

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
M.Sc. Fabienne Bauer
aus Worms

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Juli 2022

**Rauscharme Stromsensor-dc-SQUIDs mit
Impedanzanpassung für metallische magnetische
Kalorimeter**

Gutachter: Prof. Dr. Sebastian Kempf
Prof. Dr. Ulrich Schmidt

In der vorliegenden Arbeit wird die Entwicklung und Herstellung von dc-SQUIDs für die Auslese magnetischer Mikrokalorimeter beschrieben. Magnetische Mikrokalorimeter sind kryogene Teilchendetektoren, die eine im Detektor deponierte Energie mit Hilfe eines paramagnetischen Temperatursensors und eines Stromsensor-SQUIDs in ein zur eingebrachten Energie proportionales Spannungssignal umwandeln. Zur Maximierung des Auflösungsvermögens des Detektors muss die Eingangsimpedanz des SQUIDs an die Impedanz des Detektors angepasst und das weiße Rauschen des SQUIDs minimiert werden. Letzteres wurde in dieser Arbeit durch die Einführung eines neuen Herstellungsprozesses für Josephson-Kontakte umgesetzt, um die Kapazität der Kontakte und damit das SQUID-Rauschen zu reduzieren. Zusätzlich wurden für drei in der Arbeitsgruppe aktuell im Aufbau befindliche Detektoren Stromsensor-SQUIDs mit angepasster Impedanz entwickelt. Mit Hilfe des neuen Herstellungsprozesses konnte die Kapazität der Josephson-Kontakte mehr als einen Faktor 4 gesenkt und eine Reduktion des weißen Rauschens der SQUIDs um etwa einen Faktor 2 bewirkt werden. Durch die verbesserte Impedanzanpassung zwischen den entwickelten SQUIDs und den Detektoren konnte die Fluss-zu-Fluss-Übertragung um bis zu 60 % im Vergleich zu den bisher verwendeten SQUIDs gesteigert werden. Für die Energieauflösung der Detektoren ergibt sich daraus eine perspektivische Verbesserung um bis zu 40 %.

Low noise current sensing dc-SQUIDs with impedance matching for metallic magnetic calorimeters

This thesis describes the design and fabrication of dc-SQUIDs for the readout of magnetic microcalorimeters. Magnetic microcalorimeters are cryogenic particle detectors that convert an energy deposited in the detector into a voltage signal proportional to the incident energy using a paramagnetic temperature sensor and a current sensing SQUID. To maximize the resolution of the detector, the input impedance of the SQUID has to be matched to the impedance of the detector and the white noise of the SQUID has to be minimized. The latter was implemented by introducing a new fabrication process for Josephson junctions to reduce the capacitance of the junctions and thus the SQUID noise. In addition, current sensing SQUIDs with matched impedance were developed for three detectors currently under construction in the research group. Using the new fabrication process, the capacitance of the Josephson junctions could be lowered by more than a factor of 4 and a reduction of the white noise level of the SQUIDs by about a factor of 2 could be achieved. The improved impedance matching between the developed SQUIDs and the detectors increased the flux transfer by up to 60 % compared to the previously used SQUIDs. For the energy resolution of the detectors, this results in a perspective improvement of up to 40 %.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 5 |
| 2.1 | SIS-Josephson-Tunnelkontakte | 5 |
| 2.1.1 | Josephson-Effekte | 6 |
| 2.1.2 | RCSJ-Modell | 8 |
| 2.1.3 | Strom-Spannungs-Kennlinie | 13 |
| 2.1.4 | SIS-Josephson-Tunnelkontakte im Magnetfeld | 15 |
| 2.2 | dc-SQUIDS | 18 |
| 2.2.1 | Spannungsfreier Zustand | 19 |
| 2.2.2 | Spannungszustand | 22 |
| 2.2.3 | Rauschen | 24 |
| 2.3 | Ungeshuntete dc-SQUIDS | 27 |
| 3 | dc-SQUIDS in der praktischen Anwendung | 31 |
| 3.1 | Washer-SQUIDS mit integrierter Einkoppelspule | 31 |
| 3.2 | Gekoppelte dc-SQUIDS mit Zwischentransformator | 38 |
| 3.3 | Gradiometer | 41 |
| 3.4 | Linearisierung des SQUID-Signals | 42 |
| 4 | Auslese metallischer magnetischer Kalorimeter | 45 |
| 4.1 | Funktionsweise metallischer magnetischer Kalorimeter | 45 |
| 4.2 | Detektorgeometrie mit supraleitendem Flusstransformator | 47 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 4.3 | Energieauflösung metallischer magnetischer Kalorimeter | 49 |
| 4.4 | SQUID-basierte Detektorauslese | 52 |
| 4.5 | Einfluss des SQUID-Rauschens auf die Energieauflösung eines magnetischen Mikrokalorimeters | 56 |
| 4.5.1 | Minimierung des SQUID-Rauschbeitrags | 56 |
| 4.5.2 | Maximierung der Fluss-zu-Fluss-Kopplung | 58 |
| 5 | Cross-type Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Tunnelkontakte | 61 |
| 5.1 | Kapazität von SIS-Josephson-Tunnelkontakten | 62 |
| 5.2 | Herstellung von Nb/Al-AlO _x /Nb-Josephson-Kontakten | 63 |
| 5.2.1 | Window-type Josephson-Kontakte | 63 |
| 5.2.2 | Cross-type Josephson-Kontakte | 66 |
| 5.2.3 | Sputterdeposition | 68 |
| 5.3 | Experimentelle Methoden | 73 |
| 5.3.1 | Messaufbau | 73 |
| 5.3.2 | Qualitätskriterien für Josephson-Kontakte | 76 |
| 5.3.3 | Bestimmung des kritischen Stroms | 79 |
| 5.3.4 | Charakterisierung einer Charge von Josephson-Kontakten | 83 |
| 5.4 | Einfluss von Prozessparametern auf die Eigenschaften von Nb/Al-AlO _x /Nb-Josephson-Kontakten | 88 |
| 5.4.1 | Seitenwand-Passivierung bei cross-type Josephson-Kontakten | 89 |
| 5.4.2 | Subgap-Leckströme | 94 |
| 5.4.3 | Supraleitende Eigenschaften | 99 |
| 5.4.4 | Sauerstoffexposition | 103 |
| 5.4.5 | Plasmaprozesse | 105 |
| 5.4.6 | Zusammenfassung | 107 |
| 5.5 | Intrinsische Kapazität von Nb/Al-AlO _x /Nb-Josephson-Kontakten | 108 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 5.6 | Vergleich von window-type und cross-type Josephson-Kontakten | 115 |
| 6 | Stromsensor-SQUIDs zur Auslese metallischer magnetischer Kalorimeter | 121 |
| 6.1 | Simulation und Berechnung von Design-Parametern | 121 |
| 6.1.1 | Minimierung der extrinsischen Energiesensitivität | 122 |
| 6.1.2 | Maximierung der Fluss-zu-Fluss-Kopplung | 126 |
| 6.1.3 | Dämpfung von Resonanzen | 128 |
| 6.2 | Experimentelle Methoden | 130 |
| 6.2.1 | Mikrofabrikation | 130 |
| 6.2.2 | Charakterisierung | 134 |
| 6.2.3 | Kreuzkorrelationsmessung | 137 |
| 6.3 | dc-SQUID mit integrierter Einkoppelspule | 139 |
| 6.3.1 | SQUID-Design | 139 |
| 6.3.2 | Charakteristische Größen | 142 |
| 6.3.3 | dc-SQUID nach dem Typ II Herstellungsverfahren | 148 |
| 6.4 | Stromsensor-SQUIDs mit Zwischentransformator | 151 |
| 6.4.1 | Transformator-Design | 151 |
| 6.4.2 | Charakteristische Größen | 153 |
| 6.4.3 | dc-SQUIDs basierend auf window-type Josephson-Kontakten | 158 |
| 7 | Zusammenfassung und Ausblick | 163 |
| | Literaturverzeichnis | 167 |

1. Einleitung

Die Ursprünge der Spektroskopie reichen bis zur Entdeckung der spektralen Eigenschaften von Licht durch Sir Isaac Newton im 18. Jahrhundert zurück [New30]. Im Jahr 1817 beobachtete der Physiker Joseph von Fraunhofer mit Hilfe des ersten Spektroskops diskrete Absorptionslinien im Spektrum des Sonnenlichts [vF17]. Später entdeckten Gustav Kirchhoff und Robert Bunsen durch die Entwicklung des ersten spektralanalytischen Verfahrens [Kir60], dass jedes chemische Element ein eigenes Absorptionsspektrum besitzt, anhand dessen es identifiziert werden kann, und legten dadurch den Grundstein für moderne Spektroskopiemethoden. Seitdem ist die Spektroskopie von elektromagnetischer Strahlung, Teilchen sowie mechanischen Wellen wie beispielsweise Schall aus vielen Forschungsbereichen der Physik wie der Astro- und der Atomphysik aber auch aus Bereichen der Chemie oder der Materialwissenschaften nicht mehr wegzudenken. Zur Durchführung spektroskopischer Messungen wurde in der Vergangenheit abhängig von der jeweiligen Anwendung und dem Spektralbereich der zu untersuchenden Strahlung eine Vielzahl von Detektoren entwickelt. Diese reichen von den Photoplatten der ersten Gitter- und Prismenspektrometer, über die beispielsweise in der klassischen Massenspektrometrie eingesetzten Photomultiplier oder Sekundärelektronenvervielfacher, bis hin zu hochauflösenden Halbleiter-Ionisationsdetektoren, die heutzutage standardmäßig im Bereich der Röntgenspektroskopie verwendet werden. Letztere zeichnen sich vor allem durch eine hohe Quanteneffizienz, eine schnelle Signalantwort und eine große spektrale Bandbreite aus, besitzen jedoch eine energieabhängige Auflösung, die fundamental auf Werte $\Delta E_{\text{FWHM}} > 50 \text{ eV}$ begrenzt ist. Während eine solche Energieauflösung für viele Zwecke ausreichend ist, setzen Präzisionsmessungen wie Messungen zur Überprüfung der Feldtheorie der Quantenelektrodynamik, bei denen etwa die elektronischen Zustände hochgeladener Schwerionen auf die von der Quantenelektrodynamik vorhergesagte Lamb-Verschiebung [Lam47] der Energieniveaus untersucht werden, ein deutlich höheres Auflösungsvermögen voraus [Dun88].

Eine vielversprechende Alternative zu konventionellen Detektoren stellen kryogene Mikrokalorimeter dar, die zur Zeit in vielen verschiedenen Anwendungsbereichen eingesetzt werden, da sie eine extrem hohe und energieunabhängige Auflösung mit einer hohen spektralen Bandbreite vereinen [Ens05]. Aktuelle Anwendungsbereiche umfassen unter anderem die Massenspektrometrie massiver Teilchen [Fra99, Gam19], die Röntgenspektroskopie kosmischer Strahlung [XRI20], die Materialanalyse von Nanopartikeln [Red02], die Spektroskopie hochgeladener Schwerionen [Mei97, Hen15], die Suche nach dunkler Materie [Bra99] sowie die Untersuchung der Masse des Elektron-

Neutrinos [Gas17, Ale19]. Mikrokalorimeter basieren auf der Messung der Temperaturänderung eines Teilchenabsorbers infolge eines Energieeintrags durch ein einfallendes Teilchen [Sim35]. Ihre hohe Auflösung ist nicht zuletzt auf den Betrieb bei tiefen Temperaturen zurückzuführen, bei welchem selbst für kleinste Energieeinträge große Temperaturerhöhungen und ein geringes thermisches Rauschen garantiert werden können. In den letzten Jahren haben sich eine Reihe von Mikrokalorimetern im Feld der hochsensitiven energiedispersiven Messung einzelner Teilchen etabliert, zu denen neben supraleitenden Phasenübergangs-Thermometern [Irw05] und Halbleiter-Thermistoren [McC05] die in der Arbeitsgruppe entwickelten metallischen magnetischen Kalorimeter gehören [Fle05].

Metallische magnetische Kalorimeter basieren auf einem paramagnetischen Temperatursensor, welcher in einem schwachen äußeren Magnetfeld platziert wird und somit eine temperaturabhängige Sensormagnetisierung besitzt. Der Sensor steht in gutem thermischen Kontakt zu einem Teilchenabsorber und ist von einer supraleitenden Detektionsspule umgeben. Mit der Absorption eines Teilchens ändert sich die Temperatur des Absorbers und die des thermisch gekoppelten Sensors, was mit einer Änderung der Sensormagnetisierung verbunden ist. Diese wird als magnetische Flussänderung von der Detektionsspule erfasst. Letztere bildet zusammen mit der Einkoppelspule eines Stromsensor-SQUIDs einen supraleitenden Flusstransformator, sodass die Flussänderung in der Detektionsspule in Form einer magnetischen Flussänderung in das dc-SQUID einkoppelt. Ein dc-SQUID besteht aus einer geschlossenen supraleitenden Leiterschleife, welche durch zwei Josephson-Kontakte unterbrochen ist. Abhängig vom magnetischen Fluss in der SQUID-Leiterschleife, fällt eine Spannung über einem mit konstantem Strom betriebenen dc-SQUID ab. Die aus der magnetischen Flussänderung in der Detektionsspule resultierende Flussänderung in der SQUID-Schleife führt dementsprechend zu einer messbaren Änderung des Spannungsabfalls über dem SQUID. In der Vergangenheit konnten mit einem derartigen auf metallischen magnetischen Kalorimetern basierenden Detektoraufbau bereits exzellente Energieauflösungen von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 1,6 \text{ eV}$ im Bereich der Röntgenspektroskopie für Photonen mit einer Energie von $5,9 \text{ keV}$ demonstriert werden [Kem18]. Die Energieauflösung magnetischer Mikrokalorimeter hängt dabei wie bei jedem Detektor vom Signal-Rausch-Verhältnis ab, wobei sich das Rauschspektrum des Detektors aus dem Beitrag des intrinsischen Rauschen des Mikrokalorimeters, das zum Beispiel von thermodynamischen Energiefluktuationen verursacht wird, sowie dem SQUID-Rauschen zusammensetzt. Letzteres dominiert bei aktuellen Detektoren das Gesamtrauschen im Frequenzbereich oberhalb von einigen kHz [Kem18].

Zur Optimierung der SQUID-basierten Auslese von metallischen magnetischen Kalorimetern in der beschriebenen Konfiguration muss einerseits das intrinsische Flussrauschen des Stromsensor-SQUIDs minimiert werden, um dessen Beitrag zum Ge-

samtrauschen zu verringern, und andererseits die Induktivität der Einkoppelpule an die der supraleitenden Detektionsspule angepasst werden, um mit der erlangten Impedanzanpassung die Übertragung magnetischer Flussänderungen zwischen der Detektionsspule und der SQUID-Leiterschleife zu maximieren. Die Induktivität der Detektionsspulen der aktuell in der Arbeitsgruppe entwickelten magnetischen Mikrokalorimeter liegt zwischen etwa 1 nH im Fall des ECHO-100k Detektors, welcher zur Messung des Elektron-Einfangspektrums des Isotops ^{163}Ho zur Bestimmung der Masse des Elektron-Neutrinos eingesetzt wird [Man21b], und 9 nH bei dem MOCCA Detektor [Sch21], mit dem die Massenspektrometrie neutraler Molekülfragmente am kryogenen Speicherring CSR betrieben wird [Gam16]. Dazwischen existieren eine Reihe von Röntgendetektoren wie beispielsweise der maXs100 Detektor mit einer Induktivität von ungefähr 7 nH [Fri21]. Insbesondere im Bereich zwischen etwa 6 nH und 10 nH existieren derzeit weder in der Arbeitsgruppe noch auf dem freien Markt Stromsensor-SQUIDs mit entsprechender Eingangsinduktivität, die für die Auslese von magnetischen Mikrokalorimetern bei tiefen Temperaturen geeignet sind. Aus diesem Grund wurden in der vorliegenden Arbeit dc-SQUIDs entwickelt, die speziell auf die Auslese verschiedener magnetischer Mikrokalorimeter mit Induktivitäten von etwa 1 nH, 6 nH oder 10 nH ausgelegt sind. Zur Minimierung des intrinsischen Flussrauschens dieser dc-SQUIDs wurde zudem ein neuartiger Prozess zur Mikrofabrikation von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Tunnelkontakten entwickelt, da diese das weiße Rauschen eines auf ihnen basierenden dc-SQUIDs maßgeblich beeinflussen.

Zu Beginn dieser Arbeit werden in Kapitel 2 die physikalischen Grundlagen von dc-SQUIDs sowie der ihnen zugrundeliegenden Josephson-Kontakte erläutert. Die Diskussion der Josephson-Kontakte konzentriert sich dabei auf Eigenschaften wie den Verlauf ihrer Strom-Spannungs-Kennlinien oder die Abhängigkeit des maximalen Suprastroms von einem externen Magnetfeld, die für das Verständnis des Prinzips eines dc-SQUIDs notwendig sind. Darauf aufbauend wird die Funktionsweise eines auf geshunteten Josephson-Kontakten basierenden dc-SQUIDs inklusive seiner charakteristischen Größen und Kennlinien beschrieben. Hierzu gehört auch die theoretische Betrachtung des frequenzunabhängigen weißen Flussrauschens eines dc-SQUIDs. Das Kapitel schließt mit einer Diskussion über ungeschuntete dc-SQUIDs ab, die für die Messung der Kapazität der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Josephson-Kontakte verwendet wurden.

In Kapitel 3 werden Techniken und Methoden vorgestellt, die zum Betrieb eines dc-SQUIDs in der praktischen Anwendung eingesetzt werden. Hierzu zählen unter anderem die zur Realisierung eines SQUIDs verwendete Washer-Geometrie zur Verbesserung der magnetischen Kopplung zwischen Einkoppelpule und SQUID-Schleife oder die Flussrückkopplung zur Linearisierung des Ausgangssignals. In diesem Ka-

pitel wird auch das Konzept eines zusätzlichen supraleitenden Flusstransformators am Eingangskreis eines gekoppelten dc-SQUIDs diskutiert.

Kapitel 4 befasst sich mit den Grundlagen metallischer magnetischer Kalorimeter und der SQUID-basierten Auslese dieser Detektoren. Hierbei wird die in der Arbeitsgruppe aktuell vorrangig verwendete Detektorgeometrie sowie der zur Auslese eingesetzte zweistufige SQUID-Aufbau vorgestellt. Darüber hinaus wird eine theoretische Betrachtung der auftretenden Rauschbeiträge sowie der Energieauflösung eines magnetischen Mikrokalorimeters geliefert. Schließlich wird anhand numerischer Simulationen erläutert, wie der Einfluss des SQUID-Rauschens auf die Energieauflösung eines magnetischen Mikrokalorimeters verringert werden kann.

Der in dieser Arbeit entwickelte Prozess zur Herstellung von sogenannten cross-type Josephson-Kontakten wird in Kapitel 5 diskutiert. Die Josephson-Kontakte dieses Typs werden anhand der Vor- und Nachteile des Fabrikationsprozesses sowie ihrer Qualität mit sogenannten window-type Kontakten, die nach dem bisher standardmäßig in der Arbeitsgruppe genutzten Prozess produziert wurden, verglichen. Die dazu herangezogenen Qualitätskriterien sowie die Bestimmung dieser aus den Strom-Spannungs-Kennlinien der Josephson-Kontakte werden im Rahmen der experimentellen Methoden beschrieben. Für die Mikrofabrikation der produzierten Josephson-Kontakte wurden verschiedene Dünnschichtverfahren und mehrere unterschiedliche Vakuumanlagen zu Sputterdeposition eingesetzt, sodass in diesem Kapitel auch Erkenntnisse über den universellen Einfluss von Prozessparametern auf die Eigenschaften eines Nb/Al-AIO_x/Nb-Josephson-Kontakts vorgestellt werden. Abschließend werden die Ergebnisse der Messungen an ungeschunteten dc-SQUIDs diskutiert, die unter anderem zeigen, dass mit dem neuartigen cross-type Herstellungsprozess die Kapazität der als Basis für dc-SQUIDs dienenden Josephson-Kontakte signifikant reduziert werden kann.

Die in Kapitel 6 vorgestellten dc-SQUIDs basieren vorrangig auf cross-type Kontakten. Mit Hilfe numerischer Simulationen wurden Parameter wie die Induktivitäten von SQUID-Schleife und Einkoppelpule oder die Größe der Shunt-Widerstände für eine optimierte Auslese magnetischer Mikrokalorimeter bestimmt, auf Basis derer die verschiedenen SQUIDs entworfen wurden. Die Ausdrücke und Annahmen, die den Simulationen zugrunde lagen, werden in diesem Kapitel besprochen. Der Fokus der Diskussion der experimentellen Ergebnisse einer umfassenden Charakterisierung der mikrostrukturierten SQUIDs bei verschiedenen Temperaturen liegt schließlich auf dem Vergleich zwischen den Eigenschaften von dc-SQUIDs, die alternativ auf cross-type und auf window-type Josephson-Kontakten basieren, sowie auf den zu erwartenden Vorteilen für die SQUID-basierte Auslese der magnetischen Mikrokalorimeter der Detektoren ECHO-100k, maXs100 und MOCCA, die sich aus der Verwendung eines dc-SQUIDs mit induktiv angepasster Einkoppelpule ergeben.

2. Theoretische Grundlagen

Der Stromtransport in einem Supraleiter erfolgt durch sogenannte Cooper-Paare, welche sich aus zwei miteinander wechselwirkenden Elektronen zusammensetzen. In konventionellen Supraleitern verhalten sich Cooper-Paare wie spinlose Bosonen und nehmen nach der BCS-Theorie einen gemeinsamen kohärenten Zustand an, der durch eine makroskopische Wellenfunktion

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi_0(\mathbf{r}, t) e^{i\theta(\mathbf{r}, t)} = \sqrt{n_s(\mathbf{r}, t)} e^{i\theta(\mathbf{r}, t)} \quad (2.1)$$

charakterisiert werden kann [Bar57]. Hierbei bezeichnet $n_s(\mathbf{r}, t)$ die Anzahldichte der Cooper-Paare und $\theta(\mathbf{r}, t)$ die Phase der Wellenfunktion am Ort \mathbf{r} zur Zeit t . Demnach trägt jedes Cooper-Paar die Ladung $q_s = 2e$ und besitzt die Masse $m_s = 2m_e$, wobei m_e und die Elementarladung e der Masse und der Ladung eines Elektrons entsprechen. Analog zur Wellenfunktion eines einzelnen quantenmechanischen Teilchens beschreibt Gleichung 2.1 hier das Ensemble aller supraleitenden Elektronen. In Anwesenheit eines elektromagnetischen Feldes charakterisiert durch das elektrostatische Potential $\varphi_{\text{pot}}(\mathbf{r}, t)$ und das magnetische Vektorpotential $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ erfährt das Ensemble der Cooper-Paare den kinematischen Impuls $-i\hbar\nabla - q_s\mathbf{A}$, sodass nach dem Imaginärteil der Schrödinger-Gleichung $i\hbar\dot{\Psi} = 1/(2m_s) [-i\hbar\nabla - q_s\mathbf{A}]^2 \Psi + (q_s\varphi_{\text{pot}} + \mu)\Psi$ ein Suprastrom mit der Dichte

$$\mathbf{j}_s(\mathbf{r}, t) = 2en_s(\mathbf{r}, t) \left[\frac{\hbar}{2m_e} \nabla\theta(\mathbf{r}, t) - \frac{2e}{2m_e} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \right] \quad (2.2)$$

durch den Supraleiter fließt [Gro18]. Hierbei steht \hbar für das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und μ für das chemische Potential des Supraleiters. Aufgrund der Existenz der makroskopischen Wellenfunktion treten in Supraleitern Phänomene wie beispielsweise die Flussquantisierung in geschlossenen supraleitenden Leiterschleifen [Dea61, Dol61] oder die Josephson-Effekte auf. Letztere beschreiben das kohärente Tunneln von Cooper-Paaren durch eine isolierende oder normalleitende Barriere [Jos62, Sha63, Gia65].

