederfrequenten Bereich beobachtet, das oftmals eine charakteristische Lorentzform aufwies und sich nicht mit *bias-reversal*-Technik unterdrücken ließ. Dies sind Hinweise auf durch Vortexbewegungen erzeugtes niederfrequentes Zusatzrauschen, welches in diesem Fall durch „eingefrorenen“ Fluß bedingt ist. Wie bereits im Abschnitt 3.3 angedeutet, gewinnt das durch Vortexbewegung erzeugte $1/f$ -Rauschen in folgenden Fällen an Bedeutung:

1. Bei der Entwicklung einer Mehrlagentechnologie ist die kristalline Qualität an Überkreuzungen oder in den oberen supraleitenden Lagen im allgemeinen üblicherweise geringer, als bei einlagigen HTS-Filmen.
2. Bei manchen Prozessen entstehen nicht-optimale einkristalline HTS-Schichten, die ein zusätzliches $1/f$ -Rauschen zeigen.
3. In Anwesenheit äußerer Magnetfelder nimmt die Dichte der Vortices im HTS-Film zu. Daher wird bei Messungen in un abgeschirmter Umgebung oft ein höheres $1/f$ -Rauschen beobachtet, welches in etwa linear mit der Stärke des externen Magnetfelds ansteigt [69, 65]. Beim Einkühlen der Probe können ebenfalls Flußquanten eingefroren werden, die zu einem erhöhten niederfrequenten Rauschen führen, wie das eingangs gezeigte Beispiel verdeutlichte.

Für die ersten beiden Punkte ist es erforderlich, eine entsprechende Optimierung der Filmeigenschaften vorzunehmen, die eine ausreichende Kristallqualität zur Verfügung stellt. Diese technologische Leistung, die bereits von Ludwig *et al.* [12, 109] zur Optimierung des $1/f$ -Rauschens integrierter Multilagen-Magnetometer erbracht wurde, erfordert eine Meßmethode zur Charakterisierung des $1/f$ -Rauschens von Filmen. Dies geschah in dem Falle durch induktive Rauschmessungen mit einem HTS-SQUID [36]. Der in [12, 109] erreichte Stand der Technik

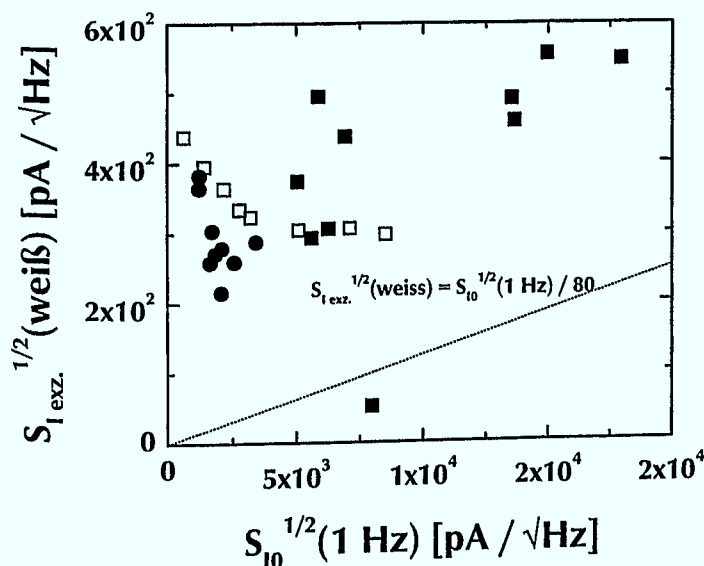


Abb. 11.2: Aus dem weißen Flußrauschen abgeleitetes Exzeß-Stromrauschen aufgetragen gegen die I_0 -Fluktuationen der Proben bei $f = 1$ Hz. Die offenen Symbole beziehen sich wiederum auf die Messung bei verschiedenen Temperaturen an der Probe BIC04p. Die gestrichelte Linie zeigt die von Enpuku beobachtete Korrelation zwischen $S_{I_{exz.}}$ und S_{I_0} .

Abschnitt 3.2) verknüpft sind. Weiterhin wurde an den bei verschiedenen Temperaturen durchgeführten Messungen an der Probe **BIC04p** (offene Symbole in Abbildung 11.1) beobachtet, daß mit steigender Temperatur (und damit kleiner werdendem kritischen Strom I_0) die normierten I_0 -Fluktuationen praktisch konstant blieben. Dies widerspricht der von Enpuku *et al.* beschriebenen Erhöhung des s_{I_0} mit abnehmendem I_0 . Die in [95] gefundene Korrelation zwischen den I_0 -Fluktuationen und der Diskrepanz des thermischen Rauschens wurde anhand der hier betrachteten Proben ebenfalls untersucht. Enpuku *et al.* postulierten, daß die Nichtidealitäten der Korngrenze zusätzliche Stromfluktuationen $S_{I_{exz}}$ hervorrufen, die zu einem erhöhten Flußrauschen beitragen $S_{\Phi} = S_{\Phi_{th}} + S_{\Phi_{exz}}$. Enpuku *et al.* verwendeten in [95] eine Formel, um vom Exzeß-Flußrauschen auf das Stromrauschen zu schließen, welche für gleichphasige Fluktuationen gilt. Da in der vorliegenden Arbeit das Flußrauschen jedoch mit Flußmodulation in FLL gemessen wurde, sind die gleichphasigen Fluktuationen bereits eliminiert, vorausgesetzt die Fluktuationen liegen in einem Frequenzbereich unterhalb der Modulationsfrequenz von $f = 500$ kHz. Daher wurde in dieser Arbeit statt dessen die Formel für gegenphasige Stromfluktuationen zur Bestimmung des Stromrauschens $S_{\Phi_{exz}} = L^2 \cdot S_{I_{exz}}$ verwendet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 11.2 in analoger Weise zu [95] (Fig. 8 dort) aufgetragen. Die Korrelation des Exzeß-Stromrauschens mit den niederfrequenten I_0 -Fluktuationen wurde in [95] aus der dort beobachteten Relation $S_{\Phi_{exz}}^{1/2}(\text{weiss}) = S_{I_0}^{1/2}(f = 1\text{ Hz})/80$ abgeleitet und somit als Ursache für die Diskrepanz des Flußrauschens im weißen Bereich identifiziert. Wie man in Abbildung 11.2 erkennen kann, läßt sich aus den relativ stark streuenden Daten unter Einschränkung eine Proportionalität $S_{\Phi_{exz}}^{1/2}(\text{weiss}) \propto S_{I_0}^{1/2}(f = 1\text{ Hz})/80$ ableiten. Allerdings liegen fast alle Datenpunkte um einen praktisch konstanten Betrag nach oben verschoben. Dies bedeutet, daß für diese Proben entgegen den Beobachtungen Enpukus *et al.* die Hauptursache des Exzeß-Rauschens nicht durch die postulierte Korrelation mit dem niederfrequenten 1/f-Rauschen erklärt werden kann.

11.2 Durch Vortexbewegung im HTS-Film hervorgerufenen Flußrauschen

Praktisch alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen fanden in magnetisch gut abgeschirmter Umgebung statt. So konnte unter Verwendung von *bias-reversal*-Auslesetechniken in der Regel ein kaum nennenswertes Ansteigen des niederfrequenten Zusatzrauschens beobachtet werden, was darauf hindeutete, daß die verwendeten Filme von guter kristalliner Qualität waren. Die Proben **BI3601** und **BIZ3601** zeigten mit einem Flußrauschen von $S_{\Phi}^{1/2} \lesssim 8 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 Hz mit die besten bislang veröffentlichten Werte im niederfrequenten Bereich. In einigen Fällen wurde jedoch ein zusätzlicher starker Anstieg des Rauschens

wurden. Bei der vorliegenden Arbeit wurde angenommen, daß die Widerstandsfluktuationen erst bei größeren Spannungen eine Rolle spielen und damit das niederfrequente 1/f-Rauschen im Rauschspektrum allein als gegenphasige I_0 -Fluktuationen gedeutet wurde. Bei kleiner werdenden kritischen Strömen (größer werdendem Γ) stellt sich jedoch die Frage, inwieweit im rauschverrundeten Abschnitt der IVC bereits R -Fluktuationen eine Rolle spielen.

im niederfrequenten Bereich beobachtet, das oftmals eine charakteristische Lorentzform aufwies und sich nicht mit *bias-reversal*-Technik unterdrücken ließ. Dies sind Hinweise auf durch Vortexbewegungen erzeugtes niederfrequentes Zusatzrauschen, welches in diesem Fall durch „eingefrorenen“ Fluß bedingt ist. Wie bereits im Abschnitt 3.3 angedeutet, gewinnt das durch Vortexbewegung erzeugte $1/f$ -Rauschen in folgenden Fällen an Bedeutung:

1. Bei der Entwicklung einer Mehrlagentechnologie ist die kristalline Qualität an Überkreuzungen oder in den oberen supraleitenden Lagen im allgemeinen üblicherweise geringer, als bei einlagigen HTS-Filmen.
2. Bei manchen Prozessen entstehen nicht-optimale einkristalline HTS-Schichten, die ein zusätzliches $1/f$ -Rauschen zeigen.
3. In Anwesenheit äußerer Magnetfelder nimmt die Dichte der Vortices im HTS-Film zu. Daher wird bei Messungen in unabgeschirmter Umgebung oft ein höheres $1/f$ -Rauschen beobachtet, welches in etwa linear mit der Stärke des externen Magnetfelds ansteigt [69, 65]. Beim Einkühlen der Probe können ebenfalls Flußquanten eingefroren werden, die zu einem erhöhten niederfrequenten Rauschen führen, wie das eingangs gezeigte Beispiel verdeutlichte.

Für die ersten beiden Punkte ist es erforderlich, eine entsprechende Optimierung der Filmeigenschaften vorzunehmen, die eine ausreichende Kristallqualität zur Verfügung stellt. Diese technologische Leistung, die bereits von Ludwig *et al.* [12, 109] zur Optimierung des $1/f$ -Rauschens integrierter Multilagen-Magnetometer erbracht wurde, erfordert eine Meßmethode zur Charakterisierung des $1/f$ -Rauschens von Filmen. Dies geschah in dem Falle durch induktive Rauschmessungen mit einem HTS-SQUID [36]. Der in [12, 109] erreichte Stand der Technik

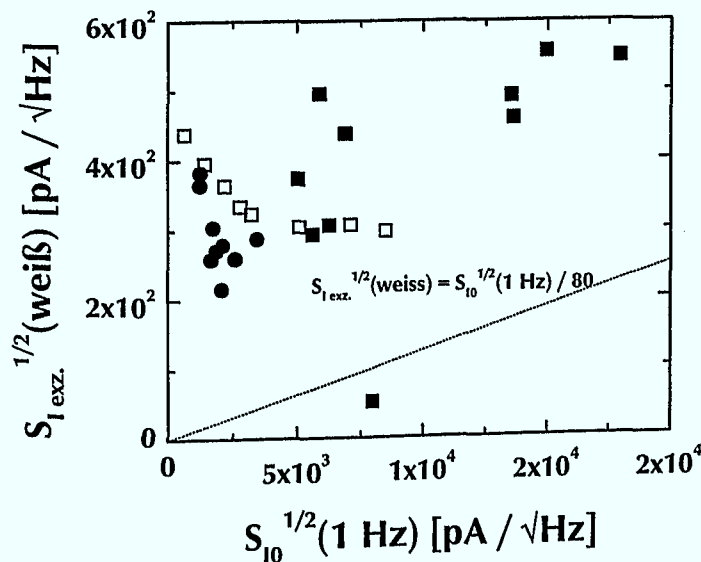


Abb. 11.2: Aus dem weißen Flußrauschen abgeleitetes Exzeß-Stromrauschen aufgetragen gegen die I_0 -Fluktuationen der Proben bei $f = 1 \text{ Hz}$. Die offenen Symbole beziehen sich wiederum auf die Messung bei verschiedenen Temperaturen an der Probe BIC04p. Die gestrichelte Linie zeigt die von Enpuku beobachtete Korrelation zwischen $S_{I_{exz.}}$ und S_{I_0} .

läßt sich heutzutage nicht ohne weiteres reproduzieren. Wie schon im Abschnitt 4.1 angedeutet wurde, sind die dazu erforderlichen Optimierungsaufgaben ein stetiger Prozeßbegleiter. So bestand z. B. im Umfeld der vorliegenden Arbeit das Problem, daß rf SQUIDs mit Stufenkontakten auf LaAlO_3 -Substraten ein zu großes $1/f$ -Rauschen aufwiesen, dessen Ursachen nicht zweifelsfrei geklärt werden konnten [110]. Zur Überprüfung der Qualität der dazu verwandten Filme war es wünschenswert, ebenfalls eine Meßmethode zur Verfügung zu haben, mit der das $1/f$ -Rauschen systematisch optimiert werden konnte. In Anlehnung an die Methode von Kölle *et al.* [36] wurde anhand der im Rahmen dieser Arbeit präparierten SQUIDs die induktive Charakterisierung des $1/f$ -Rauschens von Filmen erfolgreich demonstriert, was in Abschnitt 12.1 näher beschrieben wird.

Zur Lösung des in Punkt drei angesprochenen Problems eines Ansteigens des $1/f$ -Rauschens mit zunehmender magnetischer Flußdichte wurden von Dantsker *et al.* [76] SQUID-Geometrien vorgeschlagen, die eine geringe Linienbreite der supraleitenden Strukturen vorsahen. Es wurde beobachtet, daß zu einer bestimmten Linienbreite w eine kritische magnetische Flußdichte B_0 existiert, bis zu der kein Anstieg des $1/f$ -Rauschens zu beobachten war. Danach skalierte das $1/f$ -Rauschen mit dem angelegten Magnetfeld. Dies wurde so gedeutet, daß es mit abnehmender Linienbreite für Vortices energetisch zunehmend ungünstiger wird, in den Supraleiter einzudringen. Zur Reduktion der Linienbreite wurden herkömmliche Washer-Geometrien mit Schlitzern oder Löchern versehen, an denen die erwartete Reduktion des $1/f$ -Rauschens im Feld nachgewiesen werden konnte. Ein ähnlicher Ansatz besteht darin, im HTS-Film ein regelmäßiges Gitter von künstlich hergestellten Pinningzentren, sogenannten „Antidots“ zu erzeugen, an denen die Vortices stärker verankert werden [111]. In Messungen der Magnetfeldabhängigkeit des $1/f$ -Rauschens an rf SQUIDs mit Antidots im Washer konnten Anpassungseffekte („Matching“-Effekte) beobachtet werden, indem bei bestimmten Werten des Magnetfeldes das $1/f$ -Rauschen der rf SQUIDs Minima aufwies. Da die mittleren Abstände der Vortices mit der magnetischen Feldstärke abnehmen, kommt es bei charakteristischen Feldwerten zu Anpassungen des Vortextgitters mit dem Antidot-Gitter.

Andere Möglichkeiten das $1/f$ -Rauschen von in magnetischen Hintergrundfeldern betriebenen HTS-SQUIDs zu reduzieren, bestehen darin, die beim Einkühlen im Film schwach verankerten Flußfäden durch geeignete Maßnahmen aus dem Film zu entfernen, bzw. sie in Zentren zu treiben, wo sie stärker gepinnt sind und somit einen geringeren Beitrag zum Rauschen leisten können. Übliche Methoden sind z. B. das Heizen des SQUID-Sensors im Feld über T_C , wodurch die Probe in einen rauschärmeren Flußzustand übergehen kann. Eine andere Methode wurde von Schöne *et al.* verwendet [112]. Dabei wurde mit einer Spule ein hochfrequentes magnetisches Wechselfeld in das SQUID eingekoppelt, dessen Amplitude langsam hoch- und wieder zu Null geregelt wurde. Dieser als „Entmagnetisieren“ bezeichnete Effekt konnte in dieser Arbeit nicht reproduziert werden, wobei angemerkt werden muß, daß das $1/f$ -Rauschen durch eingefrorenen Fluß im Rahmen dieser Arbeit nur äußerst selten beobachtet wurde. Zum Verständnis der mikroskopischen Prozesse, die bei der Vortextdynamik und deren

Auswirkungen auf das $1/f$ -Rauschen eine Rolle spielen, reichen Rauschmessungen alleine nicht aus, da sie nur eine integrale Information liefern. Zur Untersuchung der Pinning-Energien und der beim von Schöne *et al.* praktizierten „Entmagnetisieren“ zugrundeliegenden Mechanismen wurden von Gail *et al.* Messungen an LTS-dc SQUIDs mit kleinen Linienbreiten und künstlich vorgesehenen Pinning-Arealen, deren Linienbreite ein Eindringen von Flußquanten erlaubte, durchgeführt [113]. Dabei konnte das Depinning einzelner Flußquanten nachgewiesen und die beteiligten Aktivierungsenergien gemessen werden.

Eine weitere Methode, die eine direkte Lokalisierung von gepinnten Flußquanten und eine Visualisierung von $1/f$ -Rauschquellen ermöglicht, ist das Betreiben von SQUIDs in einem LTSEM. Für solche von Keil *et al.* durchgeführten Messungen [71, 72] wurden im Rahmen dieser Arbeit einige Proben hergestellt (siehe auch Abschnitt 4.2). Daher werden an dieser Stelle kurz einige wichtige Ergebnisse zusammengefaßt.

Bei diesem Meßverfahren wird ein HTS-dc SQUID in einem mit LN_2 gekühlten, gut geschirmtem Probenraum eines Rasterelektronenmikroskops (SEM) betrieben. Während das SQUID in FLL mit oder ohne *bias-reversal* betrieben wird, kann es mit dem Elektronenstrahl von veränderbarer Intensität abgetastet werden. Die durch den Elektronenstrahl lokal erzeugten Störungen können durch zwei Mechanismen vom SQUID detektiert werden: zum einen fließt der durch den Elektronenstrahl injizierte Strom durch einen Teil der SQUID-Induktivität, der vom Ort des Strahlflecks abhängt. Zum anderen führt eine lokale Erwärmung des Films zu einer lokalen Veränderung der London-Eindringtiefe λ_L . Wird der Elektronenstrahl über ein gepinntes Flußquant gerastert, so werden durch die Veränderung von λ_L die Vortex-Ringströme verzerrt. Dadurch ändert sich der Schwerpunkt des Flußquants, was einer Auslenkung aus der aktuellen Position entspricht. Die radialen Anteile der dadurch verursachten Flußverschiebungen können mit dem SQUID detektiert werden und geben somit einen Aufschluß über die im Film verankerten Flußfäden mit einer Auflösung von etwa $1\,\mu\text{m}$. Zudem kann aus der Signalthöhe beim Auslenken eines Flußquants direkt auf die Kopplungsstärke $\partial\Phi/\partial r$ geschlossen werden, die zusammen mit der spektralen Dichte der radialen Fluktuationen S_r Aufschluß über die Rauschbeiträge einzelner Flußquanten zum niederfrequenten $1/f$ -Rauschen gibt. Ein weiteres interessantes Ergebnis war, daß sich durch Abrastern des SQUID-Washers mit dem Elektronenstrahl auch Flußquanten aus dem Film – vornehmlich entlang der Korngrenze – „auskämmen“ ließen. Dadurch konnte ein dem „Entmagnetisieren“ von Schöne *et al.* vergleichbares Reduzieren des durch eingefrorenen Fluß verursachten $1/f$ -Zusatzrauschen demonstriert werden.

12 Anwendungen

Die für diese Arbeit hergestellten Proben dienten hauptsächlich zur systematischen Untersuchung der Eigenschaften von HTS-dc SQUIDs unter Einfluß starker thermischer Fluktuationen und anderer Einwirkungen. Das Ziel aller solcher Bemühungen ist jedoch, durch das bessere Verständnis der Funktionsweise der SQUIDs die Möglichkeit zu erhalten, diese für Anwendungen besser optimieren zu können. In diesem Falle sind ausschließlich Magnetometer-Anwendungen gemeint. Während üblicherweise die Feldempfindlichkeit des SQUID-Sensors als ultimative Kenngröße zur Optimierung angesehen wird, gibt es jedoch auch einige Anwendungen, bei denen andere Eigenschaften ebenso wichtig, oder gar wichtiger sind. Im folgenden werden zwei Beispiele vorgestellt, die sich die herausragenden Eigenschaften einiger hier präparierter SQUIDs zunutze machen. Zum einen war dies das außerordentlich niedrige Flußrauschen einiger SQUIDs im niederfrequenten Bereich, welche zum Beispiel zur induktiven Charakterisierung des $1/f$ -Rauschens von HTS-Schichten oder -Schichtsystemen ausgenutzt werden kann (Abschnitt 12.1). Zum anderen eigneten sich die sehr schmalen Josephson-Kontakte mit Breiten kleiner $1\text{ }\mu\text{m}$ für den Magnetometer-Einsatz in starken Magnetfeldern, wie dies bei einigen Verfahren der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung vonnöten ist. Dies ist in Abschnitt 12.2 beschrieben.

12.1 Induktive Charakterisierung des $1/f$ -Rauschens von Filmen

Bei der Entwicklung von Magnetometern, die im niederfrequenten Bereich eine hohe Empfindlichkeit aufweisen sollen, wie es z. B. für biomagnetische Anwendungen erforderlich ist, spielt die Optimierung des $1/f$ -Rauschens eine entscheidende Rolle. Wie bereits im Abschnitt 3.3 beschrieben wurde, gibt es zwei Hauptursachen für das Auftreten von niederfrequentem $1/f$ -Rauschen: Fluktuationen der kritischen Ströme der Josephson-Kontakte sowie Vortexbewegungen im supraleitenden Film. Da das durch I_C -Fluktuationen hervorgerufene $1/f$ -Rauschen durch geeignete Auslesetechniken (*bias-reversal*) eliminiert werden kann, konzentrieren sich die Anstrengungen darauf, das durch Vortexbewegungen hervorgerufene $1/f$ -Rauschen zu minimieren. Es zeigte sich, daß die Filmqualität hierbei von ausschlaggebender Bedeutung war. Indes ist man in der Lage, einlagige YBCO-Schichten von solcher Qualität herzustellen, daß das $1/f$ -Rauschen bei $f \gtrsim 1\text{ Hz}$ praktisch nicht mehr zu beobachten ist. Das gilt jedoch nicht für alle Technologien und insbesondere unter Berücksichtigung der Tatsache, daß Prozeßparameter oft Schwankungen unterworfen sind (siehe Kapitel 4), ist eine regelmäßige Optimierung hinsichtlich niederfrequenter Rauscheigenschaften der Filme angezeigt. Eine weitaus wichtigere Rolle spielen solche Optimierungsaufgaben bei der Entwicklung von Mehrlagentechnologien, wie sie zum Beispiel für die Herstellung von Flußtransformatoren benötigt werden. Um das $1/f$ -Rauschen von Filmen, Multilagen oder auch strukturierten Multilagen messen zu können, bedarf es eines im niederfrequenten Bereich hinreichend empfindlichen Sensors. Die Meßidee besteht darin, die zu charakterisierende Probe in Flip-Chip Geometrie auf

das Meß-SQUID zu plazieren (siehe Abbildung 12.1). Finden im Film Vortexbewegungen statt, so können diese, wenn sie sich nahe genug an der SQUID-Schleife des Meß-SQUIDs befinden, einen detektierbaren Fluß einkoppeln. Die Kopplungsstärke hängt dabei stark vom Abstand des Films zum SQUID und vom Abstand des Vortex zur SQUID-Schleife ab. Ferrari *et al.* benutzen ein LTS-dc SQUID zur induktiven Charakterisierung von YBCO-Schichten und Einkristallen [64, 67, 69]. Kölle *et al.* verwendeten erstmals ein HTS-dc SQUID mit geringem $1/f$ -Rauschen, um YBCO-Schichten für Multilagen zu optimieren [36].

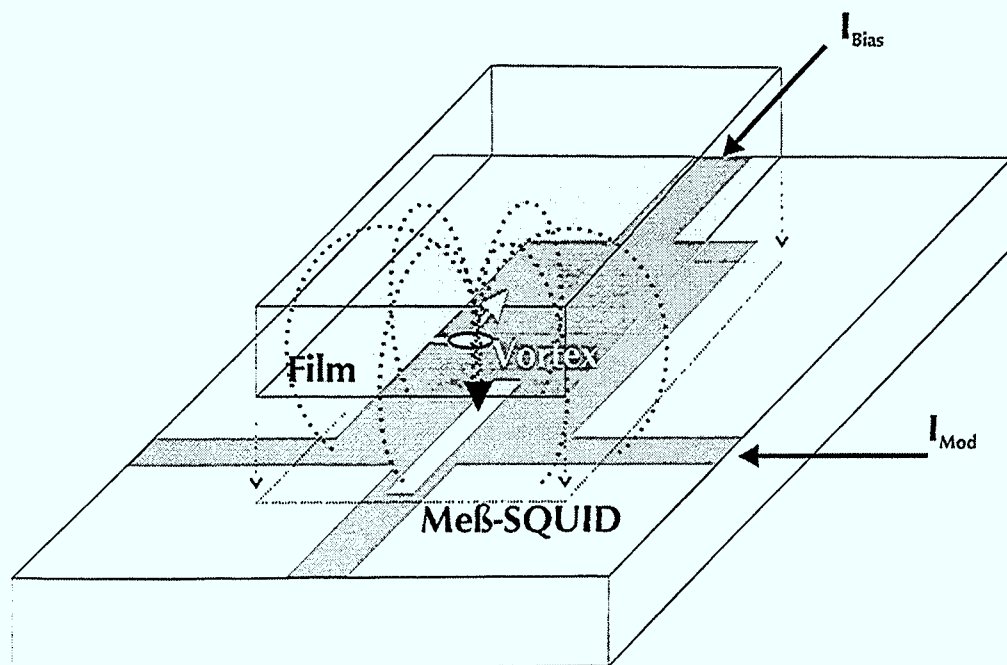


Abb. 12.1: Meßprinzip für induktive Charakterisierung des $1/f$ -Rauschens von Filmen oder Schichtsystemen. Die Probe ist als Flip-Chip auf dem Meß-SQUID plaziert. Vortexbewegungen in der Probe koppeln induktiv in die SQUID-Schleife und führen zu einem meßbaren Anstieg des $1/f$ -Rauschens.