2.1 SIS-Josephson-Tunnelkontakte

Ein Tunnelkontakt besteht allgemein aus zwei Metallen, die durch eine schwache elektrische Kopplung miteinander verbunden sind, sodass Ladungsträger durch die Bar-

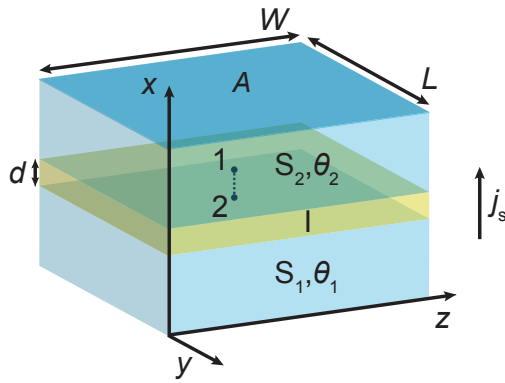


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der Geometrie eines SIS-Josephson-Tunnelkontakts mit der Fläche $A = W \cdot L$. Die supraleitenden Elektroden S_1 und S_2 werden durch die Wellenfunktionen $\Psi_1 = \sqrt{n_{s1}}e^{i\theta_1}$ und $\Psi_2 = \sqrt{n_{s2}}e^{i\theta_2}$ beschrieben und sind über eine Tunnelbarriere der Dicke d elektrisch gekoppelt. Die Punkte 1 und 2 bezeichnen Anfang und Ende der in Gleichung 2.4 durchgeführten Integration.

riere zwischen den Metallen tunneln können. Ist die Kopplung zweier supraleitender Elektroden durch eine Isolationsschicht mit einer Dicke von nur wenigen Ångström realisiert, wird der Tunnelkontakt SIS¹-Josephson-Kontakt genannt. Eine solche Geometrie ist in Abbildung 2.1 skizziert. Bei einer hinreichend starken Kopplung, das heißt einer hinreichend dünnen Barriere, überlappen die makroskopischen Wellenfunktionen der beiden Supraleiter innerhalb der Tunnelbarriere, sodass nicht nur Quasiteilchen sondern auch Cooper-Paare ohne Verlust ihrer Kohärenz durch die isolierende Barriere tunneln können.

2.1.1 Josephson-Effekte

Die wie in Abbildung 2.1 durch die Tunnelbarriere eines SIS-Josephson-Kontakts fließende Suprastromdichte in x -Richtung hängt gemäß der ersten Josephson-Gleichung

$$j_s(y,z,t) = j_c(y,z) \sin \phi(y,z,t) \quad (2.3)$$

[Jos62, Jos64], welche auch Strom-Phasen-Beziehung genannt wird, periodisch von der eichinvarianten Phasendifferenz ϕ über der Barriere und der sogenannten kritischen Stromdichte j_c ab. Aufgrund der Stromerhaltung ist die Stromdichte durch die Tunnelbarriere identisch zur Suprastromdichte, die durch die beiden Elektroden fließt. Abhängig von der Dicke der Isolationsschicht ist die Cooper-Paar-Dichte $n_s(\mathbf{r},t)$ innerhalb der Barriere jedoch im Vergleich zur Anzahldichte in den Elektroden stark reduziert, sodass der Betrag des in Gleichung 2.2 enthaltenen Phasengradienten

¹Supraleiter-Isolator-Supraleiter

ten $[\nabla\theta(\mathbf{r},t) - (2e/\hbar)\mathbf{A}(\mathbf{r},t)]$ dort ein Maximum durchlaufen muss. Die eichinvariante Phasendifferenz

$$\phi(\mathbf{r},t) = \int_1^2 \left[\nabla\theta(\mathbf{r},t) - \frac{2e}{\hbar}\mathbf{A}(\mathbf{r},t) \right] \cdot d\mathbf{l} = \theta_2(\mathbf{r},t) - \theta_1(\mathbf{r},t) - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \mathbf{A}(\mathbf{r},t) \cdot d\mathbf{l} \quad (2.4)$$

entlang der Richtung \mathbf{l} des Suprastroms zwischen Elektrode S_1 und S_2 (siehe Abbildung 2.1) beschreibt folglich die Änderung der Phase des Suprastroms innerhalb der Tunnelbarriere. Die hier eingeführte Größe $\Phi_0 = h/2e = 2,068 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ bezeichnet das sogenannte magnetische Flussquant. Die kritische Stromdichte

$$j_c \approx \frac{2e\hbar K}{m_e} \sqrt{n_{s1}n_{s2}} e^{-2Kd} \quad (2.5)$$

entspricht der maximalen Suprastromdichte, die durch die Tunnelbarriere fließen kann und hängt unter anderem von der Dicke d der Barriere und der für einen jeweiligen Tunnelkontakt spezifischen Größe K ab [Lan80]. Letztere besitzt die Einheit einer inversen Länge und wird durch Eigenschaften wie dem Material der Isolationsschicht bestimmt. Sie entspricht der charakteristischen Länge des Abfalls der Wellenfunktionen innerhalb der Barriere. Der gesamte durch einen Josephson-Kontakt fließende Suprastrom I_s ergibt sich aus der Integration $\int_A j_s(y,z) dydz$ der ortsabhängigen Stromdichte j_s über die Fläche A des Tunnelkontakts senkrecht zur Stromrichtung (vergleiche Abbildung 2.1). Im Falle einer homogenen Stromdichteverteilung vereinfacht sich die Integration zu dem Produkt dieser beiden Größen: $I_s = j_s A$. Die zweite Josephson-Gleichung leitet sich aus der zeitlichen Ableitung der Phasendifferenz

$$\dot{\phi} = \dot{\theta}_2 - \dot{\theta}_1 - \frac{2e}{\hbar} \frac{d}{dt} \int_1^2 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} \quad (2.6)$$

ab. Analog zu Gleichung 2.2 folgt aus dem Realteil

$$\hbar\dot{\theta}(\mathbf{r},t) = - \left[\frac{m_s}{2q_s n_s^2(\mathbf{r},t)} \mathbf{j}_s^2(\mathbf{r},t) + q_s \varphi_{\text{pot}}(\mathbf{r},t) + \mu(\mathbf{r},t) \right] \quad (2.7)$$

der Schrödinger-Gleichung eines Supraleiters unter dem Einfluss eines elektromagnetischen Feldes, dass die Differenz der zeitlichen Ableitung der Phasen unter der Annahme zweier identischer Elektroden, das heißt $n_{s1} = n_{s2}$, gerade durch die Differenz der chemischen Potentiale $\mu_{1,2}$ der beiden Supraleiter S_1 und S_2 gegeben ist: $\dot{\theta}_2 - \dot{\theta}_1 = (\mu_2 - \mu_1)\hbar$. Das im letzten Term in Gleichung 2.6 enthaltene Integral

entspricht nach den Gesetzen der Elektrodynamik gerade der aufgrund eines zeitlich veränderlichen Magnetfelds induzierten Spannung über der Barriere [Buc04]. Die zweite Josephson-Gleichung

$$\dot{\phi} = \frac{2eV}{\hbar} \quad (2.8)$$

besagt demnach, dass die zeitliche Änderung der Phasendifferenz ϕ mit dem Spannungsabfall V über dem Josephson-Kontakt verbunden ist, welcher sowohl aus der Verschiebung der chemischen Potentiale $(\mu_2 - \mu_1)/\hbar = 2eV_{12}/\hbar$ als auch aus der elektromagnetischen Induktion eines zeitlich veränderlichen Feldes resultiert [Jos62, And63].

Wird ein Josephson-Kontakt an eine Gleichstromquelle angeschlossen, sodass ein konstanter Strom $I < I_c$ durch den Kontakt fließt, so kann dieser nach der ersten Josephson-Gleichung allein durch Cooper-Paare getragen werden. Der Wert der Phasendifferenz ϕ wird hierbei von dem von außen eingeprägten Strom I festgelegt und ist zeitlich konstant. Da folglich die zeitliche Ableitung der Phasendifferenz $\dot{\phi}$ verschwindet, fällt gemäß der zweiten Josephson-Gleichung in diesem Fall keine Spannung über dem Kontakt ab. Dieses Phänomen wird Josephson-Gleichstrom-Effekt genannt. Wird hingegen eine konstante Spannung V an einen Josephson-Kontakt angelegt, wächst nach Gleichung 2.8 die Phasendifferenz ϕ linear mit der Zeit an, was wiederum nach der ersten Josephson-Gleichung mit dem Fluss eines Wechselstroms $I_s = I_c \sin(\omega_J t + \phi_0)$ zwischen den supraleitenden Elektroden verbunden ist. Das Auftreten dieses hochfrequenten Suprastroms mit der Frequenz

$$f_J = \frac{\omega_J}{2\pi} = \frac{V}{\Phi_0} = 483,6 \text{ MHz}/\mu\text{V} \cdot V \quad (2.9)$$

wird Josephson-Wechselstrom-Effekt genannt.

2.1.2 RCSJ-Modell

Wird von außen ein Strom I in einen Josephson-Kontakt eingeprägt, so kann dieser nur bis zum Erreichen des kritischen Stroms I_c allein durch Cooper-Paare getragen werden. Für Ströme $I > I_c$ müssen zusätzlich zu dem Suprastrom I_s noch weitere Stromquellen berücksichtigt werden, welche den darüber hinaus fließenden Anteil des Stroms tragen. Diese umfassen einen resistiven Strom I_N , welcher mit dem Spannungsabfall über dem Tunnelkontakt verbunden ist, einen Verschiebungsstrom I_D , welcher auf die endliche Kapazität des Kontakts zurückzuführen ist, und einen Rauschstrom I_F . Der resistive Strom wird von Quasiteilchen getragen. Diese treten entweder infolge thermischer Anregung bei endlichen Temperaturen $T > 0 \text{ K}$

auf oder werden mit dem Überschreiten des kritischen Stroms durch das Aufbrechen von Cooper-Paaren aufgrund der von dem externen Stromkreis zugeführten Energie generiert. Zum Rauschstrom I_F kann unter anderem das thermische Rauschen der Quasiteilchen oder das bei großem Spannungsabfall $eV \gg k_B T$ auftretende Schottky-Rauschen [Sch18] beitragen. Das Produkt aus der Boltzmann-Konstante k_B und der Temperatur T beschreibt hierbei die thermische Energie des Systems. Die Kapazität C eines SIS-Josephson-Kontakts ist von dessen Bauweise abhängig. Ein planarer SIS-Kontakt besteht ähnlich wie ein Plattenkondensator aus zwei supraleitenden Elektroden, welche durch ein isolierendes Material voneinander getrennt sind, und besitzt daher eine intrinsische Kapazität $C_{JJ} = \epsilon_0 \epsilon_r A/d$, die von der Fläche des Kontakts A sowie der Dicke d und der relativen Permittivität ϵ_r der Tunnelbarriere bestimmt wird. Die elektrische Feldkonstante ist hier mit ϵ_0 bezeichnet. Da sowohl die kritische Stromdichte j_c eines SIS-Kontakts als auch dessen intrinsische Kapazität pro Fläche C'_{JJ} von der Dicke der Tunnelbarriere abhängt (vergleiche Gleichung 2.5), besteht ein funktioneller Zusammenhang zwischen den beiden Größen der Form

$$1/C_{JJ}' = p_1 - p_2 \log j_c \quad , \quad (2.10)$$

wobei die Konstanten p_1 und p_2 von der Herstellung und den verwendeten Materialien abhängen (siehe Abschnitt 5.5). Für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit behandelten Nb/Al-AIO_x/Nb-Josephson-Kontakte, deren Elektroden aus dem supraleitenden Material Niob und deren Tunnelbarriere aus thermisch oxidiertem Aluminium bestehen, findet man in der Literatur beispielsweise die Werte $p_1 = 0,200$ und $p_2 = 0,043$ [Mae95] oder $p_1 = 0,172$ und $p_2 = 0,043$ [Tol07] für j_c und C_{JJ} in den Einheiten kA/cm² und $\mu\text{F}/\text{cm}^2$. SIS-Kontakte, deren Barriere nicht aus Aluminiumsondern aus Niob- [Mag81] oder Magnesium-Oxid [Vil99] gefertigt werden, besitzen dagegen eine deutlich höhere intrinsische Kapazität. Die Gesamtkapazität eines Josephson-Kontakts

$$C = C_{JJ} + C_{\text{par}} \quad (2.11)$$

setzt sich schließlich aus der intrinsischen Kapazität und einem zusätzlichen parasitären Beitrag C_{par} zusammen. Letzterer ist bei einer wie in Abbildung 2.2 dargestellten Realisierung eines planaren Tunnelkontakts auf Überlappungen der Kontaktierungsbahnen zur oberen und unteren Elektrode zurückzuführen. Hierbei entspricht die Isolationsschicht, welche die beiden Kontaktierungslagen galvanisch voneinander trennt, dem Dielektrikum des so geformten Plattenkondensator mit der Kapazität C_{par} parallel zur intrinsischen Kapazität C_{JJ} .

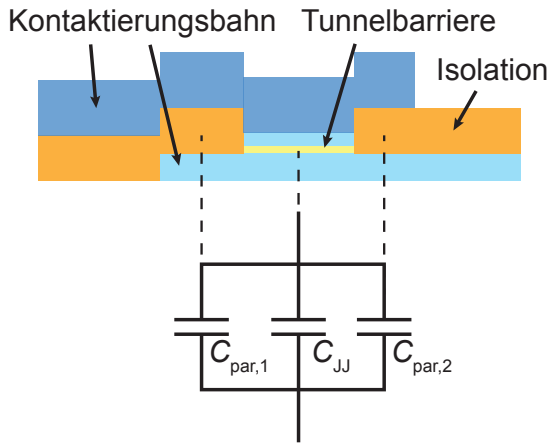


Abb. 2.2: Schematische Darstellung einer möglichen Realisierung eines SIS-Josephson-Kontakts sowie das Ersatzschaltbild der dabei auftretenden Kapazitäten. Zusätzlich zur intrinsischen Kapazität C_{JJ} besitzt dieser planar strukturierte SIS-Kontakt eine parasitäre Kapazität $C_{\text{par}} = C_{\text{par},1} + C_{\text{par},2}$ infolge der Summe der Überlappungen der durch die Isolationslage (orange) getrennten Kontaktierungsbahnen (hell- und dunkelblau).

Im Rahmen des RCSJ-Modells² [McC68, Ste68] wird ein realer Josephson-Kontakt als Parallelschaltung aus einem idealen Josephson-Kontakt mit dem kritischen Strom I_c , seiner Kapazität C und einem konstanten, spannungsunabhängigen Widerstand R_N beschrieben. Demnach folgt der Quasiteilchenstrom $I_N = V/R_N$ dem ohmschen Gesetz und für den kapazitiv verursachten Verschiebungsstrom kann der Ausdruck $I_D = C\dot{V}$ verwendet werden. Der Beitrag des Rauschstroms I_F wird an dieser Stelle zunächst vernachlässigt, sodass sich der Strom

$$I = I_c \sin \phi + \frac{V}{R_N} + C\dot{V} \quad (2.12)$$

aus drei Beiträgen zusammensetzt. Durch Einsetzen der zweiten Josephson-Gleichung erhält man einen Ausdruck

$$I - I_c \sin \phi = -\frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\partial E_{\text{pot}}(\phi)}{\partial \phi} = \frac{\Phi_0}{2\pi} C \ddot{\phi} + \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{1}{R_N} \dot{\phi} \quad , \quad (2.13)$$

der die Dynamik der Phasendifferenz ϕ analog zu einem Teilchen der Masse $m = C(\Phi_0/2\pi)^2$ beschreibt, das sich unter dem Einfluss einer Reibungskraft mit Reibungskoeffizienten $\mu_R = 1/R_N(\Phi_0/2\pi)^2$ in einem Potential

$$E_{\text{pot}}(\phi) = E_J [1 - \cos \phi - \gamma \phi] \quad (2.14)$$

bewegt. Dabei entspricht $E_J = I_c \Phi_0/2\pi$ der im Josephson-Kontakt gespeicherten Kopplungsenergie und $\gamma = I/I_c$ dem normierten Betriebsstrom. Der Verlauf des Potentials $E_{\text{pot}}(\phi)$ ist in Abbildung 2.3 für verschiedene Werte des Stroms I dargestellt. Bei der hier verwendeten Analogie repräsentiert ϕ die Ortskoordinate der Bewegung,

²engl.: Resistively- and Capacitively-Shunted Junction Model

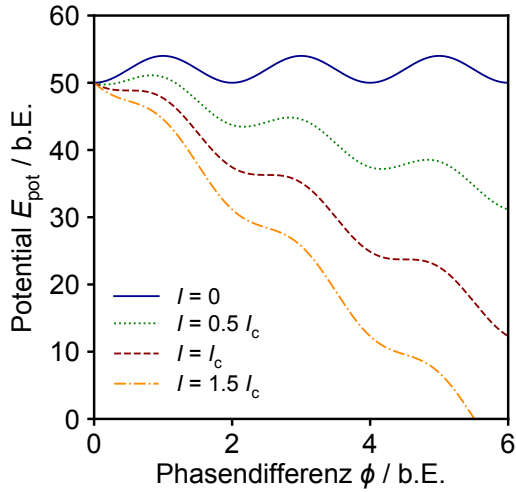


Abb. 2.3: Verlauf des gekippten Waschbrettpotentials $E_{\text{pot}}(\phi)$ als Funktion der Phasendifferenz ϕ für verschiedene Werte des Stroms I .

V die Geschwindigkeit des Teilchens und I die externe Kraft, die, wie anhand Abbildung 2.3 zu erkennen, bestimmt, wie stark das aufgrund seiner Form sogenannte Waschbrettpotential gekippt ist. Für $I < I_c$ ist das Teilchen in einem der lokalen Potentialminima gefangen und oszilliert dort mit der Frequenz

$$\omega_0 = \omega_p (1 - \gamma^2)^{1/4} . \quad (2.15)$$

Hierin ist $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c / \Phi_0 C}$ die Plasma-Frequenz des Josephson-Kontakts. Die mittlere Geschwindigkeit $\langle \dot{\phi} \rangle$ ist daher Null. Mit dem Überschreiten von I_c verschwinden die lokalen Potentialbarrieren, sodass das Teilchen das gekippte Potential hinab rollen kann. Folglich ist $\langle \dot{\phi} \rangle \neq 0$ und es fällt eine Spannung über dem Josephson-Kontakt ab. Über die Reaktion des Teilchens auf die erneute Reduktion des Stroms I entscheidet der Dämpfungsgrad der Bewegung, welcher von der Masse und der Reibung abhängt. Als Maß für die Dämpfung dient der Stewart-McCumber-Parameter

$$\beta_c = \frac{2\pi I_c R_N^2 C}{\Phi_0} . \quad (2.16)$$

Für einen stark gedämpften Josephson-Kontakt ($\beta_c \ll 1$) überwiegt die Reibung gegenüber der Trägheit, sodass das Teilchen instantan in einer neugebildeten Potentialmulde gefangen wird, sobald $I \leq I_c$. Experimentell lässt sich eine solche Dämpfung beispielsweise durch einen niederohmigen Shunt-Widerstand parallel zum intrinsischen Widerstand eines Kontakts realisieren. Im Falle einer sehr schwachen Dämpfung ($\beta_c \gg 1$) weist der Verlauf der Spannung V in Abhängigkeit des angelegten Stroms I eine Hysterese auf, da das Teilchen aufgrund seiner hohen effektiven Trägheit erst für $I \rightarrow 0$ in einem der Minima gestoppt werden kann. Der Wert I_r , bei

dem ein Josephson-Kontakt zurück in den spannungsfreien Zustand übergeht, wird Rückkehrstrom genannt und ist über den Ausdruck

$$\frac{I_r}{I_c} = \frac{4}{\pi\sqrt{\beta_c}} \quad (2.17)$$

vom Grad der Dämpfung abhängig [Lik86].

Bei der vorangegangenen Diskussion des dynamischen Verhaltens eines Josephson-Kontakts wurde der Einfluss des Rauschstroms I_F vernachlässigt. Der kritische Strom I_c ist dabei im Rahmen der Analogie des Teilchens, das sich im Waschbrettpotential bewegt, äquivalent zum Grad der Neigung des Potentials, ab dem das Teilchen beginnt, hinab zu rollen, da die lokalen Potentialbarrieren verschwinden. Bei endlichen Temperaturen $T > 0$ K treten jedoch, wie bereits erwähnt, thermische Fluktuationen im Zusammenhang mit dem Normalwiderstand R_N des Tunnelkontakts auf, sodass das Teilchen diese Potentialbarrieren bereits schon für einen Strom $I < I_c$ überwinden kann. Diese thermischen Fluktuationen können als Brownsche Bewegung des Teilchens innerhalb einer Potentialmulde beschrieben werden [Ful74]. Der sogenannte Sprungstrom I_{sw} , bei dem das Teilchen aus der Potentialmulde entkommt und der Josephson-Kontakt in den Spannungszustand übergeht, ist daher statistisch verteilt und folgt einer Poisson-Verteilung $P(I_{sw})$ [Cas96]. Die Rekursionsformel

$$P(I_{sw}) = \tau_{th}^{-1}(I_{sw}) \left(\frac{dI}{dt} \right)^{-1} \left[1 - \int_0^{I_{sw}} P(I) dI \right] \quad (2.18)$$

gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit der Josephson-Kontakt für den Strom I_{sw} innerhalb des Intervalls dI in den Spannungszustand springt, wenn von außen ein von Null beginnender Strom I mit der Rampe dI/dt eingepreßt wird. Die Verweildauer des Teilchens in einer Mulde, bevor es sich in Bewegung setzt, entspricht der Lebensdauer des spannungsfreien Zustands des Josephson-Kontakts τ_{th} und hängt von der Höhe der Potentialbarriere

$$E_0 = 2E_J \left[\sqrt{1 - \gamma^2} - \gamma \arccos \gamma \right] \quad (2.19)$$

und der bereits eingeführten Oszillationsfrequenz ω_0 (siehe Gleichung 2.15) ab [Kra40]:

$$\tau_{th}^{-1} = a_{th} \frac{\omega_0}{2\pi} e^{-E_0/k_B T} \quad (2.20)$$

Der Vorfaktor

$$a_{\text{th}} \approx \frac{4}{\left(\sqrt{1 + Q_{\text{J}} k_{\text{B}} T / 1,8 E_0} + 1\right)^2} \quad (2.21)$$

wird von der Dämpfung $Q_{\text{J}} = \omega_0 R_{\text{N}} C$ des Josephson-Kontakts bestimmt und beträgt für die in dieser Arbeit behandelten hysteretischen Kontakte mit niedriger bis mittlerer Dämpfung ungefähr $a_{\text{th}} \approx 1$ [Büt83, Sil88]. Neben thermisch angeregten Bewegungen kann das Teilchen im Waschbrettpotential Potentialbarrieren auch durch quantenmechanisches Tunneln überwinden [Dev85]. Dieser Prozess dominiert bei tiefen Temperaturen $k_{\text{B}} T \ll \hbar \omega_0$ und ist daher für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen bei $T = 4,2 \text{ K}$ nicht relevant.