Um eine solche Meßmethode zu demonstrieren, wurde das SQUID Nr.5 der Probe **BI3601** ausgewählt, welches ein Flußrauschen von $S_{\Phi}^{1/2} < 10\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 Hz aufwies. Es zeigte sich jedoch, daß die Messung aus folgendem Grund nicht möglich war: durch das Auflegen eines supraleitenden Films wurde das zur Modulation des SQUIDs benötigte Spulenfeld stark abgeschirmt. Damit konnte das Meß-SQUID nicht in FLL betrieben werden. Dieses Problem ließ sich umgehen, indem man die Modulation des Meß-SQUIDs nicht mit einer Spule, sondern über galvanisch gekoppelte Modulationsleitungen vornahm. Im Zusammenhang mit den Experimenten zur Bestimmung der SQUID-Induktivität (Abschnitt 5.1.2) wurden entsprechende Layouts entworfen, die sich auch für eine hier beschriebene Anwendung eigneten. Eine solche Probe war das SQUID Nr.2 auf dem YSZ-Substrat **BIZ3601**. Das $1/f$ -Rauschen lag hier sogar bei $S_{\Phi}^{1/2}(1\text{ Hz}) < 7\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ - gemessen mit galvanischer Modulation. Als Testfilme dienten ein YBCO Film auf Mgo (Film 1), der in der standardmäßig verwendeten Laseablations-Anlage

hergestellt wurde sowie ein in einer anderen Anlage hergestellter YBCO Film auf LaAlO_3 (Film 2). Die Rauschspektren der Messungen sind in Abbildung 12.2 dargestellt. Die gestrichelte Linie gehört zur Referenzmessung ohne Film. Das weiße Rauschen betrug $6-7 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bis 1 Hz. Das Spektrum des SQUIDS mit aufgelegtem Film 1 zeigte ein etwas niedrigeres weißes Rauschen, was auf eine Verringerung der Induktivität zurückzuführen ist. Im niederfrequenten $1/f$ -Rauschen war im Vergleich zur Referenzmessung ohne Film kein Anstieg zu beobachten. Die Messung an Film 2 ergab jedoch einen drastischen Anstieg im $1/f$ -Rauschen; die Eckfrequenz lag hierbei sogar jenseits der Bandbreite bei etwa 50 kHz. Alle Messungen wurden mit *bias-reversal* durchgeführt, allerdings ergab sich bei der Messung an Film 2 kein Unterschied zum statischen Speisestrom, da das Filmrauschen einen wesentlich größeren Beitrag lieferte, als die I_C -Fluktuationen des Meß-SQUIDS.

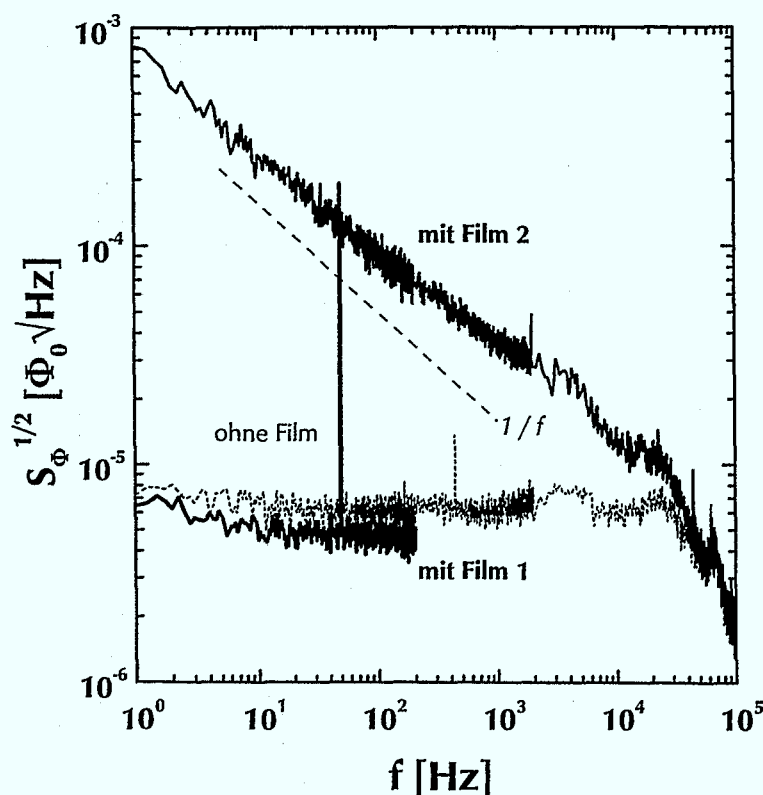


Abb. 12.2: Demonstration der induktiven Rauschmessung an YBCO-Filmen.

Interessant war in diesem Zusammenhang auch eine Korrelation mit den Filmeigenschaften. Die beiden Filme wiesen deutliche Unterschiede in der Oberfläche, dem Röntgen-Diffraktogramm sowie im T_C auf.

Die Oberflächenbeschaffenheit der beiden Filme ist in Abbildung 12.3 dargestellt. Es fiel auf, daß Film 2 eine deutlich höhere Dichte von Ausscheidungen aufwies als Film 1. Die Ausscheidungen auf Film 1 hatten sehr große Durchmesser von annähernd $1 \mu\text{m}$, dazwischen befanden sich jedoch ausscheidungsfreie Bereiche von mehreren μm Ausdehnung³⁰. Nach einer Ver-

³⁰Dieser Bereich war nicht ausscheidungsfrei im eigentlichen Sinne. Die in den Zwischenräumen befindlichen

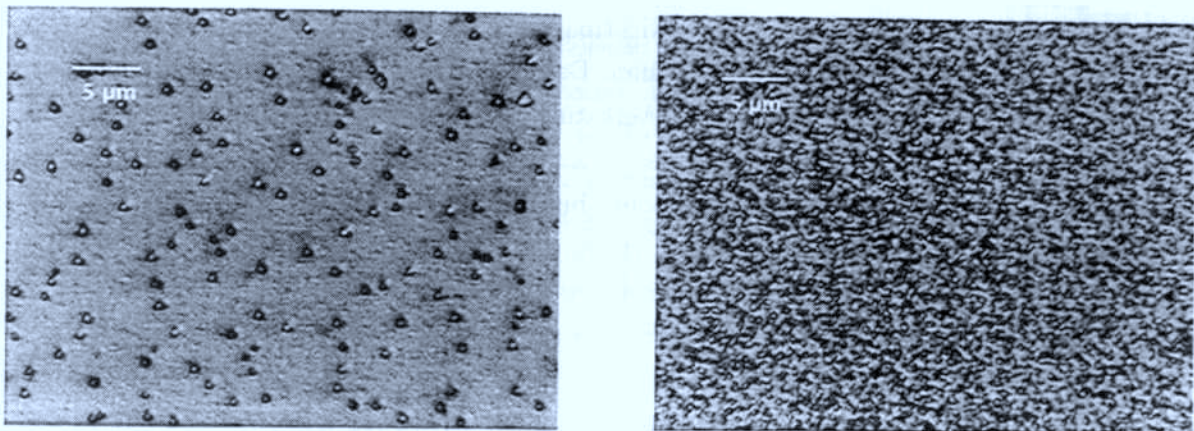


Abb. 12.3: Vergleich der Oberflächenstruktur der beiden Testfilme. Links: Film 1, rechts: Film 2. Die Aufnahmen wurden im Lichtmikroskop bei 1000-facher Vergrößerung im Auflicht aufgenommen.

mutung von Faley *et al.* wirken solche Ausscheidungen als Pinningzentren und sollten daher eine Verringerung des $1/f$ -Rauschens bewirken [114]. Dies konnte anhand dieser einen betrachteten Probe nicht verifiziert werden und auch LTSEM-Studien konnten bislang keine solche Korrelation zwischen Filmausscheidungen und bevorzugter Flußfadenverankerung nachweisen. Eine systematische Untersuchung dieser Fragestellung ist in jedem Fall für die Optimierung von HTS-Filmen für empfindliche Magnetometeranwendungen bei niedrigen Frequenzen von großem Interesse.

Während die Werte des T_C und der Rockingkurvenbreite der beiden Proben keinen Zusammenhang mit dem Filmrauschen aufzuweisen schienen, ergab sich jedoch ein Hinweis auf eine mögliche Ursache für das stark erhöhte $1/f$ -Rauschen von Film 2. In der Meßkurve der induktiven T_C -Bestimmung von Film 2 zeigte sich eine charakteristische Fußstruktur, wie sie regelmäßig in den T_C -Meßkurven von Filmen auf Bikristall-Substraten beobachtet wurde. Dies deutet eventuell darauf hin, daß auch im Film 2 Korngrenzen vorhanden sein könnten, die zu einem erhöhten $1/f$ -Rauschen beitragen. Auch in diesem Zusammenhang ist eine systematische Untersuchung wünschenswert.

12.2 Magnetometer für den Betrieb in starken Magnetfeldern

Zu den wichtigsten Anwendungen der SQUID-Magnetometrie gehören Verfahren zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung (Non Destructive Evaluation, NDE). Sie beruhen darauf, die magnetische Feldverteilung von Werkstücken zu messen. Enthält dieses Defekte, wie z. B. Risse, Einschlüsse oder korrodierte Stellen, so ergeben sich dort Verzerrungen der Feldverteilung im Vergleich zum defektfreien Werkstück. Die Lokalisierung und quantitative Beurteilung der Defekte ist eine komplexe Aufgabe und soll an dieser Stelle nicht erörtert werden (siehe z. B. [115]). Damit das zu testende Objekt überhaupt ein meßbares Magnetfeld erzeugt,

Ausscheidungen waren jedoch wesentlich kleiner.

werden verschiedene Verfahren angewandt. Nichtmagnetische, leitfähige Werkstoffe lassen sich durch sogenannte Wirbelstromverfahren prüfen. Dabei wird mit einer Erregerspule ein magnetisches Wechselfeld erzeugt, das in dem Werkstück Wirbelströme induziert. Diese Wirbelströme kompensieren das Erregerfeld teilweise, je nach Leitfähigkeit des Materials. Mit einem Magnetometer, z. B. einer Induktionsspule oder aber eben einem SQUID [116] wird das Feld detektiert. Defekte im Werkstück führen zu Inhomogenitäten der Leitfähigkeit, wodurch die Abschirmwirkung an der Stelle reduziert wird. Die Signalamplituden steigen dabei mit der Frequenz an. Allerdings nimmt mit der Frequenz auch durch den Skin-Effekt die Eindringtiefe der Wirbelströme ab. Tiefliegende Defekte – insbesondere in Werkstoffen mit einer hohen Leitfähigkeit – lassen sich daher nur bei niederfrequenter Anregung erkennen. Hier liegt der wesentliche Vorteil eines SQUID-Magnetometers, da es im Vergleich zu einer Induktionsspule eine frequenzunabhängige Empfindlichkeit besitzt (wenn man vom $1/f$ -Rauschen absieht). Ein Anwendungsbereich, bei dem man sich Vorteile durch Verwendung von SQUIDs erhofft, ist z. B. das Prüfen von Aluminiumstrukturen in Flugzeugen. Der Einsatz von HTS-SQUIDs für solche Meßaufgaben konnte bereits erfolgreich demonstriert werden [117, 118].

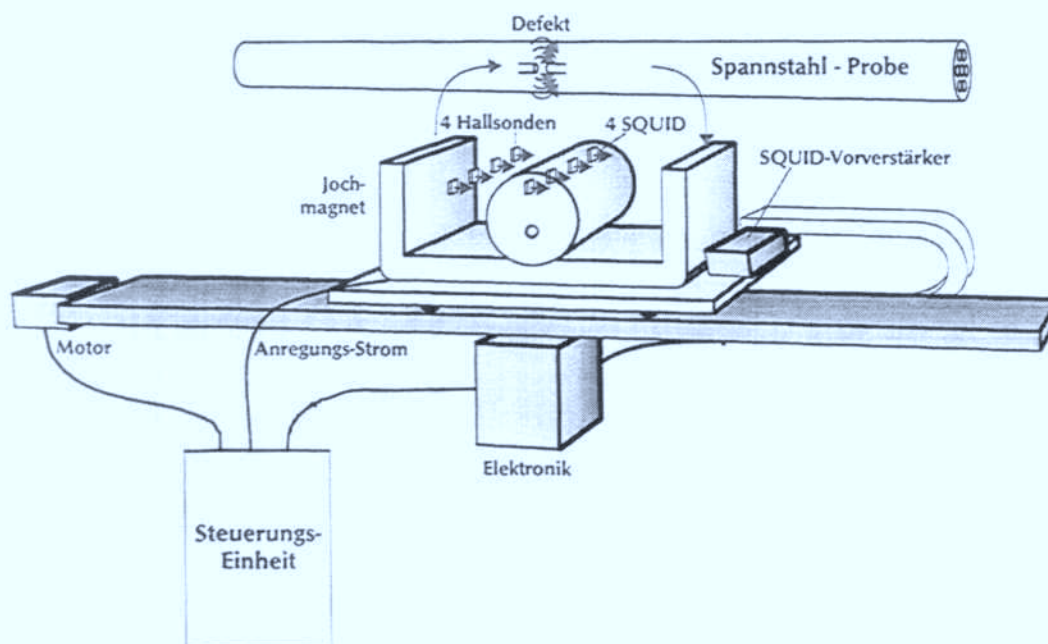


Abb. 12.4: Laborversuch zur Spannstahlprüfung. Das Werkstück wird mit einem Jochmagneten aufmagnetisiert. Ein Array von 4 SQUID-Sensoren wird zusammen mit dem Magneten an der Probe entlang verfahren. Zur Referenz ist ein Hallsonden-Array vorgesehen. (mit freundlicher Genehmigung von Dr. H.-J. Krause).

An dieser Stelle wird jedoch nicht weiter darauf eingegangen. Statt dessen wird hier ein weiteres Verfahren vorgestellt, das zur Prüfung ferromagnetischer Werkstücke geeignet ist. Bei diesen Materialien kann auf die Wirbelstromanregung verzichtet werden. Statt dessen lassen sich

die Streu- und Restfelder des vor oder während der Messung aufmagnetisierten Werkstücks messen. Auch hier führen Defekte im Material zu einer Inhomogenität in der Feldverteilung. Eine Anwendung eines solchen Verfahrens ist die Messung von Ermüdungserscheinungen von Spannstählen, wie sie z. B. im Brückenbau Verwendung finden [119, 120]. Ein Meßaufbau zur Erprobung im Labor ist in Abbildung 12.4 gezeigt.

Bei diesem Verfahren ergeben sich besondere Anforderungen an den SQUID-Sensor, da er in einem sehr starken Hintergrundfeld (bis zu einige 10 mT) relativ schwache Magnetfeldänderungen der Größenordnung 100 pT detektieren muß.

Die Schwierigkeiten, die es zu berücksichtigen gilt sind folgende:

1. Der SQUID-Sensor muß in einem extrem großen Dynamikbereich (> 160 dB) arbeiten. Dazu ist eine spezielle digitale SQUID-Elektronik notwendig, die neben der Flußregelschleife auch einen Flußquantenzähler beinhaltet, der beim Überschreiten des Aussteuerungsbereichs die Elektronik zurücksetzt [121]. Wichtige Kenngrößen der Elektronik sind eine hohe Nachführgeschwindigkeit und eine gute Linearität.
2. Mit das größte Problem bereitet die Tatsache, daß in einem starken Magnetfeld das I_0 der Josephson-Kontakte unterdrückt wird. In moderaten Magnetfeldern reduziert sich dadurch die Transferfunktion und damit die Empfindlichkeit. Bei vollständiger I_0 -Unterdrückung funktioniert das SQUID gar nicht mehr.
3. In starken Magnetfeldern dringen Flußquanten in die supraleitenden Elektroden ein, welche beim Herunterfahren des Feldes im Material gepinnt bleiben. Dadurch entsteht eine Hysterese, die zur Messung eines Fehlerflusses $\delta\Phi$ beim Durchfahren des externen Flusses der $\Delta\Phi$ führt [122, 123, 124, 125].

An dieser Stelle sollen nur die beiden letzten Punkte betrachtet werden. Das Problem der I_0 -Unterdrückung erforderte es, die Josephson-Kontakte so herzustellen, daß sie möglichst unempfindlich gegen externe Magnetfelder waren. Besonders gut geeignet sind dabei Kontakttypen, bei denen die Barriere durch eine supraleitende Deckelektrode abgeschirmt ist. Dies war bei der Inline-Geometrie von LTS-Tunnelkontakten von vornherein gegeben. In HTS-Technologie kamen dafür quasisplanare Rampenkontakte mit flachen Rampenwinkeln in Frage, bei denen die obere YBCO-Elektrode die erforderliche Abschirmung gewährleistet. Die Einsatzfähigkeit von SQUIDs mit solchen Rampenkontakten wurde von Faley *et al.* [49, 126, 114] demonstriert. Der Nachteil dieser Kontakte besteht in der sehr schwierigen Präparation, die bisher von keiner zweiten Arbeitsgruppe reproduziert werden konnte. Es bestand daher der Wunsch, mit einfacheren Kontakttypen, wie den Bikristall-Kontakten die Magnetfeldstabilität zu erzielen. Dies läßt sich nur realisieren, wenn die Kontakte eine möglichst kleine Fläche Senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes aufweisen. Dies kann nur durch Verwendung möglichst schmaler Brückenbreiten erreicht werden.

Die im Laufe der Arbeit hergestellten dc SQUIDS mit Josephson-Kontakten von $1\text{ }\mu\text{m}$ Breite oder weniger kamen eventuell dafür in Frage. So wurde zum Test das SQUID Nr.5 der Probe **BI3601** im Feld eines für die Spannstahlprüfung vorgesehenen Jochmagneten betrieben. Dabei wurden Rauschspektren in ungeschirmter Umgebung in Feldern von 0 mT, 4 mT, 8 mT und 13 mT gemessen (Abbildung 12.5). Bei Einschalten des Jochmagneten ergab sich ein Anstieg des Rauschens insbesondere im niederfrequenten Bereich, was unter anderem auf die mangelnde Feldstabilität des Magneten zurückzuführen war. Bis zum Feld von 8 mT ergab sich kein weiterer signifikanter Anstieg des Rauschens, erst im Feld von 13 mT stieg dieses stark an. Eine Vergleichsmessung mit einem SQUID auf Basis quasiplanarer Rampenkontakte zeigte bei 13 mT gegenüber der Messung bei 8 mT keinen nennenswerten Anstieg des Rauschens.

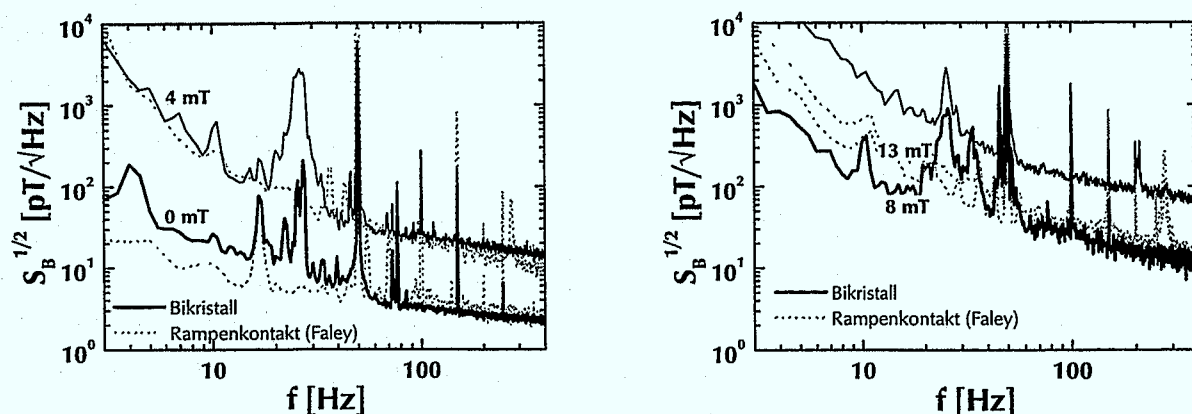


Abb. 12.5: Rauschspektren des SQUIDS Nr. 5 der Probe **BI3601** in verschiedenen Feldern des für die Spannstahlprüfung vorgesehenen Jochmagneten. Zum Vergleich sind die Rauschspektren eines SQUIDS auf Basis quasiplanarer Rampenkontakte von Faley et al. [114] eingezeichnet.

Damit war gezeigt, daß sich auch auf Basis von Bikristall-Kontakten SQUID-Messungen in starken Hintergrundfeldern durchführen lassen. Um die Hintergründe näher zu untersuchen, sollten Messungen des $I_C(B)$ -Musters erfolgen. Leider zerbrach die Probe **BI3601** bevor dies geschehen konnte. Es wurden jedoch Magnetfeldmessungen an zwei folgenden Proben in einer anderen Meßanordnung durchgeführt (Abbildungen 12.6 und 12.7). Dabei hatte eine Probe etwas breitere, die andere etwas schmalere Kontakte als den nominellen $1\text{ }\mu\text{m}$. Anhand der Formel (5.3) ergab sich für die Probe **BIZ3601** eine errechnete Kontaktbreite von $w \approx 0,7\text{ }\mu\text{m}$, für die Probe **KM02** eine Breite von $w \approx 1,5\text{ }\mu\text{m}$. Beide Werte waren in guter Übereinstimmung mit lichtmikroskopischen Abschätzungen der Kontaktbreite. Anhand der Abbildungen 12.6 und 12.7 zeigte sich, daß an den zwei betrachteten Proben bei magnetischen Flußdichten deutlich kleiner $B = 13\text{ mT}$ bereits das erste Minimum im $I_C(B)$ -Muster erreicht wurde. Dies warf die Frage auf, warum die Probe **BI3601** in diesem starken Feld noch arbeiten konnte. Denkbar wäre es, daß die Spulen unterschiedlich kalibriert waren. Insbesondere beim Feld der zur $I_C(B)$ -Messung verwendeten kleinen Spule sind größere Abweichungen denkbar. Eine andere Erklärungsmöglichkeit bestünde darin, daß das SQUID bei 13 mT bereits auf einem

Nebenmaximum arbeitete. Diesen Fragestellungen konnte allerdings nicht weiter nachgegangen werden.

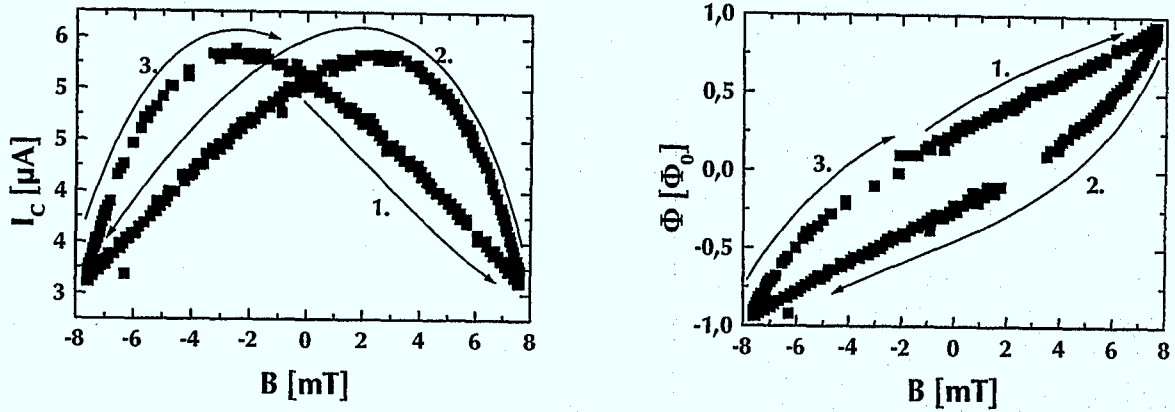


Abb. 12.6: Hysteresis im $I_C(B)$ -Muster der Probe BIZ3601. Links: $I_C(B)$ -Muster. Die Zahlen geben die Reihenfolge der Messungen an. Rechts: aus dem $I_C(B)$ -Muster ermitteltes $\Phi(B)$ -Muster. Beim Zurückfahren des Magnetfeldes nimmt der Fluß in den Kontakten schneller ab als beim Erhöhen.