2.1.3 Strom-Spannungs-Kennlinie

Das hysteretische Verhalten eines ungedämpften Josephson-Kontakts ist in Abbildung 2.4 a) beispielhaft anhand der Kennlinie eines im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakts gezeigt. Für die Messung wurde mit einer externen Stromquelle ein Strom I in den Kontakt eingeprägt und gleichzeitig die über dem Kontakt abfallende Spannung V gemessen. Bei Erhöhung des Stroms vom Wert $I = 0$ beginnend kann zunächst der Josephson-Gleichstrom-Effekt beobachtet werden. Bis zum Erreichen des Sprungstroms I_{sw} , welcher bei $T = 0 \text{ K}$ dem kritischen Strom I_{c} entspricht, fällt keine Spannung über dem Kontakt ab. Mit dem Überschreiten dieses Werts werden Cooper-Paare aufgebrochen, sodass ein zusätzlicher Quasiteilchenstrom fließt, welcher mit einem Spannungsabfall verbunden ist. Der Verlauf der darauffolgenden Quasiteilchenkennlinie wird unter der Betrachtung des in Abbildung 2.4 b) gezeigten Energielevel-Diagramms verständlich. Dargestellt sind die elektronischen Zustandsdichten $D(E)$ der Quasiteilchen der beiden Supraleiter S1 und S2, die jeweils die Energielücke Δ_1 beziehungsweise Δ_2 aufweisen. In dem gezeigten Fall $T = 0 \text{ K}$ existieren keine thermisch angeregten Quasiteilchen oberhalb der Energielücken. Bei der Gap-Spannung $V_{\text{gap}} = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$ trifft die hohe Zustandsdichte der besetzten Zustände in Supraleiter S1 auf die ebenso hohe Zustandsdichte der unbesetzten Zustände in Supraleiter S2, sodass es zu einem steilen Anstieg des Stroms in der Strom-Spannungs-Kennlinie kommt. Für Spannungen $V \gg V_{\text{gap}}$ ist sowohl die Zustandsdichte der besetzten als auch die der unbesetzten Zustände beider Supraleiter nahezu konstant. In diesem Bereich verläuft die Kennlinie daher linear und wird durch den ohmschen Widerstand R_{N} charakterisiert. Bei einem strombetriebenen Josephson-Kontakt im Spannungszustand ist der Suprastrom $I_{\text{s}} = I_{\text{c}} \sin(\phi)$ nach der zweiten Josephson-Gleichung zeitabhängig, sodass man aufgrund des Zusammenhangs $I = I_{\text{s}} + I_{\text{N}} + I_{\text{D}}$ auch einen zeitabhängigen

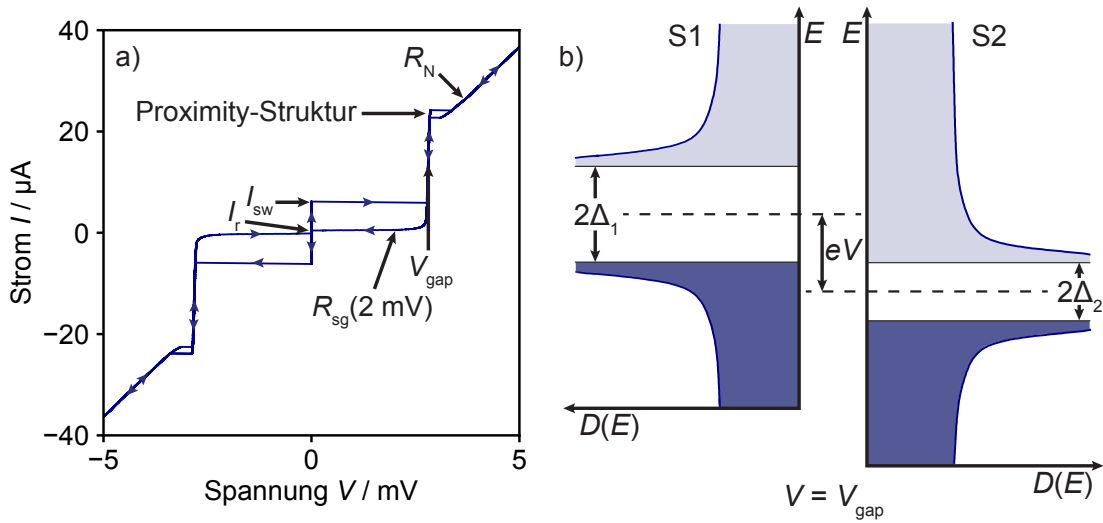


Abb. 2.4: a) Im Rahmen dieser Arbeit bei $T = 4,2\text{ K}$ gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie eines ungedämpften Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakts. Markiert sind einige charakteristische Größen des Josephson-Kontakts, die aus der Kennlinie direkt ermittelt werden können. Die Pfeile entlang der Kurve zeigen die Richtung an, in welcher die Kennlinie beim Einprägen eines externen Stroms durchlaufen wird. b) Energielevel-Diagramm eines SIS-Kontakts bei $T = 0\text{ K}$ und einer Spannung $V = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$ über dem Kontakt.

Quasiteilchen- und Verschiebungsstrom erwartet, welcher wiederum mit einem oszillierenden Spannungsabfall verbunden ist. Mit dem in dieser Arbeit zur Aufzeichnung von Kennlinien verwendeten Aufbau, welcher unter anderem mit einigen Tiefpässen ausgestattet ist (vergleiche Abschnitt 5.3.1), können solche hochfrequenten Signale jedoch nicht gemessen werden. Abbildung 2.4 a) zeigt folglich nur das zeitliche Mittel $\langle V(t) \rangle$. Das Verhalten des Josephson-Kontakts, nachdem vom ohmschen Bereich ausgehend der Strom I erneut reduziert wird, ist stark temperaturabhängig. Bei $T = 0\text{ K}$ sind für Spannungen $|V| < V_{\text{gap}}$ oberhalb der Energielücken keine Quasiteilchen mehr vorhanden, sodass der Tunnelstrom in diesem Spannungsbereich vollkommen verschwindet. Für einen Josephson-Kontakt bei endlicher Temperatur $T \neq 0\text{ K}$ durchläuft die Kennlinie eine Hysterese, da zusätzlich zu den Cooper-Paaren thermisch angeregte Quasiteilchen oberhalb der Energielücke existieren, welche auch für $|V| < V_{\text{gap}}$ bis zum Erreichen des Rückkehrstroms I_r weiterhin durch die Barriere tunneln können. Eine solche hysteretische Quasiteilchenkennlinie, wie sie in Abbildung 2.4 a) zu sehen ist, wird durch den sogenannten Subgap-Widerstand R_{sg} charakterisiert. Dieser ist offenbar sowohl temperatur- als auch spannungsabhängig, sodass konventionell der Widerstand $R_{\text{sg}}(2\text{ mV})$ angegeben wird, um das Tunnelverhalten der Quasiteilchen verschiedener Josephson-Kontakte miteinander vergleichen zu können. Aufgrund der Nichtlinearität der Quasiteilchencharakteristik wird auch

direkt ersichtlich, dass das RCSJ-Modell das Verhalten eines ungeschunteten SIS-Josephson-Kontakts nur im ohmschen Bereich adäquat beschreiben kann und für Spannungen $|V| < V_{\text{gap}}$ deutliche Abweichungen zur Modellvorhersage auftreten. Um den Subgap-Bereich in das Modell zu integrieren, kann der Quasiteilchenstrom I_N beispielsweise durch eine stückweise lineare Funktion

$$I_N(V) = V \cdot \begin{cases} 1/R_{\text{sg}}, & \text{für } |V| < V_{\text{gap}} \\ 1/R_N, & \text{für } |V| > V_{\text{gap}} \end{cases} \quad (2.22)$$

ersetzt werden.

Die Tunnelbarriere des Josephson-Kontakts, dessen Strom-Spannungs-Kurve in Abbildung 2.4 a) zu sehen ist, besteht aus einer Aluminiumoxid-Schicht, die durch das Oxidieren der Oberfläche einer dünnen Al-Lage hergestellt wurde. Dadurch bleibt eine nicht-oxidierte Menge Aluminium übrig, welche mit der darunterliegenden Basis-elektrode aus Niob in Kontakt steht. Das sich gegenseitige Beeinflussen von zwei Supraleitern oder einem Supraleiter und einem Normalleiter an deren Grenzfläche wird Proximity-Effekt genannt und kann über eine Entfernung von mehreren Kohärenzlängen zur Grenzfläche beobachtet werden [Deu69, Kla04]. Dabei nimmt die jeweilige elektronische Zustandsdichte teilweise Eigenschaften der Zustandsdichte des in Kontakt stehenden Materials an, wodurch sich im Normalleiter eine Energielücke um die Fermi-Energie formt, während der Supraleiter neue Zustände an der Stelle der (durch den Proximity-Effekt entstandenen) Energielücke des anderen Leiters ausbildet. Dieses Phänomen ist bei einem strombetriebenen Josephson-Kontakt wie in Abbildung 2.4 a) als hysteretische Struktur zwischen dem steilen Anstieg bei $V = V_{\text{gap}}$ und dem ohmschen Bereich zu beobachten und ist umso ausgeprägter, je dünner die nicht-oxidierte Al-Schichtdicke relativ zur Dicke der Nb-Elektroden ist [Gol88, Zeh99].

2.1.4 SIS-Josephson-Tunnelkontakte im Magnetfeld

Aufgrund der Abhängigkeit $\phi(y,z,t) = \theta_2(y,z,t) - \theta_1(y,z,t) - 2\pi/\Phi_0 \int \mathbf{A}(y,z,t) \cdot d\mathbf{l}$ der eichinvarianten Phasendifferenz vom magnetischen Vektorpotential \mathbf{A} entlang der Tunnelbarriere eines wie in Abbildung 2.1 skizzierten SIS-Kontakts (vergleiche Gleichung 2.4), kann diese innerhalb des Kontakts durch das Anlegen eines Magnetfelds räumlich moduliert werden, sodass nach der ersten Josephson-Gleichung auch der Wert des Suprastroms $I_s = \int_A j_s(\phi(y,z)) dydz$ vom Magnetfeld abhängt. Abbildung 2.5 zeigt einen Josephson-Kontakt in einem stationären externen Magnetfeld $\mathbf{B} = (0, B_y, 0)$, welches hier exemplarisch in y -Richtung senkrecht zur Flussrichtung des eingepprägten Stroms I anliegt. Die vom Magnetfeld durchdrungene Dicke wird magnetische Dicke t_B genannt und setzt sich aus der Dicke d der Tunnelbarriere sowie den magnetischen Eindringtiefen $\lambda_{1,2}$ der beiden supraleitenden Elektroden

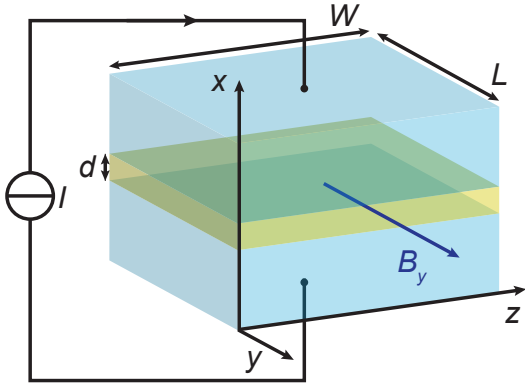


Abb. 2.5: Schematische Darstellung eines strombetriebenen, rechteckigen Josephson-Kontakts in einem externen Magnetfeld $\mathbf{B} = (0, B_y, 0)$. Die Tunnelbarriere (gelb) hat die Dicke d und die beiden supraleitenden Elektroden (blau) jeweils die Kantenlängen W und L .

zusammen: $t_B = d + \lambda_1 + \lambda_2$. Für supraleitendes Vollmaterial gleicht die magnetische Eindringtiefe der Londonschen Eindringtiefe $\lambda_L = \sqrt{m_e / (2\mu_0 n_s e^2)}$ [Tin96], wobei μ_0 die magnetische Feldkonstante bezeichnet. Für den in Abbildung 2.5 dargestellten Josephson-Kontakt im Magnetfeld \mathbf{B} besitzt die Phasendifferenz

$$\phi(z) = \frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z + \phi_0 \quad (2.23)$$

eine Ortsabhängigkeit in z -Richtung, wobei ϕ_0 der Phasendifferenz bei $z = 0$ entspricht [Bar82]. Gleichung 2.23 gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, dass es sich bei dem Josephson-Kontakt um einen kurzen Kontakt handelt, das heißt, dass seine Kantenlängen klein gegenüber der sogenannten Josephson-Eindringtiefe

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c (\lambda_{L,1} + \lambda_{L,2} + d)}} \quad (2.24)$$

sind, welche für die Tunnelkontakte in dieser Arbeit abhängig von der kritischen Stromdichte einige zehn bis hundert μm beträgt. Für einen langen Josephson-Kontakt muss zusätzlich das Magnetfeld, welches im Kontakt durch den Fluss des Suprastroms selbst erzeugt wird, berücksichtigt werden. Aufgrund der räumlich modulierten Phase ist gemäß der Strom-Phasen-Beziehung folglich auch die Suprastromdichte des Kontakts ortsabhängig:

$$j_s(y, z) = j_c(y, z) \sin\left(\frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z + \phi_0\right) \quad (2.25)$$

Die Magnetfeldabhängigkeit des durch den Josephson-Kontakt fließenden Suprastroms I_s ist in diesem Fall durch das Integral von Gleichung 2.25 über die Fläche $W \cdot L$ in y - und z -Richtung gegeben:

$$I_s(B_y) = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-W/2}^{W/2} j_c(y,z) \sin\left(\frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z + \phi_0\right) dy dz \quad (2.26)$$

$$= \int_{-W/2}^{W/2} i_c(z) \sin\left(\frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z + \phi_0\right) dz \quad (2.27)$$

$$= \operatorname{Im} \left[\exp(i\phi_0) \int_{-\infty}^{\infty} i_c(z) \exp\left(i\frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z\right) dz \right] . \quad (2.28)$$

Zur Betrachtung der Modulation des Suprastroms in einer Dimension wurde hierbei das Integral der kritischen Stromdichte in y -Richtung durch den Term $i_c(z)$ zusammengefasst. Da die Suprastromdichte außerhalb des Tunnelkontakts verschwindet, konnten die Integrationsgrenzen auf $\pm\infty$ gesetzt werden. Durch die Verwendung der komplexen Schreibweise in Gleichung 2.28 wird ersichtlich, dass es sich bei dem Ausdruck im Integral um eine komplexe Zahl handelt, sodass die Multiplikation mit dem Faktor $\exp(i\phi_0)$ zwar dessen Phase, nicht jedoch dessen Amplitude ändert. Der maximale Suprastrom

$$I_s^{\max}(B_y) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} i_c(z) \exp\left(i\frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z\right) dz \right| \quad (2.29)$$

entspricht daher gerade der Amplitude des Integrals und ist identisch zur Fouriertransformation der Funktion $i_c(z)$. Bei einem rechteckigen Josephson-Kontakt mit homogener kritischer Stromdichte wird die Modulation des maximalen Suprastroms mit dem magnetischen Fluss $\Phi_{JJ} = B_y t_B W$, der den Kontakt durchdringt, durch das in Abbildung 2.6 als blaue Kurve gezeigte sogenannte Fraunhofer-Muster

$$I_s^{\max}(\Phi_{JJ}) = I_c \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi\Phi_{JJ}}{\Phi_0}\right)}{\frac{\pi\Phi_{JJ}}{\Phi_0}} \right| \quad (2.30)$$

beschrieben, welches ebenfalls in der Intensitätsverteilung bei Beugungsexperimenten an einem Einzelspalt zu finden ist. Die in Abbildung 2.6 zusätzlich gezeigte rote Kurve

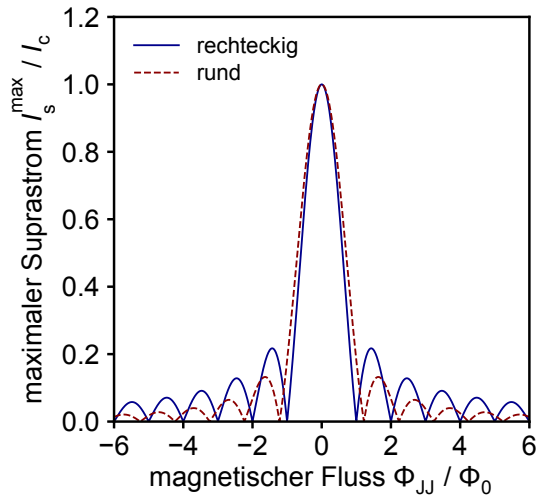


Abb. 2.6: Magnetfeldabhängigkeit des maximalen Suprastroms $I_s^{\max}(\Phi_{JJ})$ eines rechteckigen (blau) und eines runden (rot gestrichelt) Josephson-Kontakts mit jeweils räumlich konstanter Verteilung der kritischen Stromdichte.

für einen Josephson-Kontakt mit ebenfalls homogener kritischer Stromdichte jedoch runder Grundfläche mit Radius $W/2$ entspricht der Abhängigkeit

$$I_s^{\max}(\Phi_{JJ}) = I_c \left| \frac{J_1\left(\frac{\pi\Phi_{JJ}}{\Phi_0}\right)}{\frac{1}{2} \frac{\pi\Phi_J}{\Phi_0}} \right|, \quad (2.31)$$

worin J_1 für die Bessel-Funktion erster Gattung erster Ordnung steht. Der Vergleich der beiden Kurven verdeutlicht, dass die Modulation des maximalen Suprastroms eines Josephson-Kontakts im Magnetfeld sowohl von dessen intrinsischer kritischer Stromdichteverteilung als auch von der Geometrie des Kontakts bestimmt wird. Ferner beobachtet man, dass das Fraunhofer-Muster einen Spezialfall darstellt, bei dem die Minima der Modulationskurve exakt bei ganzzahligen Vielfachen des magnetischen Flussquants auftreten.

2.2 dc-SQUIDS

Der vorangegangene Abschnitt hat gezeigt, dass der maximale Suprastrom eines Josephson-Kontakts durch die Änderung eines extern angelegten Magnetfelds moduliert wird. Nach Gleichung 2.30 entspricht die Periodizität dieser Modulation bei den im Folgenden betrachteten rechteckigen Josephson-Kontakten einem Flussquant Φ_0 . Für Josephson-Kontakte wird die vom Magnetfeld durchsetzte Fläche von dessen Kantenlänge sowie dessen magnetischer Dicke t_B gebildet, sodass bei Kantenlängen von einigen μm oder weniger zur Erzeugung eines Flussquants Magnetfelder mit Flussdichten im Bereich von einigen mT oder mehr benötigt werden. Grundsätzlich können daher Josephson-Kontakte zur Messung von Magnetfeldern eingesetzt

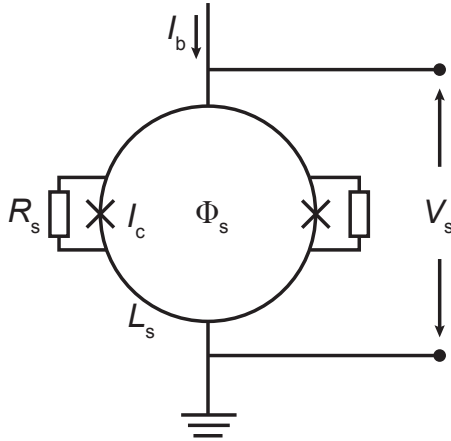


Abb. 2.7: Schematische Darstellung eines dc-SQUIDs. Das SQUID wird mit dem Strom I_b betrieben und gleichzeitig die darüber abfallende Spannung V_s gemessen. Die Shunt-Widerstände R_s verhindern ein hysteretisches Verhalten der Josephson-Kontakte.

werden; ihre Sensitivität ist jedoch nicht ausreichend, um magnetische Flussdichten im Bereich von wenigen μT oder sogar nT auflösen zu können. Um eine solche Sensitivität zu erreichen, muss die sensitive Fläche hinreichend groß gewählt werden. Dies kann beispielsweise durch die Verwendung eines dc-SQUIDs³ erzielt werden. Ein dc-SQUID besteht, wie in Abbildung 2.7 zu sehen, aus einer geschlossenen supraleitenden Leiterschleife mit Induktivität L_s , welche durch zwei Josephson-Kontakte, die jeweils den kritischen Strom I_c besitzen, unterbrochen ist. Parallel zu jedem der beiden Josephson-Kontakte ist typischerweise ein Shunt-Widerstand R_s geschaltet, um ein hysteretisches Verhalten der Kontakte zu unterdrücken.

2.2.1 Spannungsfreier Zustand

Betrachtet man ein dc-SQUID wie in Abbildung 2.7 als Parallelschaltung aus zwei identischen Josephson-Kontakten, setzt sich der durch das SQUID fließende Supraström aus den nach der ersten Josephson-Gleichung gegebenen Teilströmen I_{s1} und I_{s2} , die durch die beiden Josephson-Kontakte fließen, zusammen:

$$I_{s,\text{SQ}} = I_{s1} + I_{s2} = 2I_c(\sin \phi_1 + \sin \phi_2) \quad (2.32)$$

$$= 2I_c \cos\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2}\right) \quad (2.33)$$

Aufgrund der Tatsache, dass die Cooper-Paare innerhalb der supraleitenden Leiterschleife durch eine gemeinsame, eindeutige Wellenfunktion beschrieben werden, darf die Änderung der Phase θ der Wellenfunktion entlang des geschlossenen Pfades, der innerhalb der Leiterschleife verläuft, lediglich ganzzahlige Vielfache von 2π betragen. Die Integration über $\nabla\theta$ entlang eines solchen Pfades liefert an der Stelle der

³engl.: Superconducting Quantum Interference Device

Josephson-Kontakte nach Gleichung 2.4 die Phasendifferenz $\phi_{1,2}$ über dem jeweiligen Kontakt plus einen vom Vektorpotential \mathbf{A} abhängigen Term. Die Integration entlang der supraleitenden Leiterschleife ist nach Gleichung 2.2 ebenfalls von dem Vektorpotential sowie dem vom magnetischen Feld induzierten Suprastrom abhängig. Für Supraleiter deren Dicke sehr viel größer als deren magnetische Eindringtiefe ist, kann der Integrationspfad jedoch tief ins Innere gelegt werden, sodass der Beitrag des induzierten Suprastroms vernachlässigbar klein ist. Es bleibt das geschlossene Linienintegral über das Potential \mathbf{A} , welches gerade dem von diesem Pfad eingeschlossenen magnetischen Fluss entspricht. Die Differenz

$$\phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi\Phi_s}{\Phi_0} \quad (2.34)$$

ist demnach von dem von der SQUID-Leiterschleife eingeschlossenen magnetischen Fluss Φ_s abhängig [Cla04], sodass folglich auch der Suprastrom im SQUID

$$I_{s,SQ} = 2I_c \cos\left(\pi \frac{\Phi_s}{\Phi_0}\right) \sin\left(\phi_1 + \pi \frac{\Phi_s}{\Phi_0}\right) \quad (2.35)$$

eine flussabhängige Größe darstellt. Der magnetische Fluss im SQUID $\Phi_s = \Phi_{\text{ext}} + \Phi_{\text{cir}}$ setzt sich dabei aus dem extern eingepprägten Fluss Φ_{ext} und dem durch die aufgrund der Flussquantisierung hervorgerufenen Abschirmströme $I_{\text{cir}} = (I_{s1} - I_{s2})/2$ erzeugten Fluss $\Phi_{\text{cir}} = L_s I_{\text{cir}}$ zusammen:

$$\Phi_s = \Phi_{\text{ext}} + L_s I_{\text{cir}} = \Phi_{\text{ext}} + \frac{L_s I_c}{2} (\sin \phi_1 - \sin \phi_2) \quad (2.36)$$

$$= \Phi_{\text{ext}} - L_s I_c \sin\left(\pi \frac{\Phi_s}{\Phi_0}\right) \cos\left(\phi_1 + \pi \frac{\Phi_s}{\Phi_0}\right) \quad (2.37)$$

Der maximale Suprastrom eines dc-SQUIDs I_0 , das heißt der Strom, ab dem eine Spannung über dem SQUID abfällt, ergibt sich schließlich aus der Maximierung von Gleichung 2.35 unter Berücksichtigung von Gleichung 2.37. Im Grenzfall kleiner Ströme $I_{s,SQ} \ll I_c$ gilt die Beziehung $\sin \phi_1 \approx -\sin \phi_2$, wonach sich Gleichung 2.37 zu

$$\frac{\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0} = \frac{\Phi_s}{\Phi_0} + \frac{\beta_L}{2} \sin\left(\pi \frac{\Phi_s}{\Phi_0}\right) \quad (2.38)$$

vereinfachen lässt. Hierbei wurde der Abschirmparameter

$$\beta_L = \frac{2L_s I_c}{\Phi_0} \quad (2.39)$$

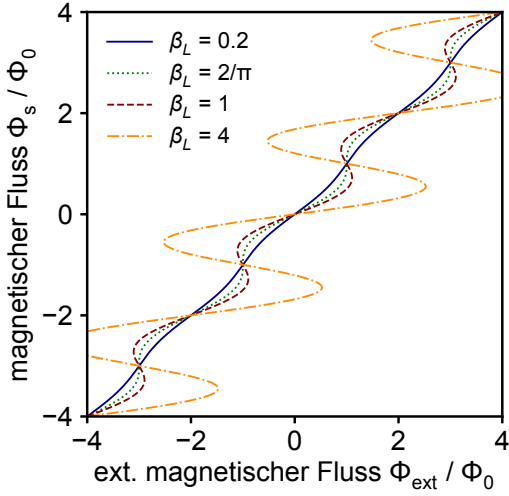


Abb. 2.8: Abhängigkeit des magnetischen Flusses Φ_s in einem dc-SQUID von dem extern eingeprägten magnetischen Fluss Φ_{ext} für verschiedene Werte des Abschirmparameters β_L .

eingeführt, der als Maß für den Einfluss der Abschirmströme I_{cir} auf den magnetischen Fluss im SQUID und den damit verbundenen maximalen Suprastrom dient. In Abbildung 2.8 ist der Verlauf des magnetischen Flusses im SQUID Φ_s in Abhängigkeit des extern eingeprägten Flusses Φ_{ext} gemäß Gleichung 2.38 für verschiedene Werte β_L dargestellt. Wie zu erkennen, besteht zwischen den beiden Größen eine eindeutige Beziehung sofern $\beta_L \leq 2/\pi$. Im Grenzfall $\beta_L \rightarrow 0$ können die Abschirmströme vollständig vernachlässigt werden, sodass $\Phi_s \approx \Phi_{\text{ext}}$. Der maximale Suprastrom des SQUIDs ist dann gerade

$$I_0 \approx 2I_c \left| \cos \left(\pi \frac{\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0} \right) \right|, \quad (2.40)$$

das heißt für ganzzahlige Vielfache des magnetischen Flussquants $\Phi_{\text{ext}} = n\Phi_0$ ($n \in \mathbb{Z}$) entspricht der maximale Suprastrom $I_{0,\text{max}} = 2I_c$ der Summe der kritischen Ströme der beiden Josephson-Kontakte, während für $\Phi_{\text{ext}} = (n+1/2)\Phi_0$ der maximale Suprastrom vollständig unterdrückt ist. Wie man Abbildung 2.8 weiter entnehmen kann, weist das SQUID für $\beta_L > 2/\pi$ ein hysteretisches Verhalten auf, da mehrere Werte des magnetischen Flusses Φ_s für denselben externen Fluss existieren. Ferner nimmt mit steigendem β_L der Wert des Übertragungskoeffizienten $\partial\Phi_s/\partial\Phi_{\text{ext}}$ sichtbar ab, was im Grenzfall $\beta_L \gg 1$ dazu führt, dass die Modulation des Suprastroms ΔI_0 durch das externe Magnetfeld Φ_{ext} stark mit steigendem Abschirmparameter fällt und etwa dem Zusammenhang $\Delta I_0/I_{0,\text{max}} \propto 1/\beta_L$ folgt [Cla04].

2.2.2 Spannungszustand

Wird der maximale Suprastrom des dc-SQUIDs überschritten, fließt jeweils ein zusätzlicher Quasiteilchenstrom durch die beiden Josephson-Kontakte, sodass eine Spannung über dem SQUID abfällt. Analog zur Beschreibung des dynamischen Verhaltens eines einzelnen Josephson-Kontakts im Rahmen des RCSJ-Modells, kann der Spannungszustand eines dc-SQUIDs als Bewegung eines Teilchens in dem Potential

$$\frac{E_{\text{pot,SQ}}}{2E_J} = \frac{1}{\pi\beta_L} \left(\frac{\phi_2 - \phi_1}{2} - \pi \frac{\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0} \right)^2 - \cos \left(\frac{\phi_2 - \phi_1}{2} \right) \cos \left(\frac{\phi_2 + \phi_1}{2} \right) - \frac{I_b}{2I_c} \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \quad (2.41)$$

beschrieben werden, wobei hier die Phase $\phi_1 + \phi_2$ der Ortskoordinate und I_b der externen Kraft, welche die Neigung des Potentials bestimmt, entspricht [Cla04]. Der Wert I_0 , bei dem das Teilchen beginnt, das Potential hinabzurollen, hängt von β_L und dem externen magnetischen Fluss Φ_{ext} ab. Sind die im SQUID fließenden Abschirmströme beispielweise vernachlässigbar klein ($\beta_L \ll 1$), verhält sich das dc-SQUID wie ein einzelner Josephson-Kontakt mit dem Widerstand $R_s/2$, der Kapazität $2C$ und dem kritischen Strom $2I_c \cos(\pi\Phi_{\text{ext}})$. Für den Fall, dass die beiden Josephson-Kontakte weiterhin durch niederohmige Shunt-Widerstände R_s stark gedämpft sind ($\beta_c \ll 1$), existiert für die mittlere über dem SQUID abfallende Spannung

$$V_s = I_c R_s \sqrt{\left(\frac{I_b}{2I_c} \right)^2 - \left[\cos \left(\pi \frac{\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0} \right) \right]^2} \quad (2.42)$$

ein einfacher analytischer Ausdruck [Cla04]. Danach wird der maximale Spannungshub $\Delta V_s = V_s(\Phi_{\text{ext}} = \Phi_0/2) - V_s(\Phi_{\text{ext}} = 0)$ für $I_b = 2I_c$ erreicht und beträgt $I_c R_s$. In der Praxis ist die Wahl $\beta_L \ll 1$ jedoch beispielsweise für Magnetometer-Anwendungen wenig sinnvoll, da eine kleine SQUID-Induktivität zwangsläufig mit einer geringeren vom magnetischen Fluss durchdrungenen Fläche der Leiterschleife verbunden ist, wodurch die anfangs geforderte Sensitivität nicht umgesetzt werden kann. Da β_L zusätzlich vom kritischen Strom der Josephson-Kontakte abhängt, könnte ein verringerter kritischer Strom die erhöhte SQUID-Induktivität kompensieren. Eine Minimierung von I_c ist jedoch nur begrenzt möglich, da die Josephson-Kopplungsenergie $E_J = I_c \Phi_0 / 2\pi$ mindestens einen Faktor 5 größer als die thermische Energie $k_B T$ sein sollte [Cla88]. Andernfalls nimmt der in Abschnitt 2.1.2 beschriebene Effekt des vorzeitigen Springens in den Spannungszustand infolge thermischer Fluktuationen überhand, wodurch unter anderem die Modulation ΔI_0 deutlich sinkt. Aufgrund der endlichen Kapazität der Josephson-Kontakte muss außerdem auch die Forderung nach einem verschwindend geringen Wert für β_c aufgeweicht werden.

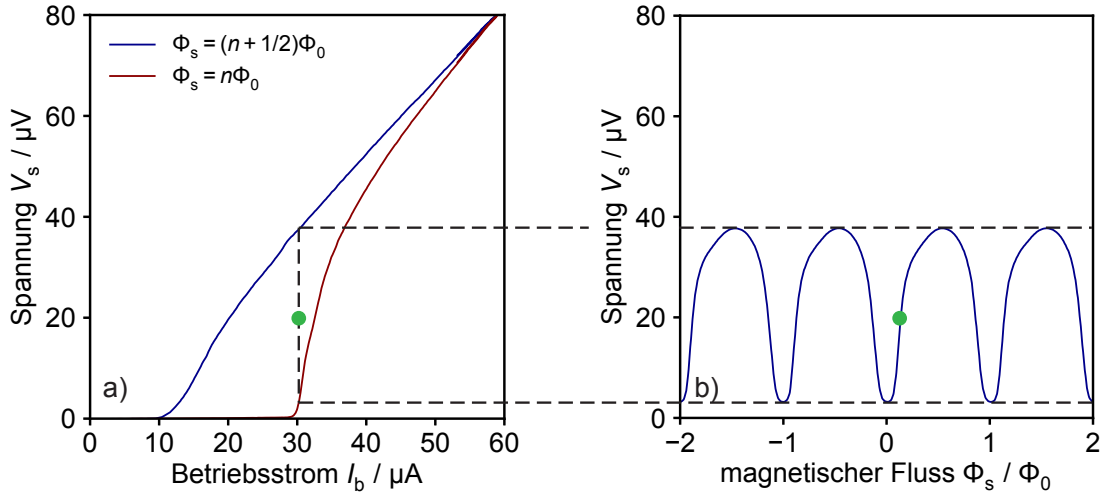


Abb. 2.9: a) Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie eines praktischen dc-SQUIDS mit $\beta_L \leq 1$ und $\beta_c \leq 1$ für die beiden Extremfälle $\Phi_s = n\Phi_0$ und $\Phi_s = (n + 1/2)\Phi_0$. b) Resultierende gemessene Fluss-Spannungs-Kennlinie bei einem fest gewählten Betriebsstrom von $I_b = 30,4 \mu\text{A}$. Der grüne Punkt stellt einen möglichen geeigneten Arbeitspunkt dar.

Um wenigstens das Auftreten einer Hysterese im Verlauf des eingepprägten Stroms zu verhindern, muss $\beta_c \leq 1$ gelten. Dazu kann entsprechend der Wert des Shunt-Widerstands R_s vergleichsweise gering gewählt werden. Dieser sollte allerdings auch nicht zu klein sein, da die Spannungsamplitude $V_s(\Phi_{\text{ext}})$ direkt proportional zum Shunt-Widerstand ist (vergleiche Gleichung 2.42). Durch numerische Simulationen konnte gezeigt werden, dass die optimale Energiesensitivität eines dc-SQUIDS (siehe Abschnitt 2.2.3) für $\beta_L \approx 1$ und $\beta_c \approx 1$ erreicht werden kann [Tes77]. Wie im vorherigen Abschnitt anhand Abbildung 2.8 bereits zu erkennen war, ist für $\beta_L \approx 1$ die Modulation ΔI_0 im Vergleich zu dem oben beschriebenen Fall für $\beta_L \rightarrow 0$ jedoch nur etwa halb so groß [Can96, Cla04].

In Abbildung 2.9 a) sind beispielhaft die gemessenen Strom-Spannungs-Kurven eines dc-SQUIDS, für das $\beta_L \leq 1$ und $\beta_c \leq 1$ gilt, für die beiden Extremfälle $\Phi_s = n\Phi_0$ und $\Phi_s = (n + 1/2)\Phi_0$ gezeigt. Die Kurven für alle anderen Werte des magnetischen Flusses liegen zwischen diesen beiden. Durch thermische Fluktuationen sind die sonst scharfen Kanten bei $I_0(\Phi_s)$ beim Sprung in den Spannungszustand verrundet [Amb69]. Wird das dc-SQUID mit einem konstanten Strom I_b betrieben, dessen Wert den des maximalen Suprastroms $I_{0,\text{max}}$ bei $\Phi_s = n\Phi_0$ übersteigt, fällt eine vom magnetischen Fluss Φ_s abhängige Spannung ab. Der daraus resultierende periodische Verlauf der Spannung V_s ist in Abbildung 2.9 b) dargestellt. Der Betriebsstrom wurde hierbei so gewählt, dass der Spannungshub ΔV_s maximal ist, was in der Regel für $I_b \simeq I_{0,\text{max}}$ der Fall ist. Somit stellt das dc-SQUID einen hochsensiblen Fluss-

zu-Spannungs-Konverter dar. Die höchste Sensitivität besitzt das SQUID am steilsten Punkt der Fluss-Spannungs-Kennlinie. Durch das Einprägen eines geeigneten Fluss-Offsets wird der Arbeitspunkt, welcher in Abbildung 2.9 in Grün markiert ist, demnach so gewählt, dass der Transferkoeffizient

$$V_{\Phi_s} = \left| \left(\frac{\partial V_s}{\partial \Phi_s} \right)_{I_b = \text{const.}} \right| \quad (2.43)$$

maximal ist.

2.2.3 Rauschen

Gemäß dem Nyquist-Theorem erzeugt jeder ohmsche Widerstand R bei der Temperatur T ein über einen weiten Frequenzbereich unabhängiges weißes Spannungsrauschen mit der spektralen Leistungsdichte $S_V(f) = 4k_B T R$ [Joh28, Nyq28]. Aufgrund der Shunt-Widerstände R_s besitzt folglich auch ein dc-SQUID ein intrinsisches, temperaturabhängiges Spannungsrauschen. Unter Vernachlässigung zusätzlicher Rauschbeiträge, die zum Beispiel durch das Auftreten ungewollter Resonanzen hervorgerufen werden können, setzt sich dieses Spannungsrauschen aus zwei Teilen zusammen [Can96]:

$$S_{V_s}(f) = \frac{4k_B T L_s^2 V_{\Phi_s}^2}{2R_s} + 4k_B T R_{\text{dyn}} \quad (2.44)$$

Der erste Term in Gleichung 2.44 enthält das durch den Transferkoeffizienten V_{Φ_s} in ein Spannungsrauschen umgewandelte, scheinbare intrinsische Flussrauschen der SQUID-Schleife, das mit dem thermischen Stromrauschen der in Serie verschalteten Shunt-Widerstände entlang der SQUID-Schleife mit der Induktivität L_s verknüpft ist. Der zweite Term entspricht dem thermischen Spannungsrauschen über dem gesamten SQUID, das aus dem dynamischen Widerstand $R_{\text{dyn}} = \partial V_s / \partial I_b$ des SQUIDs resultiert. Sowohl der Transferkoeffizient V_{Φ_s} als auch der dynamische Widerstand R_{dyn} ist vom Arbeitspunkt, an dem das dc-SQUID betrieben wird, abhängig. Wie bereits erwähnt, ist der Spannungshub für $I_b \approx 2I_c$ maximal. Der optimale Arbeitspunkt ist dann bei etwa $\Phi_s \approx \Phi_0/4$, wo die Steigung der Fluss-Spannungs-Kurve ihr Maximum hat, zu finden. Leitet man Gleichung 2.42 für ein dc-SQUID mit den Parametern $\beta_L \ll 1$ und $\beta_c \ll 1$ an der Stelle dieses Arbeitspunkts ab, erhält man für den dynamischen Widerstand

$$R_{\text{dyn}} = \frac{R_s}{\sqrt{2}} \quad (2.45)$$

Während Gleichung 2.45 weitestgehend unabhängig vom Abschirmparameter Gültigkeit besitzt [Cla04], zeigt sich dagegen durch numerische Simulationen, dass der maximale Transferkoeffizient $V_{\Phi_s, \max} = I_c R_s / \Phi_0$ (für $\beta_L \ll 1$) mit zunehmendem β_L abfällt und für Temperaturen $T \leq 4,2$ K der Beziehung

$$V_{\Phi_s} \approx \frac{2I_c R_s}{\Phi_0(1 + \beta_L)} \quad (2.46)$$

folgt [Tes77, Enp93]. Einsetzen der Gleichungen 2.45 und 2.46 in Gleichung 2.44 liefert einen Ausdruck für die spektrale Leistungsdichte des Spannungsrauschens

$$S_{V_s}(f) \approx 4k_B T R_s \left[\frac{2L_s^2 I_c^2}{\Phi_0^2(1 + \beta_L)^2} + \frac{1}{\sqrt{2}} \right] = 2k_B T R_s \left[\frac{\beta_L^2}{(1 + \beta_L)^2} + \sqrt{2} \right] \quad , \quad (2.47)$$

welcher demnach von der Betriebstemperatur T , den Shunt-Widerständen R_s und dem Abschirmparameter β_L abhängt. Um das Rauschen von SQUIDS unterschiedlicher Induktivität vergleichen zu können, wird häufig die Energiesensitivität

$$\epsilon(f) = \frac{S_{\Phi_s}(f)}{2L_s} = \frac{S_{V_s}(f)}{2L_s V_{\Phi_s}^2} \quad (2.48)$$

angegeben. Diese wird von dem scheinbaren Flussrauschen in der SQUID-Schleife mit der Leistungsdichte $S_{\Phi_s}(f)$ bestimmt, welches sich aus der Umwandlung des Spannungsrauschens mit Hilfe des Transferkoeffizienten V_{Φ_s} ergibt. Nach Einsetzen von Gleichung 2.47 in Gleichung 2.48 hängt folglich auch die Energiesensitivität

$$\epsilon(f) = k_B T \frac{R_s \Phi_0^2 (1 + \beta_L)^2}{L_s 4I_c^2 R_s^2} \left[\frac{\beta_L^2}{(1 + \beta_L)^2} + \sqrt{2} \right] = k_B T \frac{L_s}{R_s} \left[1 + \frac{\sqrt{2}(1 + \beta_L)^2}{\beta_L^2} \right] \quad (2.49)$$

von β_L ab [Can96].

Die Dynamik eines dc-SQUIDS wird maßgeblich von den Parametern β_L und β_c bestimmt. Wie im vorangegangenen Abschnitt bereits erläutert, stellt β_L ein Maß für die Modulation des maximalen Suprastroms I_0 und damit für den Spannungshub am Arbeitspunkt dar. Der Stewart-McCumber-Parameter β_c gibt den Grad der Dämpfung der Josephson-Kontakte an. Für Werte $\beta_c \leq 0,7$ sind die Kennlinien eines dc-SQUID nicht hysteretisch. In Anwesenheit thermischer Fluktuationen kann die Hysterese jedoch auch erst für sehr viel größere Werte von β_c einsetzen [Ryh92]. Daher bietet es sich an, den durch Gleichung 2.49 gegebenen Ausdruck für die Energie-

sensitivität auch als Funktion von β_c zu formulieren, indem R_s durch $\sqrt{\beta_c \Phi_0 / (2\pi I_c C)}$ ersetzt wird:

$$\epsilon(f) = k_B T \sqrt{L_s C} \sqrt{\frac{\pi \beta_L}{\beta_c}} \left[1 + \frac{\sqrt{2}(1 + \beta_L)^2}{\beta_L^2} \right]. \quad (2.50)$$

Für das durch numerische Simulationen bestimmte Optimum der Energiesensitivität bei $\beta_c \approx 1$ und $\beta_L \approx 1$ besitzt diese nach Gleichung 2.50 den temperaturabhängigen Wert $12k_B T \sqrt{L_s C}$. Der analytisch hergeleitete Ausdruck in Gleichung 2.50 ist jedoch nur für dc-SQUIDS auf Basis nicht-hysteretischer Josephson-Kontakte zur Vorhersage der experimentell erwarteten Energiesensitivität geeignet. Für $\beta_c > 0,7$ müssen ergänzend zum Nyquist-Rauschen der Shunt-Widerstände Effekte wie das zusätzliche Spannungsrauschen aufgrund des Springens zwischen mehreren Spannungszuständen infolge hysteretischer Josephson-Kontakte berücksichtigt werden [Ryh89]. Hinzu kommt der Beitrag des Nyquist-Rauschens von Harmonischen der hochfrequenten Josephson-Frequenzen $f_j = V_s / \Phi_0$ (vergleiche Gleichung 2.9), das aufgrund der Nichtlinearität der SQUID-Charakteristiken in den Bereich der Signalfrequenzen runtergemischt wird [Wei96]. Daher wird für $\beta_c \approx 1$ und $\beta_L \approx 1$ auch häufig der mit Hilfe numerischer Simulationen bestimmte Wert von $16k_B T \sqrt{L_s C}$ angegeben. Für diesen wurde die Annahme einer nahezu uneingeschränkten physikalischen Bandbreite des SQUIDS, die bis zur Plasmafrequenz $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c / \Phi_0 C}$ reicht, getroffen, sodass der gesamte Beitrag des runtergemischten Nyquist-Rauschens berücksichtigt wurde [Bru82].

Zusätzlich zu dem bisher beschriebenen frequenzunabhängigen thermischen Rauschen findet man bei dc-SQUIDS ein für supraleitende Elektronik typisches $1/f$ -artiges Rauschen bei tiefen Frequenzen. Dieses ist im Gegensatz zum weißen Rauschen bis heute noch nicht vollständig verstanden. Als Ursachen für das Auftreten von $1/f$ -artigem Rauschen konnten bisher unter anderem Fluktuationen des kritischen Stroms der Josephson-Kontakte sowie die thermische Bewegung von eingefangenen Flussschläuchen im Supraleiter ausgemacht werden [Tes82, Cla04]. Des Weiteren wird angenommen, dass die thermisch bedingte, zufällige Bewegung von magnetischen Momenten in der direkten Umgebung der SQUID-Schleife einen zusätzlichen Beitrag zum niederfrequenten Rauschen leistet [Wel87].