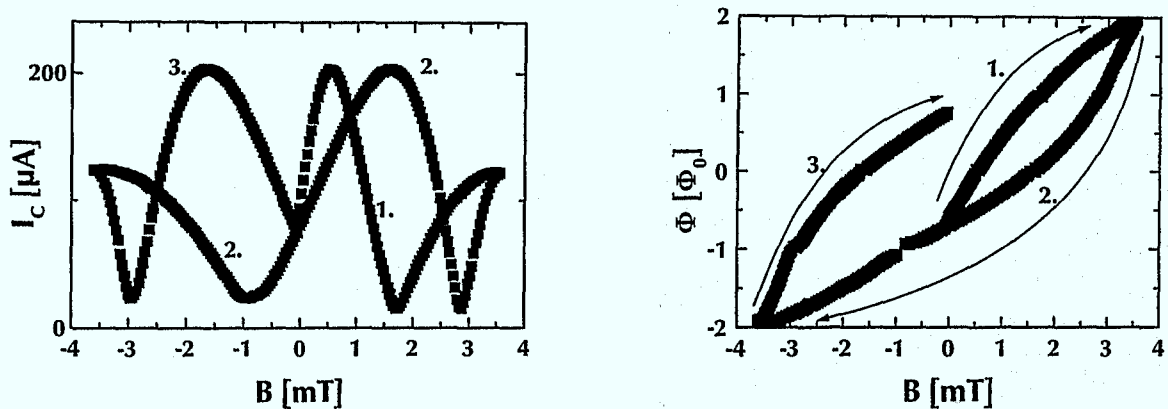


Abb. 12.7: Hysteresis im $I_C(B)$ -Muster der Probe KM02. Dieses SQUID zeigt im Vergleich zur Probe BIZ3601 sowohl eine kleinere Periode der I_C -Unterdrückung als auch eine stärkere Hysteresis.

Bei der Betrachtung der $I_C(B)$ -Muster fiel ein weiteres Merkmal auf, das die Leistungsfähigkeit des SQUIDs bei der Messung beeinträchtigen könnte: die recht stark ausgeprägte Hysteresis. So ergab sich bei der Probe BIZ3601 durch Variation der angelegten magnetischen Flußdichte von ± 8 mT eine Flußverschiebung δ_{Φ}^{JJ} von etwa einem halben Flußquant. Bei der Probe KM02 betrug die Flußverschiebung sogar $\delta_{\Phi}^{JJ} \approx 1,6\Phi_0$ bei einer Variation von $\Delta B = \pm 3,6$ mT. Dabei ist anzumerken, daß es sich dabei um eine Flußdifferenz in den Josephson-Kontakten handelte. Die hier beschriebene Hysteresis $\delta_{\Phi}^{JJ}/\Delta\Phi$ ist nicht mit dem in der Literatur verwendeten Hystereseparameter $\delta_{\Phi}/\Delta\Phi$ gleichzusetzen, der sich auf den von SQUID gemessenen Fehlerfluß bezieht³¹.

³¹Die Ursache für beide Arten von Hysteresis ist jedoch die gleiche. Sie beruht auf dem Eindringen von

Die hier beobachtete Hysterese kommt durch die Abnahme der Flußfokussierung in die Josephson-Kontakte mit zunehmendem Eindringen von Flußquanten in den Supraleiter zustande und ist somit mit der üblicherweise angegebenen Hysterese des SQUID-Signals in nicht trivialer Weise verknüpft. Daher kann aus diesen Messungen auch nicht der Hystereseparameter $\delta\Phi/\Delta\Phi$ abgeleitet werden.

Zur Vermeidung der Hysterese ist es erforderlich, ein Eindringen von Fluß in den Supraleiter möglichst zu vermeiden, z. B. durch Verwendung kleiner Linienbreiten der SQUID-Strukturen. Im Hinblick auf die Streufeld-Meßtechnik spielen die Auswirkungen der Hysterese jedoch eine untergeordnete Rolle, da das SQUID nicht kontinuierlich in stark wechselnden Feldern betrieben werden muß. Die zur Magnetisierung des Werkstücks benötigten Felder werden üblicherweise in diskreten Stufen eingestellt. So kann der Flußzustand im SQUID z. B. durch Heizen über T_C vor jeder Messung zurückgesetzt werden.

Für den Einsatz von dc SQUIDs in starken Magnetfeldern bleiben noch einige grundlegende Fragestellungen zu klären. Es ist jedoch anzumerken, daß die bislang hergestellten Proben, auch auf Einkristall-Basis, bereits im Feldversuch zur Bauwerksinspektion erfolgreich eingesetzt werden.

13 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden systematische Untersuchungen an HTS-dc SQUIDs durchgeführt. Eine der grundlegenden Motivationen war dabei die Tatsache, daß es unerklärte Diskrepanzen zwischen theoretisch vorhergesagten und experimentell bestimmten Werten für die Transferfunktion und das thermische Rauschen gab. Da beim Betrieb der HTS-dc SQUIDs die Anwesenheit starker thermischer Fluktuationen eine wichtige Rolle spielt, wurden systematische Studien in Abhängigkeit der natürlichen SQUID-Parameter Γ und L/L_{th} durchgeführt. Die Ergebnisse wurden verglichen mit einer neuen analytischen Theorie für dc SQUIDs im Grenzfall starker thermischer Fluktuationen, sowie mit neueren Simulationsrechnungen, die ebenfalls für den erweiterten Parameterbereich hinsichtlich Γ und L/L_{th} durchgeführt wurden. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung der Simulationsrechnungen mit der neuen analytischen Theorie im Grenzfall starker thermischer Fluktuationen. Die experimentellen Daten zeigten eine gute Reproduktion der Γ -Abhängigkeit der theoretischen Vorhersagen. Jedoch ergaben sich mit L/L_{th} zunehmende quantitative Abweichungen im Signal und Rauschen. Eine detaillierte Analyse ergab, daß dafür zum einen ein um etwa eine Größenordnung zu hohes Spannungsrauschen verantwortlich war. Zum anderen zeigte sich eine mit L/L_{th} ansteigende Diskrepanz in der Transferfunktion. Bei kleinen Induktivitäten wurde oftmals eine annähernde Übereinstimmung mit der Theorie beobachtet, während im Grenzfall starker Fluktuationen Abweichungen von etwa einer Größenordnung auftraten. Die Ursachen für diese Diskrepanzen konnten nicht vollständig aufgeklärt werden. Mögliche Einflüsse einer nicht vernachlässigbaren Asymmetrie der Kontakt-Parameter und des M_c Cumber-Parameters wurden durch Vergleichsmessungen an einem SQUID auf einem YSZ-Bikristall durchgeführt, die ein sehr kleines β_C und α aufwies. Die auch daran beobachtete, nur wenig kleinere Diskrepanz zeigte, daß der Einfluß von Asymmetrie und Kapazität eine eher untergeordnete Rolle spielt.

Im Zusammenhang mit den Messungen zu Signal und Rauschen der dc SQUIDs wurde deutlich, daß zum Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen eine präzise Bestimmung der SQUID-Parameter erforderlich ist. Dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit Methoden angewandt und vorgestellt, die die genaue Bestimmung der Kontakt-Parameter I_0, R und Γ sowie den schwieriger zugänglichen Induktivitäts-Parametern L und β_L ermöglichen. Durch Simulationsrechnungen Müllers wurde eine neue Methode zur Messung der Kontakt-Asymmetrie vorgeschlagen, die auf einer charakteristischen Verschiebung der Fluß-Spannungs-Charakteristik bei Vorzeichenwechsel des Speisestroms basiert.

Bei der Diskussion intrinsischer und extrinsischer Abweichungen vom Idealverhalten eines dc SQUIDs wurden zwei besondere Formen des SQUID-Betriebs untersucht: beim Ratschen-SQUID führt eine Asymmetrie der Josephson-Kontakte bei angelegtem Fluß zu einer dc Spannung bei ac Stromspeisung. Das Shapiro-SQUID ist ein dc SQUID, das unter Einstrahlung hochfrequenter Speiseströme auf einer höheren Shapirostufe betrieben wird. Eine neue analytische Theorie Chescas beschreibt die Abhängigkeit der Strom-Spannungscharakteristiken von

eingespeister HF-Leistung und angelegtem externen Fluß. Erste Messungen dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt, systematische Untersuchungen von Weiss *et al.* konnten eine sehr gute experimentelle Bestätigung für die Berechnungen Chescas liefern.

Eine Möglichkeit, die Empfindlichkeit von dc SQUIDs zu steigern wurde von Enpuku *et al.* vorgeschlagen. Durch resistives Kurzschließen der SQUID-Induktivität wird die Transferfunktion unabhängig von β_L . Dadurch lassen sich SQUIDs mit hoher Transferfunktion realisieren, obwohl sie zu hohe kritische Ströme oder Induktivitäten aufweisen. Durch Verwendung von Dünnschicht-Widerständen aus PdAu auf *in-situ*-Au-Kontaktierungen lassen sich wohldefinierte Dämpfungswiderstände parallel zur SQUID-Induktivität herstellen. An solchen SQUIDs konnten sowohl eine Erhöhung der Transferfunktion, als auch dessen Unabhängigkeit von β_L verifiziert werden. Rauschmessungen an solchen gedämpften SQUIDs ergaben, daß das Spannungsrauschen von nicht zu stark gedämpften SQUIDs nur unwesentlich zunimmt, so daß sich auch eine Verbesserung des Flußrauschens der SQUIDs ergibt.

Die Untersuchungen zum Signal und Rauschen wurden durch Beobachtungen zum $1/f$ -Rauschen ergänzt, die im näheren Umfeld der Arbeit gemacht wurden. Dabei wurden zum einen von Enpuku *et al.* postulierte Korrelationen zwischen I_0 -Fluktuationen und einem weißen Exzeßrauschen nur mit starken Einschränkungen nachvollzogen werden. Die Abbildung von Flußquanten als Rauschquellen in HTS-Filmen wurde anhand der LTSEM-Meßmethode vorgestellt. Die Messungen dazu wurden von Keil *et al.* an Proben durchgeführt, die im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden.

Zwei Anwendungsbeispiele unter Verwendung der hier präparierten Proben runden die Arbeit ab.

Die vorliegende Arbeit konnte einige wichtige Zusammenhänge bei der Fragestellung nach den Ursachen der Diskrepanzen zwischen theoretisch vorhergesagten und experimentell beobachteten Werten für Signal und Rauschen von HTS-dc SQUIDs aufzeigen. Eine vollständige Klärung bedarf der weiteren systematischen Untersuchung vieler möglicher Faktoren. Einige der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Proben besaßen jedoch bei $T = 77$ K hervorragende Werte der Energieauflösung sowohl im Weißen mit $\epsilon = 2 \times 10^{-31}$ J/Hz, als auch im niederfrequenten Bereich mit $\epsilon = 1,5 \times 10^{-30}$ J/Hz bei $f = 1$ Hz. Durch Verwendung eines Dämpfungswiderstandes konnte an einem SQUID mit $L = 260$ pH eine Energieauflösung im Weißen von $\epsilon = 10^{-29}$ J/Hz gemessen werden. Die Leistungsfähigkeit von dc SQUIDs auf der Basis von HTS ist demnach beim erreichten Stand der Technik für viele Arten von Anwendungen bereits ausreichend.

Anhang

Verwendete Größen, typische Einheiten, Normierungen und Definitionen

Tabelle A1: Naturkonstanten

Größe	Symbol	Einheit	Definition / Anmerkung	Wert
Boltzmann-Konstante	k_B	[J/K]		$k_B = 1,38066 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
Planck'sches Wirkungsquantum	h	[Js]		$h = 6,6262 \times 10^{-34} \text{ Js}$
Induktionskonstante	μ_0	[Vs/Am]		$\mu_0 = 1,2566 \times 10^{-6} \text{ Vs/Am}$
Elementarladung	e	[C]		$e = 1,60219 \times 10^{-19} \text{ C}$
Flußquant	Φ_0	[Vs]	$\Phi_0 = h/2e$	$\Phi_0 = 2,07 \times 10^{-15} \text{ Vs}$

Tabelle A2: Josephson-Kontakt-Parameter

Größe	Symbol	Einheit	Definition / Anmerkung	Normierung
kritischer Strom	I_0	[μA]		
Normalwiderstand	R	[Ω]		
$I_0 R$ -Produkt	$I_0 R$	[μV]		
kritische Stromdichte	j_C	[A/cm ²]		
spezifischer Widerstand	ρ_N	[Ωcm^2]		
Josephson-Kopplungsenergie	E_J		$E_J \equiv I_0 \Phi_0 / 2\pi$	
Rauschparameter	Γ		$\Gamma \equiv 2\pi k_B T / I_0 \Phi_0$	
Phasendifferenz	δ		über dem Josephson-Kontakt	

Tabelle A3: SQUID-Parameter

Größe	Symbol	Einheit	Definition / Anmerkung	Normierung
kritischer Strom	I_C	[μA]	$I_C \equiv I_{0_1} + I_{0_2}$	
Normalwiderstand	R_N	[Ω]	$1/R_N \equiv 1/R_1 + 1/R_2$	
SQUID-Induktivität	L	[pH]		
thermische Induktivität	L_{th}	[pH]	$L_{th} \equiv \Phi_0^2 / 4\pi k_B T$	$L_{th} \approx 320 \text{ pH}$ bei $T = 77\text{K}$
normierte Induktivität	L/L_{th}		$L/L_{th} = \Gamma \cdot \beta_L$	
Speisestrom	I_b	[μA]		$i \equiv I_b/I_0$
Rauschstrom	$I_{N_{1/2}}$	[μA]	$S_{IN}(f) = 4k_B T/R$	$i_{n_{1/2}} \equiv I_{N_{1/2}}/I_0$
externer Fluß	Φ_x	[Vs]		$\phi_x \equiv \pi \Phi_x / \Phi_0$
Abschirmparameter	β_L		$\beta_L \equiv 2LI_0/\Phi_0$	
M_c Cumber-Parameter	β_C		$\beta_C \equiv 2\pi I_0 R^2 C / \Phi_0$	
Parameter der I_C -Asymmetrie	α		$\alpha \equiv (I_{0_1} - I_{0_2}) / (I_{0_1} + I_{0_2})$	
Dämpfungswiderstand	R_D	[Ω]	parallel zur Induktivität	
Dämpfungsparameter	γ		$\gamma \equiv R/R_D$	

Tabelle A4: Signal und Rauschen

Größe	Symbol	Einheit	Definition / Anmerkung	Normierung
Transferfunktion	V_Φ	[$\mu\text{V}/\Phi_0$]	$V_\Phi \equiv \max \partial V/\partial \Phi _{I_b, \Phi_x}$	$v_\phi \equiv V_\Phi \cdot \Phi_0 / I_0 R$
Spannungsrauschen	$S_V(f)$	[V^2/Hz]		$s_v \equiv S_V \cdot 2\pi / I_0 R \Phi_0$
Flußrauschen	$S_\Phi(f)$	[Φ_0^2/Hz]	$S_\Phi \equiv S_V / V_\Phi^2$	$s_\phi \equiv s_v / v_\phi^2 \equiv S_\Phi \cdot 2\pi I_0 R / \Phi_0^3$
I_0 -Fluktuationen	$S_{I_0}(f)$	[A^2/Hz]		$s_{I_0} \equiv S_{I_0} / I_0^2$
R -Fluktuationen	$S_R(f)$	[R^2/Hz]		$s_R \equiv S_R / R^2$
effektive Fläche	A_{eff}	[mm^2]	$A_{eff} \equiv \partial \Phi / \partial B$	
Magnetfeld-Empfindlichkeit	$S_B^{1/2}(f)$	[$\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$]	$S_B^{1/2} \equiv S_\Phi^{1/2} / A_{eff}$	
Energieauflösung	ϵ	[J/Hz]	$\epsilon \equiv S_\Phi / 2L$	

Literatur

- [1] J. G. Bednorz und K. A. Müller, "Possible high-Tc superconductivity in the Ba-La-Cu-O system," *Z. Phys. B.* (64), p. 189, 1986.
- [2] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, N. Z. Huang, Y. Q. Wang und C. W. Chu, "Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure," *Phys. Rev. Lett.* (58), p. 908, 1987.
- [3] B. D. Josephson, "Possible new effects in superconductive tunneling," *Phys. Lett.* (1), p. 251, 1962.
- [4] B. D. Josephson, "Supercurrents through barriers," *Adv. Phys.* (14), p. 419, 1965.
- [5] K. K. Likharev und V. K. Semenov, "RSFQ Logic/Memory Family: A New Josephson-Junction Technology for Sub-Terahertz-Clock-Frequency Digital Systems," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (64), p. 3, 1991.
- [6] J. Beyer, D. Drung, F. Ludwig, T. Minotani und K. Enpuku, "Low-noise $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ single layer dc SQUID magnetometer based on bicrystal junctions with 30° misorientation angle," *Appl. Phys. Lett.* (72), p. 203, 1998.
- [7] R. Cantor, L. P. Lee, V. V. M. Teepe und J. Longo, "Low-Noise single-layer $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ dc SQUID magnetometers at 77K," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (5), p. 2927, 1995.
- [8] F. Dillmann, V. N. Glyantsev und M. Siegel, "Performance of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ direct current SQUIDS with high-resistance step-edge junctions," *Appl. Phys. Lett.* (69), p. 1948, 1996.
- [9] V. N. Glyantsev, Y. Tavrín, W. Zander, J. Schubert und M. Siegel, "The stability of dc and rf SQUIDS in static ambient fields," *Supercond. Sci. Technol.* (9), p. A105, 1996.
- [10] E. Dantsker, F. Ludwig, R. Kleiner, J. Clarke, M. T. and L. P. Lee, N. M. Alford und T. Button, "Addendum: Low noise $YBa_2Cu_3O_{7-x} - SrTiO_3 - YBa_2Cu_3O_{7-x}$ multilayers for improved superconducting magnetometers," *Appl. Phys. Lett.* (67), p. 725, 1995.
- [11] D. Drung, F. Ludwig, W. Müller, U. Steinhoff, L. Trahms, Y. Q. Shen, M. B. Jensen, P. Vase, T. Holst, T. Freltoft und G. Curio, "Integrated $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ magnetometers for biomagnetic measurements," *Appl. Phys. Lett.* (68), p. 1421, 1996.
- [12] F. Ludwig, D. Koelle, E. Dantsker, D. Nemeth, A. Miklich, J. Clarke und R. Thomson, "Low-Noise $YBa_2Cu_3O_{7-x} - SrTiO_3 - YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Multilayers for Improved Magnetometers," *Appl. Phys. Lett.* (66), p. 373, 1995.
- [13] R. Scharnweber und M. Schilling, "A new concept for integrated $YBa_2Cu_3O_7$ magnetometers," *IEEE Trans Appl. Supercond.* (7), p. 3485, 1997.
- [14] Y. Zhang, W. Zander, J. Schubert, F. Rüders, H. Soltner, M. Banzet, N. Wolters, X. H. Zeng und A. I. Braginski, "Operation of high sensitivity radio frequency quantum interference device magnetometers with superconducting coplanar resonators at 77 K," *Appl. Phys. Lett.* (71), p. 704, 1997.
- [15] R. Kleiner, 1996. Unveröffentlicht.

- [16] D. Koelle, R. Kleiner, F. Ludwig, E. Dantsker und J. Clarke, "High-Transition Temperature Superconducting QUantum Interference Devices," *Rev. Mod. Phys.* (71), Nr. 3, p. 631, 1999.
- [17] K. Enpuku, G. Tokita, T. Maruo und T. Minotani, "Parameter dependencies of characteristics of a high-T_c dc superconducting quantum interference device," *J. Appl. Phys.* (78), p. 3498, 1995.
- [18] B. Chesca, "Analytic theory of dc SQUIDS operating in the presence of thermal fluctuations," *J. Low Temp. Phys.* (112), p. 165, 1998.
- [19] B. Chesca, "The effect of thermal noise on the operation of dc SQUIDS at 77K – a fundamental analytical approach," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (9), 1999. In Druck.
- [20] K. Barthel, D. Koelle, B. Chesca, A. I. Braginski, A. Marx, R. Gross und R. Kleiner, "Transfer function and thermal noise of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dc SQUIDS operated under large thermal fluctuations," *Appl. Phys. Lett.* (74), p. 2209, 1999.
- [21] I. Zapata, R. Bartussek, F. Sols und P. Hänggi, "Voltage Rectification by a SQUID Ratchet," *Phys. Rev. Lett.* (77), p. 2292, 1996.
- [22] B. Chesca, "The effect of thermal noise on the I-V curve of high inductance dc SQUIDS in the presence of microwave radiation," 1999. Zur Veröffentlichung eingereicht bei J. Low Temp. Phys.
- [23] K. Enpuku, H. Doi, G. Tokita und T. Maruo, "Method for improving voltage modulation depth of high T_c dc SQUID with large inductance," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (5), p. 2762, 1995.
- [24] R. C. Jaklevic, J. Lambe, A. H. Silver und J. E. Mercereau, "Quantum interference effects in Josephson tunneling," *Phys. Rev. Lett.* (12), p. 159, 1964.
- [25] B. S. Deaver und W. M. Fairbank, "Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders," *Phys. Rev. Lett.* (7), p. 43, 1961.
- [26] R. Doll und M. Näbauer, "Experimental Proof of Magnetic Flux Quantization in a Superconducting Ring," *Phys. Rev. Lett.* (7), p. 51, 1961.
- [27] R. Cantor, "DC SQUIDS: Design, optimization and practical applications," in *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications* (H. Weinstock, Hrsg.), NATO ASI Series, p. 179, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1996.
- [28] G. M. Daalmans, "HTS dc SQUIDS for practical applications," *Appl. Supercond.* (3), p. 399, 1995.
- [29] A. I. Braginski, H.-J. Krause und J. Vrba, "SQUID Magnetometers," in *Superconducting Devices* (M. Francombe und P. Broussard, Hrsg.), Handbook of thin film devices: frontiers of research, technology and applications, Academic Press, San Diego, 1999. Zur Veröffentlichung eingereicht.
- [30] W. C. Stewart, "Current-voltage characteristics of Josephson junctions," *Appl. Phys. Lett.* (12), p. 277, 1968.
- [31] D. E. McCumber, "Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of Josephson junctions," *J. Appl. Phys.* (39), p. 3113, 1968.
- [32] F. R. Bömmel, *Optimierung von supraleitenden Quanteninterferometern zum Messen kleinster magnetischer Felder*. Dissertation, Universität Erlangen, 1993.
- [33] V. Ambegaokar und B. I. Halperin, "Voltage due to thermal noise in the dc Josephson effect," *Phys. Rev. Lett.* (22), p. 1364, 1969.

- [34] E. Sodtke, "Smoluch," 1994. Programm zum Fitten und Berechnen rauschverrundeter I-V Kennlinien von Einzelkontakten in C.
- [35] C. D. Tesche und J. Clarke, "DC SQUID: noise and optimization," *J. Low Temp. Phys.* (29), p. 310, 1977.
- [36] D. Koelle, A. Miklich, F. Ludwig, E. Dantsker, D. Nemeth und J. Clarke, "dc SQUID Magnetometers from Single Layers of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$," *Appl. Phys. Lett.* (63), p. 2271, 1993.
- [37] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart und F. K. LeGoues, "Orientation dependence of grain-boundary critical currents in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Bicrystals," *Phys. Rev. Lett.* (61), p. 219, 1988.
- [38] R. Gross, "Interfaces in High-Tc Superconducting Systems," in *Grain boundary Josephson junctions in the high temperature superconductors* (S. L. Shinde und D. A. Rudman, Hrsg.), p. 176, Springer-Verlag, New York, 1994.
- [39] R. H. Koch, 1994. Unveröffentlicht.
- [40] M. N. Keene, J. S. Satchell, S. W. Goodyear, R. G. Humphreys, J. A. Edwards, N. G. Chew und K. Lander, "Low noise HTS gradiometers and magnetometers constructed from $YBa_2Cu_3O_{7-x}/PrBa_2Cu_3O_{7-y}$ thin films," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (5), p. 2923, 1995.
- [41] V. Foglietti, R. H. Koch, J. Z. Sun, R. B. Laibowitz und W. J. Gallagher, "Characterizing, modeling, and optimizing high-Tc superconducting quantum interference devices," *J. Appl. Phys.* (77), p. 378, 1995.
- [42] L. Kalashnik, A. Kyslov, I. O. Kulik, E. M. Lifshitz, K. V. Maslov und A. A. Motornaya, "The effect of fluctuation on the electromagnetic properties of Josephson tunnel contacts," *Journal of Technical Physics.* (XLII), Nr. 6, p. 1296, 1972.
- [43] T. Ryhänen, H. Seppä, R. Ilmoniemi und J. Knuutila, "SQUID Magnetometers for Low-Frequency Applications," *Phys. Rev. Lett.* (22), p. 1364, 1969.
- [44] B. Chesca, 1999. Private Mitteilung.
- [45] G. Deutscher und K. A. Müller, "Origin of superconductive glassy state and extrinsic critical currents in high-Tc oxides," *Phys. Rev. Lett.* (59), p. 1745, 1987.
- [46] J. Gao, W. A. M. Aarnink, G. J. Gerritsma und H. Rogalla, "Controlled preparation of all high-Tc SNS-type edge junctions and dc SQUIDS," *Physica C.* (171), p. 126, 1990.
- [47] J. Gao, Y. Boguslavskij, B. B. Klopman, D. Terpstra, D. Wijbrans, G. J. Gerritsma und H. Rogalla, "YBCO/PrBCO/YBCO Josephson ramp junctions," *J. Appl. Phys.* (72), p. 525, 1992.
- [48] R. Gross, L. Alff, A. Beck, O. Froehlich, D. Koelle und A. Marx, "Physics and Technology of High Temperature Superconducting Josephson Junctions," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (7), p. 2929, 1997.
- [49] M. I. Faley, U. Poppe, K. Urban, H.-J. Krause, H. Soltner, R. Hohmann, D. Lomparski, R. Kutzner, R. Wördenweber, H. Bousack, A. I. Braginski, V. Y. Slobodchikov, A. V. Gapelyuk, V. V. Khanin und Y. V. Maslennikov, "DC-SQUID magnetometers and gradiometers on the basis of quasiplanar ramp-type Josephson junctions," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (7), p. 3702, 1995.