Die spektrale Leistungsdichte des gesamten scheinbaren intrinsischen Flussrauschens eines dc-SQUIDS

$$S_{\Phi_s}(f) = S_{\Phi_s, w} + \frac{S_{\Phi_s, 1/f}(1 \text{ Hz})}{f^\alpha} \quad (2.51)$$

setzt sich folglich aus dem frequenzunabhängigen Anteil des weißen Rauschens $S_{\Phi_s, w}$ und dem Anteil des $1/f^\alpha$ -Rauschens zusammen, wobei α Werte zwischen 0,5 und 1,5 annimmt [Dru11, Kem16].

2.3 Ungeshuntete dc-SQUIDs

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass die Wahl des Wertes für den Stewart-McCumber-Parameter β_c entscheidend für die Energieauflösung eines dc-SQUIDs ist. Um eine möglichst gute Energiesensitivität zu erreichen, sollte β_c groß gewählt werden (siehe Gleichung 2.50). Gleichzeitig werden bei einem zu großen Wert für β_c die Kennlinien hysteretisch. Der Dämpfungsparameter muss daher sehr präzise eingestellt werden können. Dazu bedarf es unter anderem der genauen Kenntnis des Werts der Kapazität C der verwendeten Josephson-Kontakte. Eine Möglichkeit, die Kapazität von Josephson-Kontakten zu bestimmen, ist die Messung von sogenannten Shapiro-Stufen [Sha63] in ungeschunteten dc-SQUIDs.

Shapiro-Stufen treten auf, wenn eine Wechselspannung $V_{dc} + V_{ac} \cos(\omega_{ac}t)$ mit Gleichspannungsoffset an einen Josephson-Kontakt angelegt wird. Nach der zweiten Josephson-Gleichung ist die Phasendifferenz ϕ dann durch den Ausdruck

$$\phi(t) = \frac{2\pi}{\Phi_0} V_{dc} t + \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{V_{ac}}{\omega_{ac}} \sin(\omega_{ac}t) + \phi_0 \quad (2.52)$$

gegeben. Der hieraus gemäß der ersten Josephson-Gleichung resultierende Suprastrom

$$I_s(t) = I_c \sin \left[\frac{2\pi}{\Phi_0} V_{dc} t + \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{V_{ac}}{\omega_{ac}} \sin(\omega_{ac}t) + \phi_0 \right] \quad (2.53)$$

$$= I_c \sum_{m=0}^{\infty} J_m \left(\frac{2\pi V_{ac}}{\Phi_0 \omega_{ac}} \right) \sin [(\omega_{dc} \pm m\omega_{ac})t + \phi_0] \quad (2.54)$$

kann mit Hilfe der Fourier-Bessel-Reihe ausgedrückt werden [Sha64]. Anhand dieser Schreibweise erkennt man, dass die Wechselspannung mit der Amplitude V_{ac} immer dann einen dc-Suprastrom generiert, wenn das Argument der Sinus-Funktion in Gleichung 2.54 zeitunabhängig wird, das heißt wenn die Bedingung $\omega_{dc} = m\omega_{ac}$ erfüllt ist. Diese dc-Komponente kann als Stromstufen (Shapiro-Stufen) in den Strom-Spannungs-Kennlinien der Josephson-Kontakte beobachtet werden [Eck64, Coe65].

Auch in ungeschunteten dc-SQUIDs können derartige Stufen auftreten. Wie in Abbildung 2.10 zu sehen, besteht ein ungeschuntetes SQUID analog zu einem konventionellen dc-SQUID aus einer supraleitenden Schleife mit der Induktivität L_s , welche

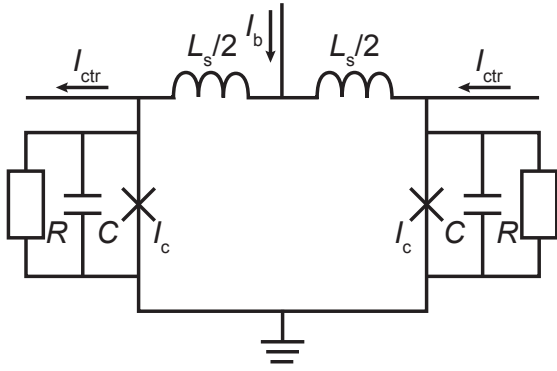


Abb. 2.10: Ersatzschaltbild eines ungeschunteten dc-SQUIDs, das aus der SQUID-Schleife mit der Induktivität $L_s = 2(L_s/2)$ sowie zwei Josephson-Kontakten mit der Kapazität C und dem intrinsischen, spannungsabhängigen Widerstand R besteht. Der Strom I_b dient dem Betrieb des SQUIDs, während der Strom I_{ctr} einen magnetischen Fluss im SQUID erzeugt.

von zwei identischen Josephson-Kontakten mit dem kritischen Strom I_c unterbrochen ist. Im Gegensatz zu den im vorherigen Abschnitt betrachteten dc-SQUIDs sind bei ungeschunteten SQUIDs die Josephson-Kontakte jedoch hysteretisch, da keine externen Shunt-Widerstände R_s parallel zu den Josephson-Kontakten geschaltet werden. Im Falle ungeschunteter dc-SQUIDs wird die zur Beobachtung der Shapiro-Stufen notwendige Wechselspannung infolge der Anregung des Schwingkreises, welcher von der SQUID-Induktivität L_s sowie den beiden in Serie geschalteten Kapazitäten C der Josephson-Kontakte gebildet wird, durch Josephson-Wechselströme erzeugt. Die im Spannungszustand des SQUIDs abfallende konstante Spannung V_s führt nach der zweiten Josephson-Gleichung zu einem oszillierenden Suprastrom mit der Frequenz $\omega_J = 2\pi V_s/\Phi_0$ (vergleiche Gleichung 2.9). Dieser ac-Josephson-Strom regt den $L_s C$ -Kreis zur Schwingung an, wodurch eine um die Phase π verschobene Wechselspannung mit der Frequenz $\omega_{L_s C} = 1/\sqrt{L_s C/2}$ generiert wird. Shapiro-Stufen treten folglich dann auf, wenn $\omega_J = m\omega_{L_s C}$, beziehungsweise

$$V_{r,m} = m \frac{\Phi_0}{2\pi\sqrt{L_s C/2}} \quad (2.55)$$

gilt. Hierbei bezeichnet $V_{r,m}$ den Spannungsabfall über dem SQUID, bei welchem die Resonanzbedingung erfüllt ist. Da $V_{r,m}$ alleine von der Induktivität der SQUID-Schleife L_s sowie der Kapazität der Josephson-Kontakte C abhängt, stellt die Aufzeichnung von Shapiro-Stufen in den Strom-Spannungs-Kennlinien eines ungeschunteten dc-SQUIDs bei bekannter SQUID-Induktivität eine geeignete Methode dar, um die Kapazität von Josephson-Kontakten zu ermitteln [Mag81, Pat85, Mae95]. Shapiro-Stufen treten im Subgap-Bereich der Quasiteilchenkennlinie auf, weshalb zu ihrer Beobachtung in einem strombetriebenen ungeschunteten SQUID der Suprastrom des SQUIDs unterdrückt werden muss. Dazu wird, wie in Abbildung 2.10 gezeigt, ein Kontrollstrom I_{ctr} durch die Induktivität der SQUID-Schleife eingepreßt und dadurch ein magnetischer Fluss $\Phi_s = 2(L_s/2)I_{ctr}$ im SQUID erzeugt, welcher den maximalen Suprastrom der Josephson-Kontakte moduliert. Wird der Fluss $\Phi_s = (n + 1/2)\Phi_0$

($n \in \mathbb{Z}$) generiert, ist die ebenfalls flussabhängige Amplitude der Resonanzstufen maximal und der maximale Suprastrom des SQUIDs wie bei einem geshunteten dc-SQUID minimal. Die Periode

$$|\Delta I_{\text{ctr}}| = \Phi_0/L_s \quad , \quad (2.56)$$

mit welcher der maximale Suprastrom moduliert, kann gleichzeitig zur Messung der Induktivität L_s genutzt werden [Hen78]. Wie weit der maximale Suprastrom unterdrückt werden kann, hängt vom Abschirmparameter β_L ab [Mag81]. Für strombetriebene ungeschuntete SQUIDs mit niedrigem β_L , kann der maximale Suprastrom so weit unterdrückt werden, dass eine erste Stromstufe bei $V_s = V_{r,1}$ in Erscheinung tritt.

Zur genauen Bestimmung der Spannung $V_{r,m}$ kann und sollte eine gemessene Resonanzhöhung an den theoretisch vorhergesagten Verlauf angepasst werden. Die Resonanzkurven eines ungeschunteten dc-SQUIDs weisen, wie Abbildung 2.11 a) zeigt, eine komplexe Form auf, welche vom magnetischen Fluss Φ_s in der SQUID-Schleife, dem Wert des Abschirmparameters β_L sowie einem zusätzlichen dimensionslosen Dämpfungsparameter $\Gamma = I_c R/V_{r,m}$ bestimmt wird [Gué79, Tuc80]. Für die in Abbildung 2.11 a) dargestellte erste Resonanzstufe ($m = 1$) mit maximaler Amplitude ($\Phi_s = (n + 1/2)\Phi_0$) folgt die Abhängigkeit der Resonanzhöhung $I_{r,1}$ von dem Spannungsabfall V_s der von der impliziten Funktion

$$\left[\frac{\delta(1/L_s - X^2/L_s)^2}{J_0(\delta) - J_2(\delta)} \right]^2 + \left[\frac{8\pi^2 XY I_c^2 / (\Gamma \Phi_0^2)}{J_0(\delta) + J_2(\delta)} \right]^2 = \left[\frac{2\pi I_c}{\Phi_0} \right]^2 \quad (2.57)$$

beschriebenen Kurve, wobei hier die Besselfunktionen J_0 und J_2 erster Gattung sowie die normierten Größen $Y = I_{r,1}/2I_c$ und $X = V_s/V_{r,1}$ verwendet wurden [Tuc80]. Die dimensionslose Größe δ ist dabei analog zum Argument der Besselfunktionen in Gleichung 2.54 proportional zur Amplitude V_{ac} der von dem $L_s C$ -Schwingkreis generierten Wechselspannung. Wie zu erkennen, ist der Zusammenhang $I_{r,1}(V_s)$ insbesondere für große Werte des Parameters Γ uneindeutig, sodass bei strombetriebenen ungeschunteten SQUIDs die resonanzbedingte Stromstufe nicht vollständig gemessen werden kann, da die Strom-Spannungs-Charakteristik auf die Quasiteilchenkennlinie springt, sobald die Steigung der Resonanzkurve negativ wird. In solchen Fällen ist die Anpassung der gemessenen Kurven an den von Gleichung 2.57 beschriebenen Verlauf für eine genaue Bestimmung der Resonanzspannung $V_{r,1}$ unerlässlich. Das Maximum der Resonanzamplitude

$$\frac{I_{r,m}}{2I_c} = \frac{\delta^2 V_s}{2m V_r \Gamma} \quad (2.58)$$

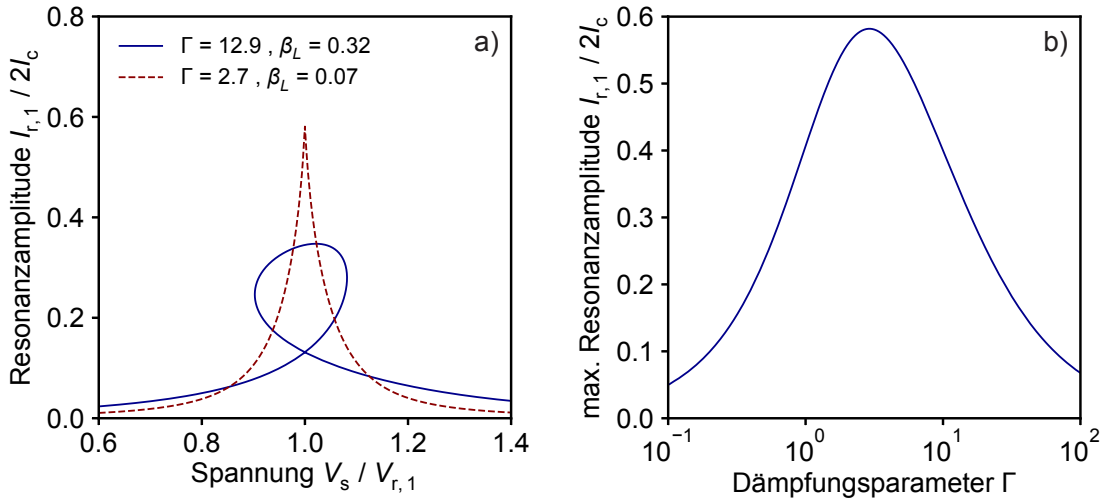


Abb. 2.11: a) Strom-Spannungs-Kurve der ersten Resonanzstufe zweier ungeschunteter dc-SQUIDs mit den aus der Literatur entnommenen Parametern $\beta_L = 0,32$ und $\Gamma = 12,9$ (durchgezogen blau) sowie $\beta_L = 0,07$ und $\Gamma = 2,7$ (gestrichelt rot) für einen Fluss von $(n + 1/2)\Phi_0$ im SQUID [Tuc80]. b) Normierte maximale Resonanzamplitude $I_{r,1}/2I_c$ als Funktion des Dämpfungsparameters Γ für den Fall $V_s = V_{r,1}$.

ergibt sich aus der Amplitude der dc-Komponente des modulierten Suprastroms (vergleiche Gleichung 2.54) und der Verwendung der bekannten Beziehung von Besselfunktionen $J_{m-1}(\delta) + J_{m+1}(\delta) = 2mJ_m(\delta)/\delta$ [Tuc80] und hängt, wie Abbildung 2.11 b) zeigt, vom Dämpfungsparameter Γ ab. Demnach tritt die Uneindeutigkeit der Resonanzkurven für $\Gamma > 2,9$ ein. Anhand der Betrachtung von Gleichung 2.58 wird zudem verständlich, weswegen für die Messung von Shapiro-Stufen ungeschuntete dc-SQUIDs eingesetzt werden. Der hohe Widerstand R der ungeschunteten Josephson-Kontakte, welcher sich parallel zum $L_s C$ -Schwingkreis befindet, sorgt dafür, dass die hohe Güte des Schwingkreises die Amplitude V_{ac} der Wechselspannung nur minimal dämpft. Da δ proportional zu V_{ac} ist und $I_{r,m}$ wiederum quadratisch von δ abhängt, ist die Amplitude der Resonanzstufe umso größer, je höher der Wert des Widerstands der Josephson-Kontakte ist.

3. dc-SQUIDs in der praktischen Anwendung

SQUIDs können grundsätzlich als Messinstrument für jede physikalische Größe, die sich bei kryogenen Temperaturen in eine magnetische Flussänderung umwandeln lässt, eingesetzt werden. So dienen sie nicht nur als Magnetfeldsensoren, sondern beispielsweise als Suszeptometer für magnetische Materialien in einem homogenen externen Magnetfeld oder als hochsensitives Amperemeter. In der Arbeitsgruppe, in der die vorliegende Arbeit angefertigt wurde, werden SQUIDs unter anderem zur Auslese metallischer magnetischer Kalorimeter verwendet und agieren hierbei als Stromsensor-SQUIDs. Ein Stromsensor-SQUID besteht neben der SQUID-Schleife selbst aus einem Eingangskreis, der den zu messenden elektrischen Strom in eine magnetische Flussänderung umwandelt und in die SQUID-Schleife einkoppelt. Ausgelesen wird ein dc-SQUID in der Regel von einer speziellen Elektronik bei Raumtemperatur, welche sowohl die Ausgangsspannung des SQUIDs verstärkt als auch die nötigen Stromquellen liefert, mit denen unter anderem das SQUID betrieben und der Arbeitspunkt eingestellt werden kann.

3.1 Washer-SQUIDs mit integrierter Einkoppelpule

Wird der stromdurchflossene Eingangskreis eines Stromsensor-SQUIDs als Spule in unmittelbarer Nähe zum SQUID realisiert, wird der von ihr erzeugte magnetische Fluss induktiv in die SQUID-Schleife eingekoppelt. Die Induktivität der Einkoppelpule ist dabei an die Induktivität der stromerzeugende Signalquelle angepasst, welche beispielsweise für die in dieser Arbeitsgruppe hergestellten Mikrokalorimeter zwischen etwa 1 nH und 10 nH beträgt. Die Induktivität des SQUIDs sollte für eine optimale Energiesensitivität gemäß Gleichung 2.50 hingegen gering gehalten werden. Für eine größtmögliche Signalübertragung, muss das Verhältnis $\partial\Phi_{\text{in}}/\partial\Phi_{\text{s}}$ zwischen dem magnetischen Fluss in der Einkoppelpule Φ_{in} und dem magnetischen Fluss in der SQUID-Schleife Φ_{s} durch eine möglichst starke Kopplung zwischen den beiden Spulen maximiert werden. Ein Maß für die Kopplung zwischen der Eingangspule mit Induktivität L_{i} und der SQUID-Schleife mit Induktivität L_{s} stellt der dimensionslose Kopplungsfaktor

$$k_{\text{is}} = \frac{M_{\text{is}}}{\sqrt{L_{\text{i}}L_{\text{s}}}} \quad (3.1)$$

dar. Dieser nimmt Werte zwischen 0 und 1 an und wird von der Gegeninduktivität der beiden Spulen $M_{\text{is}} = \delta\Phi_{\text{s}}/\delta I_{\text{in}}$ bestimmt, welche das Verhältnis des in das SQUID

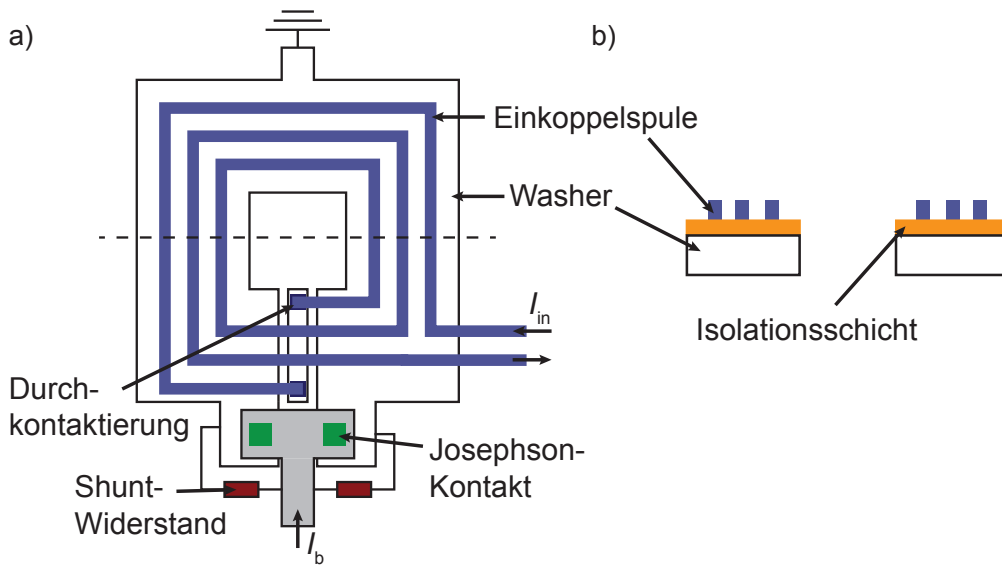


Abb. 3.1: Schematische Darstellung eines planaren Washer-SQUIDs mit integrierter Einkoppelspule a) von oben sowie b) in dem anhand der gestrichelten Linie in a) markierten Querschnitt. Zur besseren Übersicht ist die Isolationsschicht in a) nicht eingezeichnet.

eingekoppelten Flusses $\delta\Phi_s$ zur flusserzeugenden Stromänderung δI_{in} in der Einkoppelspule beschreibt. Gleichzeitig wird durch eine starke Kopplung die bestmögliche Energiesensitivität bezüglich der Einkoppelspule

$$\epsilon_c(f) = \frac{\epsilon(f)}{k^2} = \frac{L_i S_{I,i}}{2} \quad , \quad (3.2)$$

welche als gekoppelte Energiesensitivität bezeichnet wird, erlangt. Hierbei entspricht $\sqrt{S_{I,i}} = \sqrt{S_{\Phi_s}/M_{is}}$ dem von dem Flussrauschen im SQUID $\sqrt{S_{\Phi_s}}$ über die Gegeninduktivität M_{is} generierten scheinbaren Stromrauschen in der Einkoppelspule mit der spektralen Leistungsdichte $S_{I,i}$.

Eine häufig genutzte SQUID-Geometrie, mit der eine hervorragende Kopplung zwischen SQUID-Schleife und Einkoppelspule erreicht werden kann, ist die des sogenannten Washer-SQUIDs mit integrierter, planarer Einkoppelspule [Jay81, Ket82]. Wie in Abbildung 3.1 a) skizziert, ist die SQUID-Schleife dabei als breite Bahn¹ ausgeführt. Diese ist durch einen schmalen Spalt unterbrochen, welcher an der Stelle der beiden Josephson-Kontakte, die sich am äußeren Rand des Washers befinden, von einer kurzen Leiterbahn geschlossen wird. Die supraleitende Einkoppelspule kann abhängig von ihrer Induktivität mit mehreren Windungen planar auf dem Washer strukturiert werden. Beide Spulen sind durch eine möglichst dünne Isolationsschicht

¹engl.: Washer

galvanisch voneinander getrennt (siehe Abbildung 3.1 b)). Aufgrund der diamagnetischen Eigenschaften des supraleitenden Washers fließen die Supraströme, welche für die Induktivität der SQUID-Schleife verantwortlich sind, nahe des inneren Durchmessers des Washers [Ket85]. Die für den magnetischen Fluss der Einkoppelspule sensitive Fläche hingegen skaliert mit dem äußeren Durchmesser, wodurch eine hohe Signalübertragung bei gleichzeitig geringer SQUID-Induktivität möglich wird. Die Gesamtinduktivität des Washer-SQUIDs

$$L_s = L_h + L_{sp} + L_{par} \quad (3.3)$$

setzt sich aus der Induktivität des Washerlochs L_h , der Induktivität des Spalts L_{sp} sowie der parasitären Induktivität L_{par} des ausgelagerten Bereichs um die Josephson-Kontakte, welcher nicht zur Kopplung zwischen SQUID-Schleife und Einkoppelspule beiträgt, zusammen.