- [50] P. Chaudhari, J. Mannhart, D. Dimos, C. C. Tsuei, C. C. Chi, M. M. Opreysko und M. Scheuermann, "Direct measurement of the superconducting properties of single grain boundaries in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$," *Phys. Rev. Lett.* (60), p. 1653, 1988.
- [51] J. Mannhart, P. Chaudhari, D. Dimos, C. C. Tsuei und T. R. McGuire, "Critical currents in [001] grains and across their tilt boundaries in $YBa_2Cu_3O_7$ films," *Phys. Rev. Lett.* (61), p. 2476, 1988.
- [52] R. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos, A. Gupta und G. Koren, "Thermally activated phase slippage in high- T_c grain-boundary Josephson junctions," *Phys. Rev. Lett.* (64), p. 228, 1990.
- [53] R. Gross, P. Chaudhari, M. Kawasaki und A. Gupta, "Scaling behavior in electrical transport across grain boundaries in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ superconductors," *Phys. Rev. B.* (42), p. 10735, 1990.
- [54] R. Gross und B. Mayer, "Transport processes and noise in $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ grain boundary junctions," *Physica C.* (180), p. 235, 1991.
- [55] R. Simona, J. B. Bulman, J. F. Burch, S. B. Coons, K. P. Daly, W. D. Dozier, R. Hu, A. E. Lee, J. A. Luine, C. E. Platt und M. J. Zani, "Engineered HTS microbridges," *IEEE Trans. Magn.* (MAG-27), p. 3209, 1991.
- [56] Z. G. Ivanov, P. Å. Nilsson, D. Winkler, J. A. Alarcoand, T. Claeson, E. A. Stepantsov und A. Y. Tzalenchuk, "Weak links and dc-SQUIDS on artificial nonsymmetric grain boundaries in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$," *Appl. Phys. Lett.* (59), p. 3030, 1991.
- [57] R. Gross und D. Koelle, "Low Temperature Scanning Electron Microscopy of Superconducting Thin Films and Josephson Junctions," *Rep. Prog. Phys.* (57), p. 651, 1994.
- [58] R. Gross, A. B. L. Alff and, O. M. Froehlich, R. Gerber, R. Gerdemann, A. Marx, B. Mayer und D. Koelle, "On the Nature of High- T_c Josephson Junctions - Clues from Noise and Spatially Resolved Analysis," *Proceedings of 2nd Workshop on HTS Applications and New Materials.* p. 8, 1995.
- [59] M. Kawasaki, P. Chaudari und A. Gupta, "1/f Noise $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ superconducting bicrystal grain-boundary junctions," *Phys. Rev. Lett.* (68), p. 1065, 1992.
- [60] R. H. Koch, W. Eidelloth, B. Oh, R. P. Robertazzi, S. A. Andrek und W. J. Gallagher, "Identifying the source of 1/f noise in SQUIDS made from high-temperature superconductors," *Appl. Phys. Lett.* (60), p. 507, 1992.
- [61] A. Marx, L. Alff und R. Gross, "Correlation of critical current and resistance fluctuations in bicrystal grain boundary Josephson junctions," *Appl. Phys. Lett.* (67), p. 1929, 1995.
- [62] R. H. Koch, J. Clarke, W. M. Goubau, J. M. Martinis, C. M. Pegrum und D. J. V. Harlingen, "Flicker (1/f) noise in tunnel junction dc SQUIDS," *J. Low Temp. Phys.* (51), p. 207, 1983.
- [63] V. Foglietti, W. J. Gallagher, M. B. Ketchen, A. W. Kleinsasser, R. H. Koch, S. I. Raide und R. L. Sandstrom, "Low-frequency noise in low 1/f noise dc SQUIDS," *Appl. Phys. Lett.* (49), p. 1393, 1986.
- [64] M. J. Ferrari, M. Johnson, F. Wellstood, J. Clarke, P. Rosenthal, R. Hammond und M. Beasley, "Magnetic flux noise in thin-film rings of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$," *Appl. Phys. Lett.* (53), p. 695, 1988.

- [65] T. Shaw, J. Clarke, R. B. van Dover and L. F. Schneemeyer and A. E. White, "Effects of 3.1 MeV proton and 1 GeV Au ion irradiation on the magnetic flux noise and critical current of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$," *Phys. Rev. B.* (54), p. 1541, 1996.
- [66] A. H. Miklich, D. Koelle, E. Dantsker, D. Nemeth, J. Kingston, R. Kroman und J. Clarke, "Bicrystal YBCO dc SQUIDS with Low Noise," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (3), p. 2434, 1993.
- [67] M. J. Ferrari, M. Johnson, F. Wellstood, J. Clarke, A. Inam, X. Wu, L. Nazar und T. Venkatesan, "Low magnetic flux noise observed in laser-deposited in situ films of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ and implications for high-Tc SQUIDS," *Nature.* (341), p. 723, 1989.
- [68] M. J. Ferrari, J. Kingston, F. Wellstood und J. Clarke, "Flux noise from superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ flux transformers," *Appl. Phys. Lett.* (58), p. 1106, 1991.
- [69] M. J. Ferrari, M. Johnson, F. Wellstood, J. Kingston, T. Shaw und J. Clarke, "Magnetic flux noise in copper oxide superconductors," *J. Low Temp. Phys.* (94), p. 15, 1994.
- [70] D. Koelle, R. Kleiner, F. Ludwig, A. Miklich, E. Dantsker und J. Clarke, "Asymmetric $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ dc SQUID: A Three Terminal Device with Current Gain at 77K," *Appl. Phys. Lett.* (66), p. 640, 1995.
- [71] S. Keil, R. Straub, R. Gerber, R. P. Huebener, D. Koelle, R. Gross und K. Barthel, "Imaging of Vortices and $1/f$ -Noise Sources in YBCO dc SQUIDS Using Low-Temperature Scanning Electron Microscopy," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (9), 1999. In Druck.
- [72] D. Koelle, R. Gross, S. Keil, R. Straub, M. Fischer, M. Peschka, R. P. Huebener und K. Barthel, "Low-Frequency Noise in YBCO dc SQUIDS and Vortex Imaging by Low-Temperature Scanning Electron Microscopy," *Extended Abstracts of 7th International Superconductive Electronics Conference (ISEC'99)*. 1999. Zur Veröffentlichung eingereicht.
- [73] S. E. Russek, S. C. Sanders, A. Roshko und J. W. Ekin, "Surface degradation of superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ thin films," *Appl. Phys. Lett.* (64), p. 3649, 1994.
- [74] S. E. Russek, S. C. Sanders, C. C. Clickner und J. W. Ekin, "Degradation of YBCO surfaces during in-situ processing," *Applied Superconductivity Conference (ASC'96)*. 1996. Unveröffentlicht.
- [75] S. Keil, 1999. Private Mitteilung.
- [76] E. Dantsker, S. Tanaka, P. Å. Nilsson, R. Kleiner und J. Clarke, "Reduction of $1/f$ noise in high-Tc dc superconducting quantum interference devices cooled in an ambient magnetic field," *Appl. Phys. Lett.* (69), p. 4096, 1996.
- [77] B. Oelze, "Meßknecht." Programm zur Meßdatenerfassung in Turbo-Pascal.
- [78] M. Seitz, *Phasenkohärenzeffekte in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Dünnschicht-Josephsonkontakten – Ein Vergleich der elektrischen Eigenschaften von unterschiedlich präparierten Josephsonkontakten*. Dissertation, Universität Erlangen, 1994.
- [79] L. Alff, S. Kleefisch, U. Schoop, M. Zittartz, T. Kemen, T. Bauch, A. Marx und R. Gross, "Andreev Bound States in High Temperature Superconductors," *Eur. Phys. J. B.* (5), p. 423, 1998.
- [80] J. Schambach, H. G. Meyer, L. Warzemann, P. Weber, K. Blüthner, G. M. Daalmans, F. Bömmel und D. Uhl, "Analytical calculation of the I - V characteristics of SQUIDS with parasitic elements," *Supercond. Sci. Technol.* (9), p. 617, 1996.

- [81] J. Müller, In Vorbereitung. Diplomarbeit.
- [82] G. Hildebrandt und F. H. Uhlmann, "Inductance calculation for integrated superconducting structures by minimizing free energy," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (5), p. 2766, 1996.
- [83] D. Grundler, B. David und O. Doessel, "Experimental investigation of the kinetic inductance in $YBa_2Cu_3O_7$ square washer superconducting quantum interference devices," *J. Appl. Phys.* (77), p. 5273, 1996.
- [84] M. Roth, *Bestimmung der Induktivitäten von Grundelementen für RSFQ-Schaltungen*. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1995.
- [85] J. M. Jaycox und M. B. Ketchen, "Planar coupling scheme for ultra low noise dc SQUIDs," *IEEE Trans. Magn.* (17), p. 400, 1981.
- [86] H. Fuke, K. Saitoh, T. Utagawa und Y. Enomoto, "Estimation of inductance for HTS dc SQUIDs in coplanar waveguide," *Jpn. J. Appl. Phys.* (35), p. L1582, 1996.
- [87] P. Rosenthal, M. R. Beasley, K. Char, M. S. Colclough und G. Zaharchuk, "Flux focusing effects in planar thin-film grain-boundary Josephson junctions," *Appl. Phys. Lett.* (59), p. 3482, 1991.
- [88] A. Barone und G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*. John Wiley & Sons, 1982.
- [89] O. M. Froehlich, H. Schulze, A. Beck, B. Mayer, L. Alff, R. Gross und R. P. Huebener, "Analysis of the critical current density in grain boundary Josephson junctions on a nanometer scale," *Appl. Phys. Lett.* (66), p. 2289, 1995.
- [90] M. Vaupel, G. Ockenfuß und R. Wördenweber, "Optimization and Magnetic Field Behavior of Submicron YBCO Step-Edge Junctions," in *Proceedings of the 3rd HTS-Workshop on Digital Applications, Josephson Junctions and 3-Terminal Devices*, p. 169, Enschede, 1996.
- [91] A. Marx, *Niederfrequentes 1/f-Rauschen von Josephson-Kontakten aus Hochtemperatur Supraleitern*. Dissertation, Universität Tübingen, 1996.
- [92] C. P. Foley, R. Driver, S. K. Lam, Y. Wilson, B. Sankrithyan und E. E. Mitchell, "Trimming and Stability of YBCO Josephson Junctions and Microbridges," *Applied Superconductivity, Proceedings of the 3. European Conference on Applied Superconductivity*. (1), p. 507, 1997.
- [93] Y. Zhang, D. F. He, N. Wolters, R. Otto, K. Barthel, X. H. Zeng, H. R. Yi, H.-J. Krause, A. I. Braginski und M. I. Faley, "Radio Frequency Bias Current Scheme for dc Superconducting Quantum Interference Device," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (9), 1999. In Druck.
- [94] K. Enpuku, "Voltage Versus Flux Relation of High T_c DC Superconducting Quantum Interference Device with Different Inductances," *Jpn. J. Appl. Phys.* (32), p. L1407, 1993.
- [95] K. Enpuku, T. Minotani, F. Shirashi, A. Kandori und S. Kawakami, "High T_c dc SQUID utilizing bicrystal junctions with 30 degree misorientation angle," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (9), 1999. In Druck.
- [96] S. Schöne, M. Mück, G. Thummes und C. Heiden, "Investigation of the response of superconducting quantum interference devices to temperature variation," *Rev. Sci. Instrum.* (68), p. 85, 1997.