Obwohl mit einem derartigen Washer-SQUID mit integrierter Einkoppelspule hervorragende Kopplungsstärken erreicht werden können, führt eine solche Anordnung unweigerlich auch zu parasitären Effekten, die mit der Realisierung von SQUID- und Einkoppelspule in zwei übereinanderliegenden, galvanisch getrennten Dünnschichten verbunden sind. Zum einen entsteht eine parasitäre Kapazität C_p , die auf die geometrische Anordnung der metallischen Schichten zurückzuführen ist. Die Isolationsschicht dazwischen dient dabei als Dielektrikum. Diese Kapazität ist jeweils parallel zur Induktivität des SQUID-Washers und zu der der Einkoppelspule geschaltet. Die Induktivität des Washers bildet zusammen mit der parasitären Kapazität einen Schwingkreis, der von den im dc-SQUID infolge des Josephson-Wechselstrom-Effekts fließenden Wechselströmen mit der Josephson-Frequenz $f_J = V_s/\Phi_0$ angeregt werden kann. Dabei kommt es zur Resonanz, sobald die aus dem Spannungsabfall V_s resultierende Josephson-Frequenz der Resonanzfrequenz $f_{L_s C_p} = 1/(2\pi\sqrt{L_s C_p})$ entspricht. Dieses Phänomen wurde bereits im Rahmen der Diskussion von ungeschunteten dc-SQUIDs beschrieben (vergleiche Abschnitt 2.3). Gleiches gilt für den Schwingkreis, der sich aus der parasitären Kapazität und der Induktivität der Einkoppelspule zusammensetzt. Da zwischen der SQUID-Schleife und der Einkoppelspule eine induktive Kopplung besteht, werden die Josephson-Wechselströme an die Einkoppelspule übertragen und führen auch dort zur Resonanz, sofern Josephson-Frequenz und Resonanzfrequenz $f_{L_s C_p}$ übereinstimmen. Wie bei einem ungeschunteten dc-SQUID macht sich die Resonanz in beiden Fällen als Stromstufe in den Strom-Spannungs-Kennlinien des Washer-SQUIDs bemerkbar. Abhängig von der Steilheit der Stufe tritt ein erhöhtes Spannungsrauschen an dieser Stelle auf, was einerseits die Wahl nach einem geeigneten, stabilen Arbeitspunkt einschränkt und andererseits die Energieauflösung verschlechtert. Es zeigt sich, dass die Energiesensitivität von dem Verhältnis der parasitären Kapazität zur Kapazität C der Josephson-Kontakte

abhängt und für $C_p/C \leq 2$ proportional zu $\sqrt{1 + 2C_p/C}$ ansteigt [Ryh92]. Für $C_p/C > 2$ geht die Energiesensitivität in Sättigung, da mit zunehmender parasitärer Kapazität bereits bei niedrigen Spannungen V_s die Resonanzbedingung der beiden Schwingkreise erfüllt ist und dadurch ein Arbeitspunkt oberhalb der resonanzbedingten Stufenstrukturen gefunden werden kann.

Des Weiteren stellt die Geometrie von SQUID-Schleife und Einkoppelpule eine Form der Mikrostreifenleitung dar [Gri52], bei der sowohl die Einkoppelpule als signalführender Leiter und der SQUID-Washer als Massefläche als auch die umgekehrte Anordnung betrachtet werden kann [Enp92a]. In beiden Anordnungen entsteht überall dort, wo der signalführende Leiter die Massefläche verlässt, ein Impedanzsprung, an dem elektromagnetische Wellen reflektiert werden. Dadurch kann es abermals zu Resonanzen kommen, wenn im Resonanzfall die Länge l der Strecke, die der Wellenleiter über der Massefläche verläuft, einem ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge der Josephson-Wechselströme entspricht, wodurch sich eine stehende Welle ausbildet. Die Frequenz $f_l = mc_{\text{str}}/2l$ ($m \in \mathbb{Z}$), bei der eine der beiden Streifenleiter-Resonanzen auftritt, hängt somit von der Länge l sowie der Ausbreitungsgeschwindigkeit c_{str} von elektromagnetischen Signalen innerhalb des jeweiligen signalführenden Leiters ab.

Wie bei den durch die parasitäre Kapazität hervorgerufenen Resonanzen treten auch die Mikrostreifenleiter-Resonanzen eines gekoppelten dc-SQUIDS als Stromstufen in den Strom-Spannungs-Kennlinien in Erscheinung [Enp92a]. In Abbildung 3.2 sind beispielhaft die Kennlinien eines in der Arbeitsgruppe im Rahmen einer vorherigen Arbeit hergestellten dc-SQUIDS mit integrierter Einkoppelpule gezeigt [Ric17]. Wie zu erkennen ist, zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie eine Vielzahl von stufenartigen Strukturen, welche auf verschiedene Resonanzen zurückgeführt werden können. Die daraus resultierenden Fluss-Spannungs-Kennlinien weisen infolge dessen einerseits einen deutlich reduzierten Spannungshub und andererseits aufgrund der Irregularitäten keinen Arbeitspunkt bei $\Phi_s \approx \Phi_0/4$ auf, bei dem der Transferkoeffizient $V_{\Phi_s} = \partial V_s / \partial \Phi_s$ maximal ist und in dessen Bereich die Kennlinie gleichzeitig weitestgehend linear verläuft. Das SQUID kann daher nur mit verringerter Fluss-Sensitivität und nach Gleichung 2.48 folglich reduzierter Energiesensitivität betrieben werden. Das in Abbildung 3.2 gezeigte Beispiel verdeutlicht, dass es für den optimalen Betrieb eines gekoppelten Washer-SQUIDS unerlässlich ist, potentiell auftretende Resonanzen bei der Entwicklung eines SQUID-Designs zu berücksichtigen und nach Möglichkeit zu vermeiden. Die Unterdrückung von Mikrostreifenleiter-Resonanzen kann beispielsweise durch die Anpassung der Länge des jeweiligen Wellenleiters auf der Massefläche bewerkstelligt werden. Für eine Einkoppelpule, die, wie in Abbildung 3.1 dargestellt, mit mehreren Windungen auf einem kurzen, breiten Washer strukturiert ist, kann unter Einhaltung der Bedingung $4f_{l_i} < f_{\text{op}} < f_{l_w}/4$

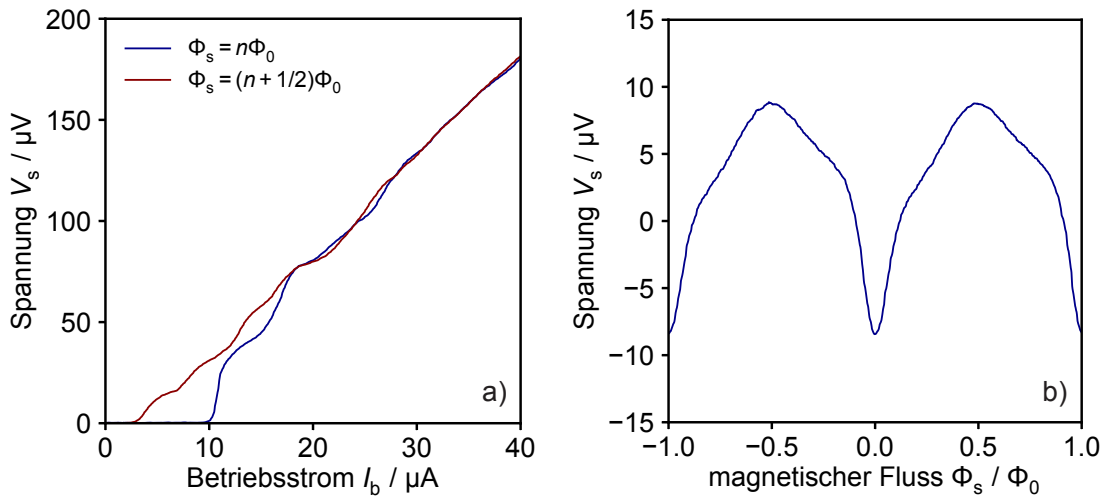


Abb. 3.2: Kennlinien eines in der Arbeitsgruppe hergestellten Washer-SQUIDs mit integrierter Einkoppelspule ohne elektrische Bauelemente zur Dämpfung von Resonanzen. a) Strom-Spannungs-Kennlinie für einen magnetischen Fluss $\Phi_s = n\Phi_0$ und $\Phi_s = (n+1/2)\Phi_0$. b) Fluss-Spannungs-Kennlinie bei einem Betriebsstrom von $I_b = 11,1 \mu\text{A}$. Die Kennlinie wurde an der Spannungsachse zentriert.

sichergestellt werden, dass keine Mikrostreifenleiter-Resonanzen in dem Frequenzbereich um die Betriebsfrequenz $f_{\text{op}} = 0.3f_J$ des dc-SQUIDs, bei der eine minimale Energiesensitivität zu erwarten ist [Ryh89], auftreten [Can91]. In diesem Fall ist die Länge l_w des Washers als Wellenleiter vergleichsweise kurz, sodass die Resonanzfrequenz f_{l_w} typischerweise weit oberhalb der Betriebsfrequenz f_{op} liegt. Ebenso ist eine Einkoppelspule mit mehreren Windungen in der Regel ausreichend lang, um die Frequenz der Einkoppelspulen-Resonanz f_{l_i} zu tiefen Frequenzen deutlich unterhalb von f_{op} zu verschieben. Eine Minimierung der parasitären Kapazität C_p zur Vermeidung von Schwingkreis-Resonanzen ist nur durch die Reduktion der Länge der Einkoppelspule auf dem SQUID-Washer möglich. Dies ist jedoch gerade dann, wenn die Induktivität der Einkoppelspule an eine Signalquelle mit hoher Impedanz angepasst ist, nicht umsetzbar, ohne einen Verlust bezüglich der Kopplungsstärke k_{is} zu erleiden. In solchen Fällen werden stattdessen elektrische Bauelemente als Dämpfungsglieder eingesetzt. Die $L_s C_p$ -Resonanz kann etwa durch einen Widerstand R_d parallel zur SQUID-Induktivität gedämpft werden. Die damit verbundene Verbesserung der Energiesensitivität des SQUIDs wird jedoch teilweise von dem zusätzlichen Stromrauschen, welches durch den Widerstand hervorgerufen wird, aufgehoben. Dieser Effekt ist unter der Bedingung $R_d = R_s$ minimal [Enp86, Ryh92]. Zur Dämpfung der $L_i C_p$ -Resonanz hat sich wiederum ein $R_x C_x$ -Shunt parallel zur Induktivität der Einkoppelspule als besonders effektiv erwiesen [Sep87]. Die Kapazität C_x verhindert dabei, dass niederfrequentes Stromrauschen des Shunt-Widerstands R_x in die Einkop-

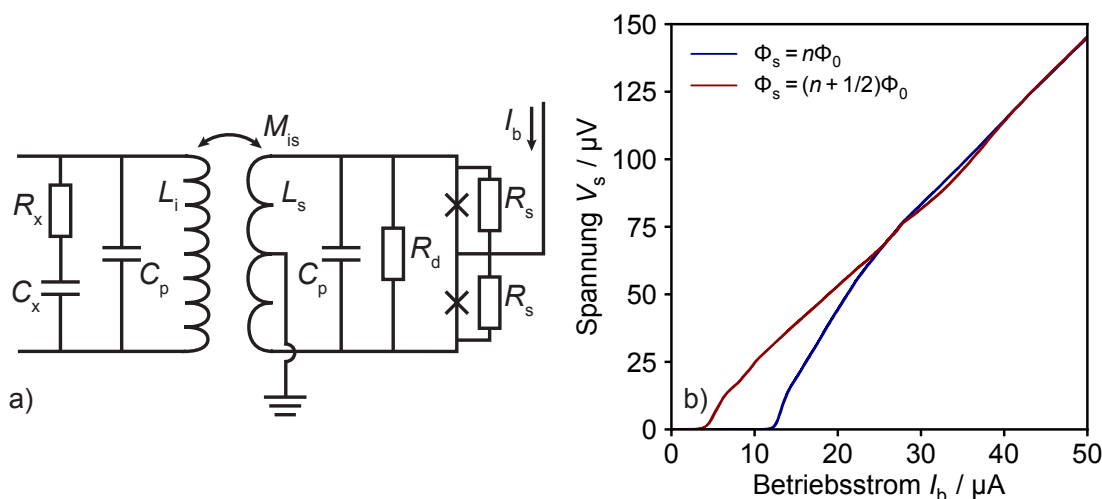


Abb. 3.3: a) Ersatzschaltbild eines dc-SQUIDS mit integrierter Einkoppelspule, bei welchem die durch die parasitäre Kapazität C_p hervorgerufenen Resonanzen durch einen Widerstand R_d und ein $R_x C_x$ -Glied gedämpft werden. b) Strom-Spannungs-Kennlinie eines in der Arbeitsgruppe hergestellten gekoppelten dc-SQUIDS, dessen resonanzbedingte Stromstufen durch die Integration der Widerstände $R_d = 1,6 R_s$ und $R_x = 1,4 R_s$ eliminiert werden konnten [Bau18].

pelspule eingespeist wird. Gleichzeitig eignen sich R_d - und $R_x C_x$ -Shunt bei geeigneter Dimensionierung auch zur Dämpfung der Mikrostreifenleiter-Resonanzen, sollte eine Verschiebung der Resonanzfrequenzen aus dem Bereich der Betriebsfrequenzen des SQUIDS nicht möglich sein [Can91, Enp92a]. Ein Schaltbild eines gekoppelten dc-SQUIDS, bei dem sowohl ein Widerstand R_d als auch ein $R_x C_x$ -Glied integriert wurde, ist in Abbildung 3.3 a) gezeigt.

Die Dämpfung der in Abbildung 3.2 gezeigten resonanzbedingten Stromstufen mit Hilfe eines Washer-Shunts $R_d = 1,6 R_s$ sowie eines Widerstands $R_x = 1,4 R_s$ parallel zur Einkoppelspule konnte für dieses SQUID-Design bereits erfolgreich demonstriert werden [Bau18]. Die geglätteten Strom-Spannungs-Kennlinien eines solchen gedämpften Washer-SQUIDS sind in Abbildung 3.3 b) gezeigt. Dennoch bleibt selbst bei vollständiger Eliminierung aller zuvor genannten parasitären Effekte eine Resonanz bestehen, die unabhängig von der Geometrie des dc-SQUIDS ist. Sie resultiert aus der Anregung des Schwingkreises, welcher von der Induktivität der SQUID-Schleife L_s und der Kapazität der Josephson-Kontakte C gebildet wird. Charakteristisch dafür ist ein Schnittpunkt der Strom-Spannungs-Kennlinien für verschiedene magnetische Flüsse an der Stelle $V_s = \Phi_0 / (2\pi\sqrt{L_s C / 2})$, bei der die Frequenz des $L_s C$ -Schwingkreises der Frequenz der Josephson-Wechselströme entspricht. In den Abbildungen 3.2 a) und 3.3 b) ist dieser bei etwa $V_s = 78 \mu\text{V}$ zu finden. Um zu ver-

hindern, dass mit der Überschneidung der Strom-Spannungs-Kurven eine Einschränkung des Bereichs, in dem das SQUID betrieben werden kann, oder eine Reduktion des maximalen Spannungshubs einhergeht, muss diese zu hohen Spannungen in den ohmschen Bereich der Kennlinien verschoben werden, was nur durch eine Verringerung der SQUID-Induktivität L_s oder der Kapazität C der Josephson-Kontakte erreicht werden kann.

Wird wie zur Auslese eines Mikrokalorimeters eine supraleitende Detektionsspule an die Einkoppelspule eines Stromsensor-SQUIDs angeschlossen (vergleiche Abschnitt 4.2), muss die Energieauflösung des dc-SQUIDs in Bezug auf die Detektionsspule angegeben werden, um die Auswirkung des SQUID-Rauschens auf die eigentliche Messgröße zu quantifizieren. Ebenso wie der Eintrag einer magnetischen Flussänderung $\delta\Phi_p$ in die Detektionsspule über die induktive Kopplung der Spulen eine Flussänderung $\delta\Phi_s$ in der SQUID-Schleife erzeugt, wird umgekehrt auch das Flussrauschen des SQUIDs $\sqrt{S_{\Phi_s}}$ in ein scheinbares Flussrauschen der Detektionsspule $\sqrt{S_{\Phi_s,p}}$ überführt. Die sogenannte extrinsische Energiesensitivität

$$\epsilon_p = \frac{S_{\Phi_s,p}}{2L_p} \quad , \quad (3.4)$$

ist daher analog zu Gleichung 2.48 relativ zur Induktivität L_p der Detektionsspule definiert. Der Flusstransformator, welcher sich aus der Detektionsspule und der Einkoppelspule sowie auftretenden parasitären Induktivitäten L_{par} zusammensetzt, bildet einen geschlossenen supraleitenden Kreis, sodass die magnetische Flussänderung $\delta\Phi_p$ den Abschirmstrom

$$I_{\text{in}} = \frac{\delta\Phi_p}{L_i + L_{\text{par}} + L_p} \quad (3.5)$$

im Transformator generiert. Dieser wird wiederum über die Gegeninduktivität M_{is} als magnetische Flussänderung $\Phi_s = I_{\text{in}}M_{\text{is}}$ in die SQUID-Schleife eingekoppelt. Der magnetische Fluss wird folglich im Verhältnis

$$\frac{\delta\Phi_s}{\delta\Phi_p} = \frac{M_{\text{is}}}{L_i + L_{\text{par}} + L_p} \quad (3.6)$$

zwischen SQUID-Schleife und Detektionsspule übertragen. Weiterhin ist die Anwesenheit eines Flusstransformators mit einer effektiven SQUID-Induktivität

$$L'_s = L_s(1 - k_{\text{is}}^2 s_{\text{in}}) \quad (3.7)$$

verknüpft, die gegenüber der geometrischen Induktivität L_s aufgrund der durch den Flusstransformator fließenden Abschirmströme reduziert ist [Cla04]. Der Abschirm-

faktor $s_{\text{in}} = L_i / (L_i + L_{\text{par}} + L_p)$ nimmt für den Fall, dass $L_i = L_p + L_{\text{par}}$ gilt, den Wert 0,5 an, wodurch die extrinsische Energiesensitivität

$$\epsilon_p = \frac{S_{\Phi_s}(L_i + L_{\text{par}} + L_p)^2}{2L_p M_{\text{is}}^2} = \frac{S_{\Phi_s}(L_i + L_{\text{par}} + L_p)}{2L_p L_s k_{\text{is}}^2 s_{\text{in}}}, \quad (3.8)$$

welche sich aus dem Zusammenhang $\delta\Phi_s / \delta\Phi_p = \sqrt{S_{\Phi_s}} / \sqrt{S_{\Phi_s,p}}$ ableiten lässt, minimal wird [Knu88].

3.2 Gekoppelte dc-SQUIDs mit Zwischentransformator

Besonders für Detektionsspulen mit hoher Induktivität gestaltet sich das Design eines gekoppelten dc-SQUIDs mit einer zugunsten der extrinsischen Energiesensitivität angepassten Einkoppelspule als problematisch. Soll beispielsweise eine Einkoppelspule mit einer Induktivität von 10 nH mit Hilfe der Washer-Geometrie auf einem SQUID-Washer mit typischerweise $L_h = 100$ pH strukturiert werden, muss diese mit etwa 10 Windungen gewickelt werden. Bei einem für standardmäßige Herstellungsprozesse realistischen Mitte-zu-Mitte-Abstand zweier Strukturen von $5 \mu\text{m}$ setzt das eine Washer-Breite von mindestens $50 \mu\text{m}$ voraus. Die Induktivität des Spalts, welche nur parasitär zur Gesamtinduktivität des SQUIDs beiträgt (vergleiche Gleichung 3.3), wird dann jedoch unverhältnismäßig groß und beträgt bei einer typischen Induktivität pro Spaltlänge von ungefähr $0,3 \text{ pH}/\mu\text{m}$ $L_{\text{sp}} \approx 15$ pH, was 15% der flusssensitiven Induktivität entspricht [Dru17]. Insbesondere für den Fall, dass der SQUID-Washer aus einem Supraleiter zweiter Art wie zum Beispiel Niob gefertigt wird, steigt mit größer werdender Washerfläche zudem die Wahrscheinlichkeit, dass magnetische Flussschläuche während des Abkühlens des SQUIDs innerhalb des Materials eingefangen werden können [Sta04]. Diese können sich beispielsweise thermisch angeregt innerhalb des Washers bewegen und dadurch einen zusätzlichen Beitrag zum $1/f$ -artigen Rauschen des SQUIDs liefern [Cla04]. Die maximale Strukturweite $w_{\text{max}} < \sqrt{\Phi_0 / B_{\text{cool}}}$ zur Verdrängung von Flussschläuchen richtet sich dabei nach dem statischen Magnetfeld B_{cool} , in dem das SQUID abgekühlt werden soll [Sta04]. Ein Washer-SQUID, das im Erdmagnetfeld $B_{\text{cool}} \approx 50 \mu\text{T}$ abgekühlt wird, sollte demnach eine Washerbreite von maximal $5 \mu\text{m}$ besitzen, wodurch bei einem Mitte-zu-Mitte-Abstand von $5 \mu\text{m}$ nur eine einzelne Windung der Einkoppelspule realisiert werden kann.

Eine Möglichkeit, wie eine Signalquelle mit hoher Induktivität trotz limitierter Washerbreite ohne Beeinträchtigung der Energiesensitivität (vergleiche Gleichung 3.8) an ein dc-SQUID mit integrierter Einkoppelspule angeschlossen werden kann, stellt die Verwendung eines zusätzlichen Flusstransformators zwischen Signalquelle und Ein-

koppelspule dar [Knu88]. Das Ersatzschaltbild eines solchen Aufbaus ist in Abbildung 3.4 a) gezeigt. Der erste Transformator wird dabei, wie bei einem einfach gekoppelten SQUID, von der Induktivität des SQUIDs L_s und der der Einkoppelspule L_i gebildet. Der Zwischentransformator setzt sich aus den Induktivitäten L_a und L_b zusammen, deren Größe von der Induktivität der Signalquelle beziehungsweise der Detektionsspule abhängig gemacht wird. Die Induktivität L_{par} beschreibt mögliche parasitäre Induktivitäten, die beispielsweise infolge der elektrischen Kontaktierung der Signalquelle mit dem Zwischentransformator auftreten können. Ein gekoppeltes dc-SQUID mit Zwischentransformator verhält sich effektiv wie ein einfach gekoppeltes SQUID (siehe Abbildung 3.4 b)) mit der SQUID-Induktivität

$$L'_s = L_s \left(1 - k_{\text{is}}^2 \frac{L_i}{L_i + L_b} \right) \quad (3.9)$$

und einer Einkoppelspule mit der Induktivität

$$L'_i = L_a \left(1 - k_{\text{ab}}^2 \frac{L_b}{L_i + L_b} \right) , \quad (3.10)$$

wobei $k_{\text{ab}} = M_{\text{ab}}/\sqrt{L_a L_b}$ hier dem Kopplungsfaktor des Zwischentransformators entspricht [Muh83]. Die effektiven Induktivitäten sind wegen der abschirmenden Wirkung des zusätzlichen Flusstransformators gegenüber den intrinsischen Induktivitäten reduziert. Ebenso ist die effektive Gegeninduktivität

$$M'_{\text{is}} = k_{\text{ab}} k_{\text{is}} \frac{\sqrt{L_a L_b L_i L_s}}{L_i + L_b} \quad (3.11)$$

verringert, die nun von den Kopplungsfaktoren k_{ab} und k_{is} beider Transformatoren abhängt, welche beide Werte zwischen 0 und 1 annehmen können.

In der in Abbildung 3.4 a) gezeigten Anordnung bilden sowohl die Detektionsspule mit Induktivität L_p und die primäre Spule des Zwischentransformators mit Induktivität L_a , als auch die Einkoppelspule und die sekundäre Spule des Zwischentransformators mit Induktivität L_b ebenso wie das SQUID selbst einen geschlossenen supraleitenden Kreis. In allen drei Stromkreisen gilt damit magnetische Flusserschaltung, sodass als Reaktion auf eine Flussänderung $\delta\Phi_p$ in der Detektionsspule ein Abschirmstrom

$$\delta I_1(L_p + L_a + L_{\text{par}}) = \delta\Phi_p + \delta I_2 M_{\text{ab}} \quad (3.12)$$

durch den ersten supraleitenden Kreis fließt, welcher aufgrund der Gegeninduktivität des Zwischentransformators M_{ab} auch im zweiten supraleitenden Kreis einen Strom

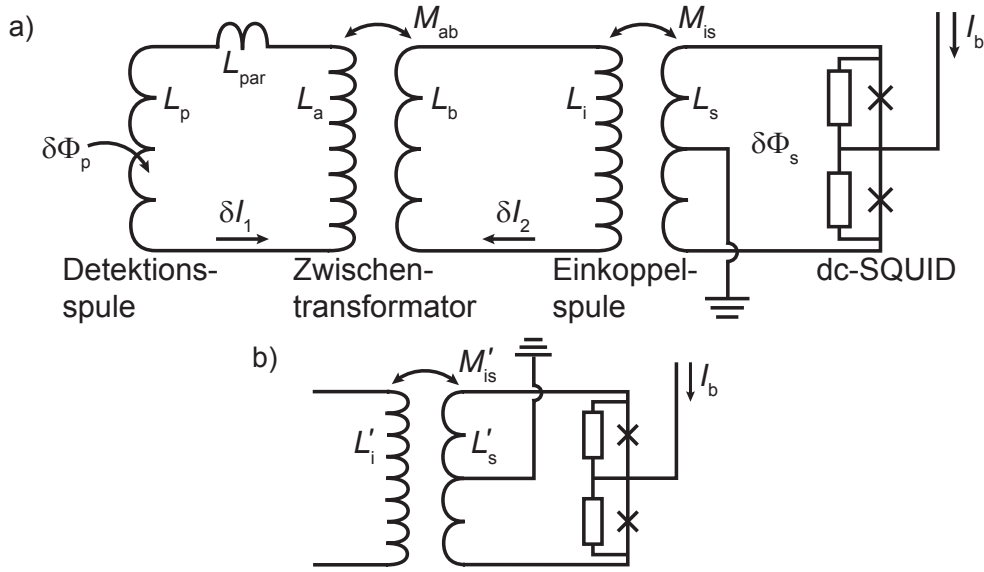


Abb. 3.4: a) Ersatzschaltbild eines gekoppelten dc-SQUIDS mit Zwischentransformator bestehend aus der Einkoppelspule mit Induktivität L_i , einem Zwischentransformator mit den Induktivitäten L_a und L_b sowie möglichen parasitären Induktivitäten L_{par} zur Auslese einer Detektionsspule mit Induktivität L_p . b) Schaltbild eines zu a) äquivalenten einfach gekoppelten dc-SQUIDS mit den effektiven Induktivitäten L'_i und L'_s .

$$\delta I_2(L_b + L_i) = \delta I_1 M_{ab} \quad (3.13)$$

generiert. Der Abschirmstrom δI_2 , welcher durch Einkoppelspule und sekundäre Transformator-Spule fließt, koppelt schließlich über die Gegeninduktivität M_{is} als magnetische Flussänderung

$$\delta \Phi_s = \delta I_2 M_{is} \quad (3.14)$$

in die Schleife des dc-SQUIDS ein. Für eine optimale extrinsische Energieauflösung ϵ_p bezogen auf die Detektionsspule muss die Fluss-zu-Fluss-Übertragung $\delta \Phi_s / \delta \Phi_p$ maximal sein. Dadurch wird die größtmögliche Signalübertragung erreicht und gleichzeitig das Rauschen $\sqrt{S_{\Phi_s, p}}$ minimiert, da $\delta \Phi_s / \delta \Phi_p = \sqrt{S_{\Phi_s}} / \sqrt{S_{\Phi_s, p}}$ [Knu88]. Die Fluss-zu-Fluss-Übertragung folgt aus dem Ersetzen der Abschirmströme δI_1 und δI_2 in Gleichung 3.12 mit Hilfe der Gleichungen 3.13 und 3.14:

$$\frac{\delta \Phi_s}{\delta \Phi_p} = \frac{M_{is} M_{ab}}{(L_p + L_a + L_{\text{par}})(L_b + L_i) - M_{ab}^2} \quad (3.15)$$

Bei gegebenem SQUID mit integrierter Einkoppelspule und einer anwendungsspezifischen Detektionsspule müssen die Spulen des Zwischentransformators entsprechend dimensioniert werden, um die Fluss-zu-Fluss-Übertragung zu maximieren. Zur Berechnung werden die jeweiligen Induktivitäten der Spulen $L_a = aL_p$ und $L_b = bL_i$ als Vielfache der Induktivitäten der Detektions- und der Einkoppelspule ausgedrückt [Mat14]. Die analytische Maximierung des Ausdrucks

$$\frac{\delta\Phi_s}{\delta\Phi_p} = \frac{k_{is}\sqrt{L_iL_s}k_{ab}\sqrt{ab}\sqrt{L_pL_i}}{(L_p + aL_p + L_{par})(bL_i + L_i) - k_{ab}^2abL_pL_i} \quad (3.16)$$

$$= \frac{\sqrt{L_s}}{\sqrt{L_p}} \frac{k_{is}k_{ab}\sqrt{ab}}{1 + a + b + L_{par}/L_p(1 + b) + ab(1 - k_{ab}^2)} \quad (3.17)$$

in Abhängigkeit der Variablen a und b zeigt, dass für vernachlässigbar kleine parasitäre Induktivitäten L_{par} die Parameter a und b immer identisch sein müssen. Dieses Ergebnis ist unabhängig von den Kopplungsfaktoren der Transformatoren k_{is} und k_{ab} . Die Größe der Kopplungsfaktoren spielt dennoch gerade bei SQUIDS mit Zwischentransformatoren eine entscheidende Rolle, da, wie anhand Gleichung 3.11 und Gleichung 3.17 zu erkennen, die Signalübertragung mit abnehmenden Kopplungsfaktoren deutlich sinkt. Größtmögliche Werte für k_{is} und k_{ab} sind für die Effektivität eines dc-SQUIDS mit Zwischentransformators daher essentiell.

3.3 Gradiometer

Wird die an ein dc-SQUID gekoppelte Detektionsspule zur Messung magnetischer Gradientenfelder genutzt, ist diese wie bei den in dieser Arbeitsgruppe entwickelten metallischen magnetischen Kalorimetern typischerweise als Gradiometer realisiert, um äußere magnetische Störsignale zu unterdrücken [Bur08]. Die Spule besteht dabei aus mehreren identischen Leiterschleifen, die über eine Serien- oder Parallelschaltung miteinander verbunden sind. In Abbildung 3.5 a) ist ein seriell-Gradiometer erster Ordnung schematisch dargestellt. Die beiden Schleifen besitzen darin einen entgegengesetzten Umlaufsinn, wodurch die durch Variationen eines homogenen Magnetfelds induzierten elektrischen Ströme effektiv keinen magnetischen Fluss in der Detektionsspule erzeugen [Ket78]. Der Gradient $\partial B/\partial z$ in z -Richtung senkrecht zur Gradiometerebene generiert hingegen eine magnetische Flussänderung, die von dem gekoppelten SQUID ausgelesen werden kann. Der gleiche Effekt kann, wie in Abbildung 3.5 b) gezeigt, mit einem Parallelgradiometer erster Ordnung erzielt werden. Um auch den Einfluss eines linearen magnetischen Gradientenfeldes zu eliminieren, bedarf es eines Gradiometers zweiter Ordnung, welches aus vier wahlweise parallel oder seriell verschalteten Leiterschleifen besteht (siehe Abbildung 3.5 c)). Für ein

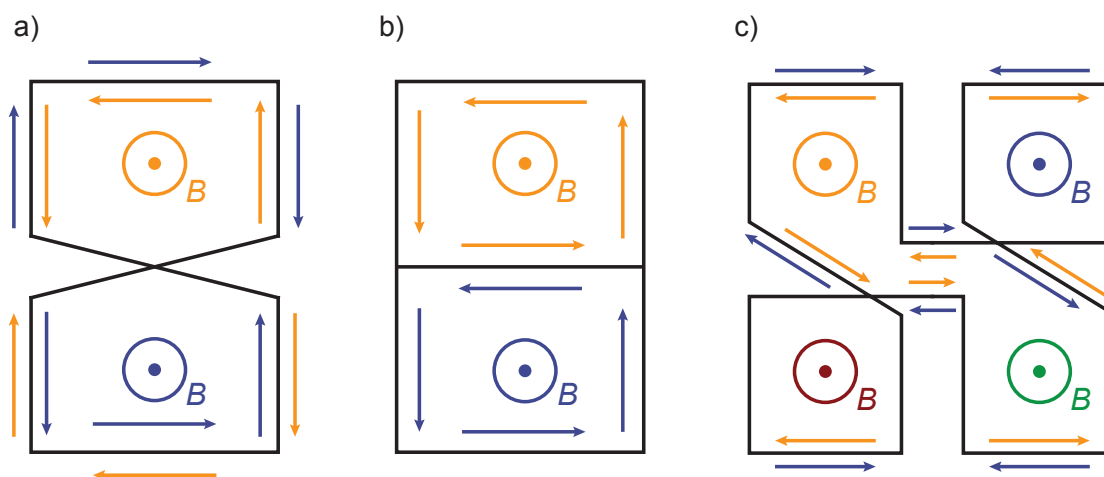


Abb. 3.5: Schematische Darstellung a) eines seriellen Gradiometers erster Ordnung, b) eines parallelen Gradiometers erster Ordnung sowie c) eines seriellen Gradiometers zweiter Ordnung. Die dargestellten Pfeile kennzeichnen die Richtung der durch ein zeitlich variierendes homogenes Magnetfeld mit der Flussdichte B induzierten Ströme in den Spulen, welche sich gerade kompensieren, sodass der dadurch erzeugte effektive magnetische Fluss verschwindet. Zur besseren Übersicht ist in c) nur die Richtung der in den oberen beiden Schleifen von einem Magnetfeld induzierten Ströme markiert.

serielles Gradiometer zweiter Ordnung mit identischen Schleifen ist die Gesamtinduktivität $L_s = 4L_w$ viermal so groß wie die eines einzelnen Washers L_w . Bei einem Parallelgradiometer addieren sich die Induktivitäten der einzelnen Schleifen reziprok, sodass für ein paralleles Gradiometer zweiter Ordnung $L_s = L_w/4$ gilt. In der Arbeitsgruppe wird daher eine gradiometrische Anordnung von SQUID-Schleife und Einkoppelspule dazu genutzt, um eine geringe SQUID-Induktivität mit einer hohen Induktivität der Einkoppelspule zu vereinen. Dazu ist der SQUID-Washer als Parallelgradiometer und die Einkoppelspule als seriell Gradiometer ausgeführt.

3.4 Linearisierung des SQUID-Signals

Grundsätzlich kann ein dc-SQUID, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, am steilsten Punkt der periodischen Fluss-Spannungs-Kennlinie betrieben werden. Der Bereich, in dem der Spannungsabfall $\delta V_s = V_{\Phi_s} \delta \Phi_s$ linear von dem zu messenden Signal $\delta \Phi_s$ abhängt, beträgt dann jedoch nur etwa $\Phi_0/4$. Für Signale $\delta \Phi_s > \Phi_0/2$ ist die Antwort des SQUIDs sogar mehrdeutig. Für viele Anwendungen, insbesondere für solche, bei denen es auf eine starke Linearität der Beziehung zwischen Ein- und Ausgangssignal ankommt, ist dieses Verhalten unerwünscht. Durch die Verwendung einer wie

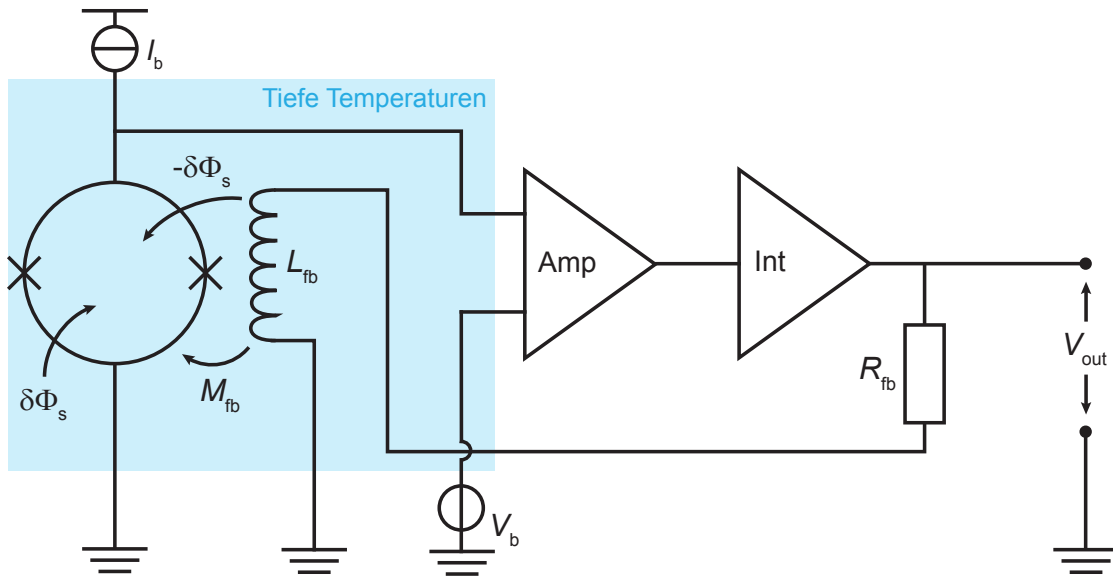


Abb. 3.6: Schematische Darstellung eines dc-SQUID-Aufbaus mit Flussrückkopplung zur Linearisierung des Ausgangssignals.

in Abbildung 3.6 dargestellten Technik zur Flussrückkopplung kann der dynamische Messbereich deutlich vergrößert werden [Dru02]. Hierbei wird die Spannung, die am Arbeitspunkt über dem SQUID abfällt, durch eine Referenzspannung V_b an einem nachgeschalteten Differenzverstärker kompensiert. Folglich werden nur Abweichungen von dieser Referenzspannung, die infolge einer Änderung des magnetischen Flusses $\delta\Phi_s$ entstehen, vom Differenzverstärker verstärkt. Die verstärkte Spannungsdifferenz wird nachfolgend integriert und über einen Rückkoppelwiderstand R_{fb} in einen Strom umgewandelt. Dieser induziert über die Gegeninduktivität M_{fb} einer Rückkoppelspule einen magnetischen Fluss $-\delta\Phi_s$ im SQUID. Dadurch wird die initiale Flussänderung $\delta\Phi_s$ kompensiert und der magnetische Fluss im SQUID dauerhaft konstant gehalten. Die Größe des Rückkoppelwiderstands $R_{fb} \gg \omega_{op} L_{fb}$ beträgt für gewöhnlich einige $k\Omega$, sodass die Impedanz der Induktivität der Rückkoppelspule L_{fb} im Bereich der Betriebsfrequenzen ω_{op} vernachlässigbar klein wird [Cla04]. Das Ausgangssignal $V_{out} = \delta\Phi_s R_{fb} / M_{fb}$ steht dann in einem frequenzunabhängigen, linearen Zusammenhang zum Eingangssignal $\delta\Phi_s$.

4. Auslese metallischer magnetischer Kalorimeter

Dc-SQUIDs gehören zu den sensitivsten Detektoren für magnetische Flussänderungen und weisen gleichzeitig eine große Systembandbreite auf. Sie besitzen bei tiefen Temperaturen im Bereich von einigen mK ein besonders geringes weißes Rauschen und folglich eine hervorragende Energieauflösung. Aufgrund der vergleichsweise geringen Induktivität der Einkoppelpule eines Stromsensor-SQUIDs sind sie besonders zur Auslese kalorimetrischer Tieftemperatur-Detektoren mit geringer Impedanz geeignet. Hierzu zählen beispielsweise Phasenübergangs-Thermometer [Irw05] und metallische magnetische Kalorimeter. Diese repräsentieren neben Halbleiter-Thermistoren [McC05] den aktuellen Stand der Technik zur energiedispersiven Messung einzelner Teilchen und werden in der Arbeitsgruppe, in welcher die vorliegende Arbeit angefertigt wurde, unter anderem zur Detektion massiver Teilchen, von Röntgenstrahlen und anderer Photonen genutzt.

4.1 Funktionsweise metallischer magnetischer Kalorimeter

Metallische magnetische Kalorimeter sind energiedispersive Teilchendetektoren und bestehen, wie in Abbildung 4.1 schematisch dargestellt, in erster Linie aus einem Teilchenabsorber sowie einem paramagnetischen Temperatursensor, der sich in einem schwachen äußeren Magnetfeld befindet und somit eine temperaturabhängige Magnetisierung besitzt. Absorber und Sensor stehen in gutem thermischen Kontakt zueinander und sind über eine schwache Kopplung mit einem Wärmebad verbunden. Ohne äußeren Energieeintrag befindet sich das Kalorimeter im thermodynamischen Gleichgewicht. Erfolgt nun ein Energieeintrag δE beispielsweise durch die Absorption eines Photons oder eines massiven Teilchens, ändert sich die Temperatur des Absorbers und des stark an den Absorber gekoppelten Sensors in linearer Näherung um den Betrag

$$\delta T \simeq \frac{\delta E}{C_{\text{det}}} \quad , \quad (4.1)$$

wobei C_{det} die Gesamtwärmekapazität des Detektors bezeichnet. Mit der Temperaturerhöhung δT geht eine Reduzierung der Magnetisierung des Sensors δM einher, die in Form einer magnetischen Flussänderung $\delta \Phi$ in einer supraleitenden Detektionsspule mit Hilfe eines Stromsensor-SQUIDs gemessen werden kann. Für hinreichend

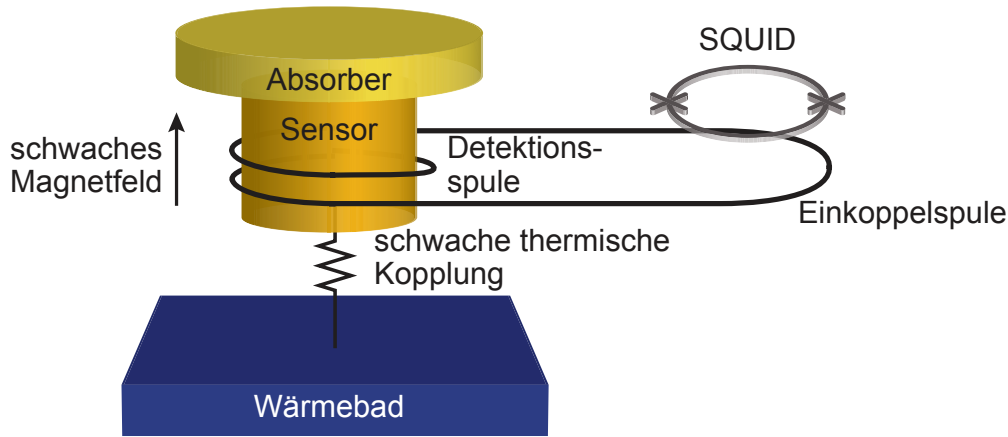


Abb. 4.1: Schematische Darstellung eines metallischen magnetischen Kalorimeters, welches aus einem Teilchenabsorber sowie einem paramagnetischen Sensor besteht und thermisch schwach an ein Wärmebad gekoppelt ist. Die Auslese der Magnetisierung des Sensors erfolgt mittels einer supraleitenden Detektionsspule, die wiederum an ein Stromsensor-SQUID gekoppelt ist.

kleine Energieeinträge δE ist die in der SQUID-Schleife gemessene Flussänderung $\delta\Phi_s$ näherungsweise gegeben durch:

$$\delta\Phi_s \propto \delta\Phi \propto \delta M \simeq \frac{\partial M}{\partial T} \frac{\delta E}{C_{\text{det}}} \quad (4.2)$$

Die Anforderungen, die ein solcher Detektor erfüllen muss, um ein möglichst hohes Auflösungsvermögen zu erzielen, ergeben sich aus Gleichung 4.2 und bestehen aus einer starken Temperaturabhängigkeit der Sensormagnetisierung $\partial M/\partial T$ und einer geringen Wärmekapazität C_{det} . Beide Bedingungen können durch den Betrieb des Detektors bei Temperaturen $T < 100$ mK erfüllt werden, da die Magnetisierung eines Paramagneten dem Curie-Gesetz $M \propto 1/T$ folgt und in diesem Temperaturbereich sowohl der phononische ($C_{\text{ph}} \propto T^3$) als auch der elektronische Beitrag ($C_e \propto T$) zur Gesamtwärmekapazität klein ist. Geringe thermische Rauschbeiträge des Detektors selbst garantieren zusätzlich ein verbessertes Signal-Rausch-Verhältnis. Um zudem eine schnelle Signalantwort gewährleisten zu können, sind schnelle Thermalisierungszeiten und dementsprechend Absorber- und Sensormaterialien mit einer guten Wärmeleitfähigkeit von Vorteil. Bei einem metallischen magnetischen Kalorimeter besteht der Absorber daher aus einem normalleitenden Metall und der Sensor aus einem mit magnetischen Ionen dotierten Metall [Fle05]. In der Arbeitsgruppe wird Gold als Absorbermaterial und Gold oder Silber, das mit einigen hundert ppm des Seltenerdmetalls Erbium dotiert ist, als Sensormaterial verwendet. Unter Abgabe dreier Valenzelektronen an das Elektronengas des Wirtskristalls nimmt das Erbi-

um hierbei reguläre Plätze im Kristallgitter des Wirtsmaterials ein. Aufgrund der unvollständig gefüllten 4f-Schale der so entstandenen Er^{3+} -Ionen, weisen diese folglich paramagnetische Eigenschaften auf. Dass diese Kombination einen hervorragenden Kompromiss zwischen Wärmekapazität, Magnetisierung, Thermalisierungszeiten, Quanteneffizienz sowie Verarbeitbarkeit darstellt, konnte in den letzten Jahren vielfach demonstriert werden [Ens00, Zin06, Kem18, Kim21].