- [97] S. Shapiro, "Josephson currents in superconducting tunneling: The effect of microwaves and other observations," *Phys. Rev. Lett.* (11), p. 80, 1963.
- [98] R. H. Koch, V. Foglietti, J. R. Rozen, K. G. Stawiasz, M. B. Ketchen, D. K. Lathrop, J. Z. Sun und W. J. Gallagher, "Effects of radio frequency radiation on the dc SQUID," *Appl. Phys. Lett.* (65), p. 100, 1994.
- [99] H. Nakamura, J. Chen, T. Ogawa und T. Yamashita, "White-noise Properties of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Grain-boundary dc Superconducting Quantum Interference Devices," *Jpn. J. Appl. Phys.* (34), p. L1448, 1995.
- [100] S. Weiss, K. Barthel, J. Müller, D. Koelle und R. Gross, 1999. Veröffentlichung in Vorbereitung.
- [101] F. Falo, P. J. Martínez, J. J. Mazo und S. Cilla, "Ratchet potential for fluxons in Josephson-junction arrays," *Europhys. Lett.* (45), p. 700, 1999.
- [102] J. Luczka, T. Czernik und P. Hänggi, "Symmetric white noise can induce directed current in ratchets," *Phys. Rev. E.* (56), p. 3986, 1997.
- [103] I. Zapata, J. Luczka, F. Sols und P. Hänggi, "Tunneling Center as a Source of Voltage Rectification in Josephson Junctions," *Phys. Rev. Lett.* (80), p. 829, 1998.
- [104] S. Weiss, D. Koelle, R. Gross, B. Chesca, K. Barthel und A. I. Braginski, "Microwave irradiated direct current superconducting quantum interference devices at large thermal fluctuations - theory and experiments," 1999. Zur Veröffentlichung eingereicht bei Appl. Phys. Lett.
- [105] K. Enpuku, K. Sueoka, K. Yoshida und F. Irie, "Effect of damping resistance on voltage versus flux relation of a dc SQUID with large inductance and critical current," *J. Appl. Phys.* (57), p. 1691, 1985.
- [106] K. Enpuku, Y. Shimomura und T. Kisu, "Effect of thermal noise on the characteristics of a high T_c superconducting quantum interference device," *J. Appl. Phys.* (73), p. 7929, 1993.
- [107] D. J. Kang, W. E. Booij, M. G. Blamire und E. J. Tarte, "Performance of high- T_c superconducting quantum interference devices with resistively shunted inductances," *Appl. Phys. Lett.* (73), p. 3929, 1998.
- [108] E. J. Tarte, D. J. Kang, W. E. Booij, P. D. Coleman, A. Moya, F. Baudenbacher, S. H. Moon und M. G. Blamire, "Improvement of High T_c SQUID performance using an integrated resistor," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (9), 1999. In Druck.
- [109] F. Ludwig, E. Dantsker, D. Koelle, R. Kleiner, A. H. Miklich und J. Clarke, "Multilayer Magnetometers Based on High- T_c SQUIDs," *Applied Superconductivity.* (3), p. 383, 1995.
- [110] M. Fardmanesh, 1999. Private Mitteilung.
- [111] P. Selders, A. Castellanos, M. Vaupel und R. Wördenweber, "Observation of and reduction by vortex lattice matching in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ thin films and RF-SQUIDS with regular arrays of antidots," *Applied Superconductivity.* (5), p. 269, 1998.
- [112] S. Schöne, M. Mück und C. Heiden, "Reduction of low frequency excess noise in superconducting quantum interference devices by applying high-frequency magnetic fields," *Appl. Phys. Lett.* (68), p. 859, 1996.

- [113] J. Gail, M. Mück und C. Heiden, "Depinning of Single Vortices in Niobium Thin Film dc SQUID by rf Demagnetisation," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (9), 1999. In Druck.
- [114] M. I. Faley, U. Poppe, K. Urban, E. Zimmermann, W. Glaas, H. Halling, M. Bick, H.-J. Krause, D. N. Paulson, T. Starr und R. L. Fagaly, "Operation of HTS dc-SQUID Sensors in High Magnetic Fields," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (9), 1999. In Druck.
- [115] J. P. Wikswo, "The magnetic inverse problem for NDE," in *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications* (H. Weinstock, Hrsg.), NATO ASI Series, p. 629, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1996.
- [116] J. C. Moulder und T. E. Capobianco, "Detection and sizing of surface flaws with a SQUID-based eddy current probe," *Journal of Research of the National Bureau of Standards.* (9), p. 27, 1987.
- [117] M. v. Kreutzbruck, J. Tröll, M. Mück, C. Heiden und Y. Zhang, "Experiments on eddy current NDE with HTS rf SQUIDS," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (7), p. 3279, 1997.
- [118] H.-J. Krause, Y. Zhang, R. Hohmann, M. Grünekle, M. I. Faley, D. Lomparski, M. Maus, H. Bousack und A. I. Braginski, "Eddy current aircraft testing with mobile HTS-SQUID gradiometer system," in *Proceedings of the European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS'97)* (H. Rogalla und D. H. A. Blank, Hrsg.), vol. 158 of *Inst. Phys. Conf. Ser.*, p. 775, 1997.
- [119] G. Sawade, H.-J. Krause und U. Gampe, "Non Destructive Examination of Prestressed Tendons by the Magnetic Stray Field Method," in *Proceedings of the 7th international conference on Structural Faults and Repair - 97* (M. T. Forde, Hrsg.), p. 401, Engineering Technical Press, Edinburgh, 1997.
- [120] G. Sawade, U. Gampe und H.-J. Krause, "Non Destructive Examination of Prestressed Tendons by the Magnetic Stray Field Method," in *Proceedings of the 4th Conference on Engineering Structural Integrity Assessment*, 1999. In Druck.
- [121] E. Zimmermann, G. Brandenburg, U. Clemens, H. Rongen, H. Hallig, H.-J. Krause, R. Hohmann, H. Soltner, D. Lomparski, M. Grünekle, K.-D. Husemann, H. Bousack und A. I. Braginski, "HTS-SQUID Magnetometer with Digital Feedback Control for NDE Applications," in *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation* (D. O. Thompson und D. E. Chimenti, Hrsg.), p. 2129, New York: Plenum Press, 1997.
- [122] R. H. Koch, W. J. Gallagher, B. Bumble und W. Y. Lee, "Low-noise thin-film TlBaCaCuO dc SQUIDS operated at 77 K," *Appl. Phys. Lett.* (54), p. 951, 1989.
- [123] J. Z. Sun, W. J. Gallagher und R. H. Koch, "Initial-vortex-entry-related magnetic hysteresis in thin-film SQUID magnetometers," *Phys. Rev. B.* (50), p. 13664, 1994.
- [124] T. R. Clem, J. W. Purpura, R. F. Wiegert und W. L. Goodman, "Nonlinear response of low temperature superconducting thin film gradiometer sense loops," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (3), p. 1848, 1993.
- [125] J. W. Purpura, "High-Temperature Superconducting Pickup-Loop Hysteresis for Magnetometer and Gradiometer Configurations," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (9), 1999. In Druck.
- [126] M. I. Faley, U. Poppe, K. Urban, H. Hilgenkamp, H. Hennes, W. Aarnink, J. Flokstra und H. Rogalla, "Noise properties of direct current SQUIDS with quasipolar YBCO Josephson junctions," *Appl. Phys. Lett.* (67), p. 2087, 1995.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, mich bei all denjenigen zu bedanken, die für das Gelingen dieser Arbeit eine große Hilfe waren.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Dr. habil. Dieter Kölle für seine hervorragende Betreuung dieser Arbeit. Seine stete Bereitschaft zur Diskussion, die intensive Auseinandersetzung mit allen Aspekten der Arbeit, insbesondere auch in kritischen Phasen sowie seine große Begeisterungsfähigkeit für die angewandte Supraleitung waren eine großartige Unterstützung in allen Belangen.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Rudolf Groß, der sich freundlicherweise spontan bereit erklärte, das Referat für diese Arbeit zu übernehmen und diese auch mit Interesse verfolgt und gefördert hat. Insbesondere möchte ich auch für die unkomplizierte und reibungslose Abwicklung des Promotionsverfahrens danken.

Ich danke dem Korreferenten Herrn Priv. Doz. Roger Wördenweber für die überaus kurzfristige Bereitschaft, sich dieser Arbeit anzunehmen.

Prof. Alex Braginski danke ich für die Unterstützung und für die Schirmherrschaft über meine Arbeiten am Forschungszentrum Jülich. Seine kritische und anregende Diskussion begleitete diese Promotion in allen Phasen.

Dessen Nachfolger, Priv. Doz. Norbert Klein danke ich für das Interesse und die Unterstützung für diese Arbeit.

Prof. Christoph Heiden danke ich für die Einführung in das interessante Gebiet der angewandten Supraleitung zu Zeiten meiner Diplomarbeit. Er war es, der mir den Weg nach Jülich wies, was es mir ermöglichte, diese Arbeit durchzuführen.

Für die Betreuung auf der technologischen Seite möchte ich Frau Dr. Regina Dittmann ganz herzlich danken. Ihre souveräne und kompetente Anleitung versetzten mich in die Lage, die zur Herstellung der Proben erforderliche Technologie erfolgreich einzusetzen. Sie war in allen Fragen eine stets hilfsbereite Ansprechpartnerin.

Für die anfängliche Betreuung meiner Arbeit möchte ich Herrn Dr. Erik Sodtke danken. Auch er war stets ein guter Ansprechpartner und förderte die Arbeit durch viele anregende Diskussionen.

Aus dem Kreis meiner Jülicher Kollegen bin ich folgendenden Personen zu Dank verpflichtet: für Unterstützung an der Laser-Ablation mit Rat und Tat: Dr. Stefan Beuven, Dr. Achim Engelhardt und Jan-Klaas Heinssohn sowie Dr. J. Schubert und W. Zander. Für Diskussion und Hilfe in technologischen Fragen: Oliver Harnack, Clemens Weber und Dr. Cornelia Horstmann. Für Rat und Tat bei meßtechnischen Fragen: Dr. Bernd Oelze, Dr. Bernhard Ruck und Prof. Yi Zhang sowie Xiang-Hui Zeng, Jörg Borgmann und anfänglich auch Dr. Frank Dillmann. Für viele gute Diskussionen danke ich weiterhin Dr. Michael Siegel, Dr. Alexander Klushin, Dr. Marian Darula, Priv. Doz. Roger Wördenweber und Prof. Mehdi Fardmanesh. Für die Zusammenarbeit bei der Bauwerksinspektion danke ich Dr. H.-J. Krause, M. Banzet und Herrn W. Wolf.

Unter meinen Kölner Kollegen gilt mein besonderer Dank Stefan Weiss für die große Hilfe bei vielen Messungen und für die vielen anregenden Diskussionen. Dr. Achim Marx danke ich für die Einführung in die Messungen mit dem LTS-Picovoltmeter. Für viele große und kleine Hilfen bei den Messungen in Köln danke ich Jochen Müller, Thilo Bauch, Stephan Kleefisch, Frank Herbstritt, Stefanie Meyer und

vielen anderen.

Für die Unterstützung auf theoretischer Seite danke ich Dr. Boris Chesca für die interessanten Diskussionen über die analytische Theorie der dc SQUIDS und seine stets gute Zusammenarbeit sowie Priv. Doz. Reinhold Kleiner für die numerischen Simulationen und die gute Zusammenarbeit.

Des weiteren danke ich Stephan Keil und Rainer Straub aus Tübingen für die nette Zusammenarbeit bei den LTSEM-Proben, Dr. Marc v. Kreuzbruck, Dr. habil. Michael Mück und Jost Gail aus Gießen sowie Gabriel Daalmans, Dr. Ludwig Bär und Dr. Lars Ferchland der Arbeitsgruppe SIEMENS Erlangen für manch anregende Diskussion.

Für zahlreiche technische Hilfestellungen und Dienstleistungen in Jülich möchte ich mich bedanken: für die Herstellung der Masken bei Frau Mona Nonn und Frau K. Barthels; im Bereich Anlagen: Dr. R. Lehmann, B. Hermanns, G. Pickartz und S. Bunte; im Bereich Reinraum: F. J. Schroeteler, J. Müller, J. Zillikens, D. Vukelić; stellvertretend für die Elektronik-Werkstatt Herrn R. Otto und für die Feinmechanik-Werkstatt Herrn H. M. Schwan. Für die stets freundliche Hilfsbereitschaft in Fragen der Verwaltung danke ich Frau M. Gruber, Herrn H.-B. Ix und P.-H. Müller sowie im Bereich Bürokommunikation Frau N. Fuchs, I. Krüger und I. Schumacher.

Ebenso bedanken möchte ich mich beim technischen Personal des II. Physikalischen Instituts der Universität zu Köln für die Unterstützung während meiner dortigen Messungen.

Ich danke des weiteren allen, die mir geholfen haben, über das Gebiet der Supraleitung hinaus meinen Horizont zu erweitern: Herrn Dr. med. Wolfram Otto und Prof. Jack Scott für die interessante Zusammenarbeit im Bereich der Rheumatologie, Herrn Stefan Scharein für spannende Diskussionen zum HERA-B Experiment sowie Herrn Dr. Ing. Jochen Deuse für die Exkursionen in die Klassifizierung von Bauteilen auf der Basis selbstorganisierender Karten. Ich danke meinen Freundeskreisen in Gießen, Erlangen und andernorts, die mir stets die Treue hielten.

Diejenigen, die ich in meinen Danksagungen nicht namentlich bedacht habe, bitte ich um Nachsicht.

Schließlich möchte ich mich bei all denen bedanken, die mich in den vergangenen Jahren unterstützt und gefördert haben. An erster Stelle gilt hier mein Dank Herrn Hanns Schumann für langjährige Unterstützung. Weiterhin danke ich der Wilhelm Heinrich Heraeus- und Else Heraeus-Stiftung für den Studienförderpreis der Physik sowie dem Stifterverein des VAC für die Verleihung der Friedrich v. Klinggräff-Medaille.

Ich danke meiner lieben Freundin Sylvia Richter, die mir in guten wie in schwierigen Zeiten stets zur Seite stand.

Meinen Eltern danke ich von ganzem Herzen für die unermüdliche Unterstützung während meines gesamten Studiums!

Forschungszentrum Jülich



Jül-3711
November 1999
ISSN 0944-2952