4.2 Detektorgeometrie mit supraleitendem Flusstransformator

Magnetische Mikrokalorimeter können auf verschiedenste Weise realisiert werden. Dazu wurden in den letzten Jahrzehnten eine Reihe von Detektorgeometrien entwickelt. Hierzu zählen beispielsweise die zylinderförmige Geometrie [Ban93, Ens00], eine Geometrie mit spiralförmiger Detektionsspule [Boy09] oder die derzeit am häufigsten verwendete Geometrie mit mäanderförmiger Detektionsspule [Bur08, Fle09]. Abbildung 4.2 a) zeigt den Detektoraufbau, wie er aktuell in dieser Arbeitsgruppe vorrangig verwendet wird. Hierin besteht die supraleitende Detektionsspule aus zwei gradiometrisch verschalteten mäanderförmigen Spulen (vergleiche Abschnitt 3.3), die sich jeweils unterhalb eines Teilchenabsorbers und eines Sensors befinden. Absorber und Sensor sind jeweils über mehrere Stämme, das heißt zylinderförmige normalleitende Strukturen, miteinander verbunden, wodurch ein Energieverlust durch athermische Phononen an das Substrat verringert wird, ohne dabei einen Einfluss auf die Signalanstiegszeit zu nehmen [Fle09]. Wie in Abbildung 4.2 b) zu sehen, sind bei diesem Aufbau die beiden parallel verschalteten mäanderförmigen Spulen, die jeweils die Induktivität L_m besitzen, mit der Einkoppelspule eines Stromsensor-SQUIDs verbunden. Zusammen mit den beiden mäanderförmigen Spulen und parasitären Induktivitäten L_{par} , welche beispielsweise bei der elektrischen Kontaktierung zwischen den Detektionsspulen und der Einkoppelspule auftreten, bildet die Einkoppelspule mit Induktivität L_i einen geschlossenen supraleitenden Kreis. Innerhalb dieses Kreises gilt die Erhaltung des magnetischen Flusses, sodass eine Flussänderung $\delta\Phi$ in einer der beiden Mäander-Spulen zu einem Stromfluss

$$\delta I_{\text{det}} = \frac{\delta\Phi}{L_m + 2(L_i + L_{\text{par}})} \quad (4.3)$$

führt, der über die Gegeninduktivität M_{is} eine Flussänderung im SQUID erzeugt [Bur04]. Die Fluss-zu-Fluss-Übertragung

$$\frac{\delta\Phi_s}{\delta\Phi} = \frac{M_{\text{is}}}{L_m + 2(L_i + L_{\text{par}})} \quad (4.4)$$

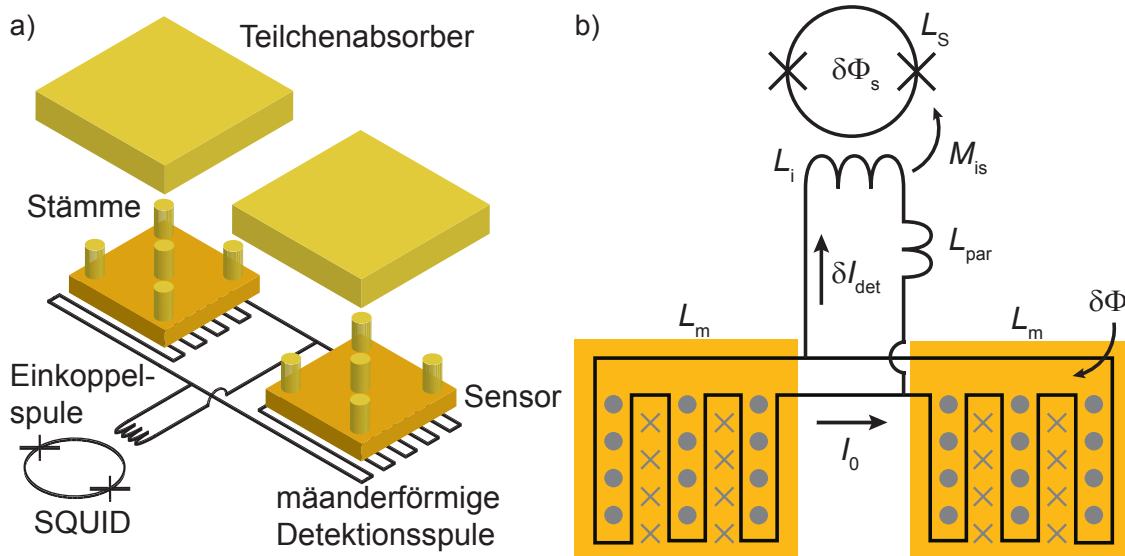


Abb. 4.2: a) Schematische Darstellung der häufig verwendeten Detektorgeometrie mit zwei parallel verschalteten mäanderförmigen Detektionsspulen, auf denen planare Temperatursensoren platziert sind. b) Vereinfachtes Ersatzschaltbild der in a) gezeigten Detektorgeometrie mit einem über einen Flusstransformator gekoppelten dc-SQUID. Vom magnetischen Mikrokalorimeter sind nur die paramagnetischen Sensoren gezeigt. In Grau ist die Ausrichtung des durch den Dauerstrom I_0 erzeugten Magnetfelds dargestellt.

ist maximal, wenn für die Induktivitäten der Zusammenhang $L_i = L_m/2 + L_{\text{par}}$ gilt. Aufgrund der gradiometrischen Anordnung zweier Detektionsspulen ist im Gegensatz zu einer einzelnen Detektionsspule der Induktivität $L_p = 0,5L_m$ bei einer wie in Abbildung 4.2 gezeigten Detektorgeometrie die Fluss-zu-Fluss-Übertragung um einen Faktor 2 verringert (vergleiche Gleichung 3.6). Trotzdem bietet die beschriebene Anordnung mehrere Vorteile. Zum einen werden SQUID und Kalorimeter räumlich voneinander getrennt, sodass der Einfluss der vom SQUID dissipierten Leistung auf den Detektor stark reduziert werden kann. Zum anderen kann ein Dauerstrom I_0 in die Detektionsspulen eingepreßt werden, der das schwache Magnetfeld zur Magnetisierung des paramagnetischen Sensors erzeugt (siehe Abbildung 4.2 b)). Des Weiteren wird durch die gradiometrische Anordnung der Spulen für die Auslese zweier Detektorpixel nur ein einzelnes SQUID benötigt, da die durch eine Flussänderung in den beiden Spulen erzeugten Abschirmströme I_{det} im Transformator in entgegengesetzte Richtung fließen und sie so anhand der Polarität des SQUID-Signals voneinander unterschieden werden können.

4.3 Energieauflösung metallischer magnetischer Kalorimeter

Die Energieauflösung eines metallischen magnetischen Kalorimeters wird von dessen Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) bestimmt und hängt zudem davon ab, mit welchem Verfahren einem verrauschten Detektorsignal eine Amplitude E_0 zugeordnet wird. Wird beispielsweise ein optimaler Filter angewendet, so ist die Energieauflösung des Detektors durch

$$\Delta E_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{2\ln(2)} \left(\int_0^{\infty} SNR^2(f) df \right)^{-1/2} \quad (4.5)$$

gegeben [McC05], wobei sich das frequenzabhängige Signal-Rausch-Verhältnis aus der Fouriertransformierten $P(f)$ der Punktantwortfunktion $p(t)$ des Detektors und der spektralen Leistungsdichte $S(f)$ des Rauschens des Detektors zusammensetzt:

$$SNR^2(f) = \frac{|P(f)|^2}{S(f)} \quad (4.6)$$

Ein Ausdruck für die Punktantwortfunktion $p(t)$ eines metallischen magnetischen Kalorimeters kann durch die Betrachtung des Kalorimeters als kanonisches Ensemble mit zwei diskreten Subsystemen gefunden werden. Diese sind, wie in Abbildung 4.3 gezeigt, durch das System der Leitungselektronen von Absorber und Sensor mit Wärmekapazität C_e und Temperatur T_e und das System der magnetischen Momente mit Wärmekapazität C_z und Temperatur T_z gegeben. Sowohl das Wärmebad mit der Temperatur T_b als auch das System der magnetischen Momente sind durch die Kopplungen G_{ze} und G_{eb} thermisch mit dem System der Leitungselektronen verbunden. Energiefluktuationen zwischen den verschiedenen Systemen werden mit Hilfe der beiden Rauschquellen P_{eb} und P_{ze} beschrieben. Unter der Annahme, dass das Detektorsignal einem instantanen Energieeintrag $\delta E(t) = E_0\delta(t)$ mit der Amplitude E_0 und der Dirac-Distribution $\delta(t)$ in das System der Leitungselektronen entspricht, kann für das oben beschriebene kanonische Ensemble ein System gekoppelter Differentialgleichungen

$$C_z \dot{T}_z = (T_e - T_z)G_{ze} + P_{ze} \quad (4.7)$$

$$C_e \dot{T}_e = (T_z - T_e)G_{ze} - P_{ze} - (T_e - T_b)G_{eb} + P_{eb} + \delta E(t) \quad (4.8)$$

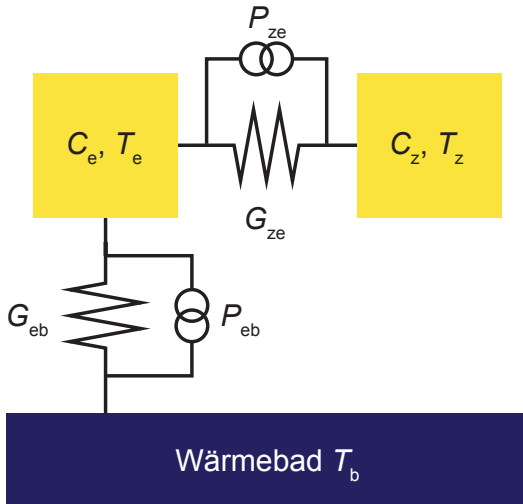


Abb. 4.3: Thermodynamisches Modell eines metallischen magnetischen Kalorimeters, in dem der Detektor als kanonisches Ensemble mit zwei Subsystemen beschrieben wird. Diese Subsysteme sind durch das System der Leitungselektronen (C_e, T_e) und das System der magnetischen Momente (C_z, T_z) gegeben.

aufgestellt werden [Fle05], dessen Lösung unter Vernachlässigung der Rauschquellen einen Ausdruck für den zeitlichen Verlauf des Energieinhalts

$$E_z(t) = E_0 p(t) = E_0 \beta (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_0}) \quad (4.9)$$

im System der magnetischen Momente liefert. Hier bezeichnen $\beta = C_z / (C_e + C_z)$ den relativen Anteil der Wärmekapazität der magnetischen Momente an der Gesamtwärmekapazität und die Zeitkonstanten τ_0 und τ_1 jeweils die Signalanstiegs- und die Signalabfallszeit, welche von den Wärmekapazitäten sowie den thermischen Kopplungen abhängen [Fle05].

Das Rauschen eines metallischen magnetischen Kalorimeters wird, wie bereits erwähnt, unter anderem durch thermodynamische Energiefluktuationen verursacht. Diese durch die Rauschquellen P_{ze} und P_{eb} beschriebenen statistischen Fluktuationen besitzen analog zum elektrischen Nyquist-Rauschen Leistungsspektren der Form $S_{P_{ze}} = 4k_B T^2 G_{ze}$ beziehungsweise $S_{P_{eb}} = 4k_B T^2 G_{eb}$. Mit Hilfe des in den Gleichungen 4.7 und 4.8 aufgestellten Differentialgleichungssystems kann in Abwesenheit eines Energieeintrags δE die spektrale Leistungsdichte $S_{E_z, TD}(f)$ des Energieinhalts im System der magnetischen Momente berechnet werden. Unter Vernachlässigung weiterer Rauschbeiträge ist die Energieauflösung nach Gleichung 4.5 in diesem Fall durch den Ausdruck

$$\Delta E_{FWHM} \approx 2,35 \sqrt{4k_B C_e T^2} \left(\frac{\tau_0}{\tau_1 \beta (1 - \beta)} \right)^{1/4} \quad (4.10)$$

gegeben [Fle03]. Diese ist infolge der endlichen Signalanstiegszeit τ_0 , die aus der Elektron-Spin-Kopplung zwischen den magnetischen Momenten und den Leitungs-

elektronen folgt, auf einen endlichen Wert beschränkt. Gleichung 4.10 zeigt außerdem, wie entscheidend der Betrieb des Detektors bei tiefen Temperaturen ist, da die Energieauflösung direkt von der Betriebstemperatur T abhängt. Weitere signifikante Beiträge zum Rauschen eines metallischen magnetischen Kalorimeters liefern das magnetische Johnson-Rauschen metallischer Detektorkomponenten [Fle05], das $1/f$ -artige Rauschen der Erbium-Ionen [Bur08] sowie das Rauschen des zur Auslese verwendeten SQUID-Aufbaus.

Magnetisches Johnson-Rauschen entsteht durch die ungerichtete thermische Bewegung der Elektronen in Absorber und Sensor. Die dadurch entstehenden fluktuierenden Magnetfelder in der Umgebung eines jeden Elektrons werden über die supraleitende Detektionsspule als magnetisches Flussrauschen im SQUID wahrgenommen. Das $1/f^\eta$ -Rauschen von Er-Ionen in metallischen magnetischen Kalorimetern ist physikalisch bislang noch nicht vollständig verstanden. Aus Experimenten ist bisher bekannt, dass der Rauschbeitrag für Temperaturen zwischen 30 mK und 4,2 K eine nahezu temperaturunabhängige Amplitude besitzt und proportional zur Dichte der Er-Ionen im Sensor ist [Fle03]. Der Exponent η nimmt dabei Werte zwischen 0,8 und 1 an. Unter Berücksichtigung aller oben genannten Rauschquellen sowie des in Abschnitt 2.2.3 eingeführten SQUID-Rauschens entspricht die spektrale Leistungsdichte des scheinbaren Flussrauschens im SQUID

$$S_{\Phi_s, \text{ges}} = \left(\frac{\delta\Phi_s}{\delta\Phi} \right)^2 \left[\left(\frac{1}{\beta} \frac{\delta\Phi}{\delta E} \right)^2 S_{E_Z, \text{TD}} + S_{\Phi, \text{J}} + S_{\Phi, \text{Er}} \right] + S_{\Phi_s, \text{SQ}} \quad (4.11)$$

der quadratischen Summe des SQUID-Rauschens $\sqrt{S_{\Phi_s, \text{SQ}}}$, des mit den Er-Ionen verknüpften Rauschens $\sqrt{S_{\Phi, \text{Er}}}$, des magnetischen Johnson-Rauschens $\sqrt{S_{\Phi, \text{J}}}$, sowie des Rauschens des Energieinhalts der magnetischen Momente $\sqrt{S_{E_Z, \text{TD}}}$. Letzteres besitzt die Einheit einer Energie pro Bandbreite und wird über die Signalübertragung $\delta\Phi/\delta E$ in Flussrauschen transformiert. Mit Hilfe des Zusammenhangs

$$S_{E_Z, \text{ges}} = \beta^2 \left[\left(\frac{\delta\Phi_s}{\delta\Phi} \right) \left(\frac{\delta\Phi}{\delta E} \right) \right]^{-2} S_{\Phi_s, \text{ges}} \quad (4.12)$$

kann das für die Berechnung des Signal-Rausch-Verhältnisses nach Gleichung 4.6 benötigte Gesamttrauschen im System der magnetischen Momente bestimmt werden. Hieraus lässt sich schließlich nach Gleichung 4.5 ein Wert für die Energieauflösung des Detektors theoretisch vorhersagen.

In Abbildung 4.4 ist beispielhaft das simulierte scheinbare Flussrauschen im SQUID $\sqrt{S_{\Phi_s, \text{ges}}}$ für den in dieser Arbeitsgruppe entwickelten ECHO-100k Detektor [Man21b] mit all den zuvor genannten Rauschbeiträgen gezeigt. Das für die Berechnungen verwendete SQUID zur Auslese des Detektors ist hier ein dc-SQUID mit der In-

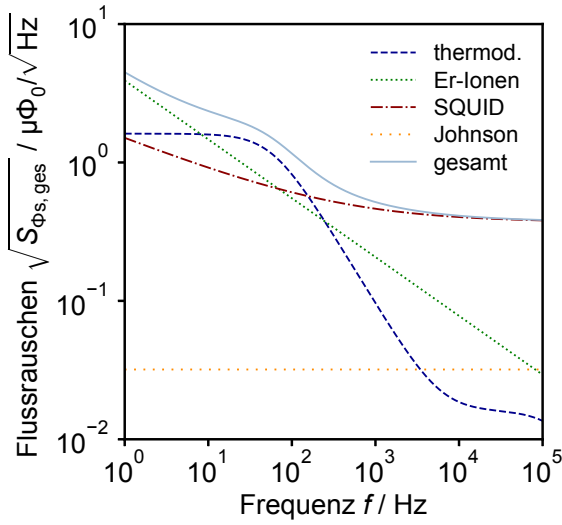


Abb. 4.4: Numerische Simulation des scheinbaren Flussrauschens im SQUID $\sqrt{S_{\Phi_s, \text{ges}}}$ für den ECHO-100k Detektor [Man21b]. Die Rauschbeiträge umfassen das Rauschen durch thermodynamische Energiefluktuationen (dunkelblau), das $1/f$ -artige Rauschen der Er-Ionen (grün), das Eigenrauschen des SQUID-Aufbaus (rot), dessen charakteristische Größen im Text beschrieben sind, sowie das magnetische Johnson-Rauschen (orange).

duktivität $L_s = 50 \text{ pH}$ und einer Einkoppelpule mit $L_i = 1,6 \text{ nH}$, die über eine Gegeninduktivität von $M_{is} = 165 \text{ pH}$ an die SQUID-Schleife gekoppelt ist. Unter Verwendung eines zweistufigen SQUID-Aufbaus (siehe Abschnitt 4.4) besitzt dieses SQUID bei der Betriebstemperatur des Detektors von $T = 20 \text{ mK}$ ein weißes Rauschen von $\sqrt{S_{\Phi_s, w}} = 0,37 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ und ein niederfrequentes $1/f^\alpha$ -Rauschen von $\sqrt{S_{\Phi_s, 1/f}}(1 \text{ Hz}) = 1,46 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$, für das der Exponent $\alpha = 0,48$ ermittelt wurde [Kem15]. Wie zu erkennen, dominiert der Rauschbeitrag des SQUID-Aufbaus für hohe Frequenzen $f > 1 \text{ kHz}$, während bei Frequenzen $f < 10 \text{ Hz}$ das $1/f$ -artige Rauschen der Er-Ionen überwiegt. Der Beitrag des magnetischen Johnson-Rauschens ist im gesamten Frequenzbereich vernachlässigbar gering. Da das Rauschen eines zur Auslese verwendeten dc-SQUIDs offenbar besonders im Bereich hoher Frequenzen maßgeblich Einfluss auf die Energieauflösung eines metallischen magnetischen Kalorimeters nimmt, muss dieses für hochauflösende Messungen so gering wie möglich sein.

4.4 SQUID-basierte Detektorauslese

Für die Auslese des Signals eines magnetischen Mikrokalorimeters mit der in Abschnitt 4.2 beschriebenen Geometrie sollte sich das als Stromsensor konfigurierte SQUID in unmittelbarer Nähe zum Detektor befinden, um zu Gunsten einer optimalen Fluss-zu-Fluss-Übertragung parasitäre Induktivitäten so gering wie möglich zu halten. Idealerweise wird das SQUID daher unmittelbar neben dem eigentlichen Detektor platziert. Das SQUID befindet sich dann bei der gleichen Temperatur wie der Detektor. Um dabei ein lokales Erwärmen des Detektors zu verhindern, darf die vom SQUID dissipierte Leistung nicht zu groß sein und die Kühlleistung des ver-

wendeten Kryostaten nicht übersteigen. Gleichzeitig bedarf es zur Auflösung schneller Signalanstiegszeiten einer effektiven Systembandbreite des SQUID-Aufbaus im MHz-Bereich. Des Weiteren sollte, wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, das scheinbare Flussrauschen des SQUIDs inklusive Raumtemperaturelektronik idealerweise geringer als das intrinsische Rauschen des Detektors sein. All diese Anforderungen können beispielsweise für einzelne Detektoren mit Hilfe eines zweistufigen rückgekoppelten dc-SQUID-Aufbaus [Dru04] oder im Fall von sehr großen Detektorarrays mit einer Vielzahl an Pixeln mittels eines rf-SQUID basierten Mikrowellen-SQUID-Multiplexers [Mat08] erfüllt werden.

Die in dieser Arbeitsgruppe verwendete rauscharme SQUID-Elektronik der Firma Magnicon¹ vom Typ XXF-1 mit einer Verstärkerbandbreite von 6 MHz besitzt ein intrinsisches Spannungsrauschen von $\sqrt{S_{V,el}} \approx 0,33 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ und ein intrinsisches Stromrauschen von $\sqrt{S_{I,el}} \approx 2,6 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ [Dru06]. Dieses liefert über die Transferkoeffizienten V_{Φ_s} und $I_{\Phi_s} = \partial I_s / \partial \Phi_s$ einen zusätzlichen Beitrag zur spektralen Leistungsdichte

$$S_{\Phi_s, \text{SQ}} = S_{\Phi_s} + \frac{S_{V,el}}{V_{\Phi_s}^2} + \frac{S_{I,el}}{I_{\Phi_s}^2} \quad (4.13)$$

des scheinbaren Flussrauschens im SQUID. Bei einem typischen in dieser Arbeitsgruppe hergestellten dc-SQUID mit Transferkoeffizienten $V_{\Phi_s} \approx 80 \mu\text{V}/\Phi_0$ und $I_{\Phi_s} \approx 4 \mu\text{A}/\Phi_0$ [Ric17] beträgt der Anteil der Verstärkerelektronik am gesamten scheinbaren Flussrauschen demnach $4,17 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Typische Werte für das weiße Rauschen eines dc-SQUIDs liegen bei $\leq 1 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$, sodass bei direkter Auslese eines solchen dc-SQUIDs das Gesamtrauschen von der nachgeschalteten Raumtemperaturelektronik dominiert wird. Um den Einfluss der Elektronik zu verringern, kann ein sogenannter zweistufiger SQUID-Aufbau verwendet werden, bei dem das Signal des dc-SQUIDs zunächst von einem rauscharmen Tieftemperatur-Verstärker vorverstärkt wird [Wel93].

Ein solcher zweistufiger Aufbau ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Das Detektor-Signal I_{det} wird über die Gegeninduktivität M_{is} in das primäre Sensor-SQUID eingekoppelt. Dieses befindet sich im Spannungsbetrieb, welcher durch das Parallelschalten des SQUIDs mit einem Widerstand R_b bewerkstelligt wird. Für den Fall, dass R_b sehr viel kleiner als der dynamische Widerstand $R_{\text{dyn}} = V_{\Phi_s}/I_{\Phi_s}$ des primären SQUIDs ist, fällt beim Einprägen eines konstanten Betriebsstrom $I_{b,1}$ eine nahezu konstante Spannung über dem SQUID ab. Der Spannungsbetrieb bietet mehrere Vorteile: Zum einen ist die dissipierte Leistung gegenüber einem SQUID im Strombetrieb verringert. Zum anderen ist der lineare Bereich der Fluss-Strom-Charakteristik in der Regel größer als der der Fluss-Spannungs-Charakteristik [Cla04]. Für kleine Widerstände R_b ist

¹Magnicon GmbH, Barkhausenweg 11, 22339 Hamburg

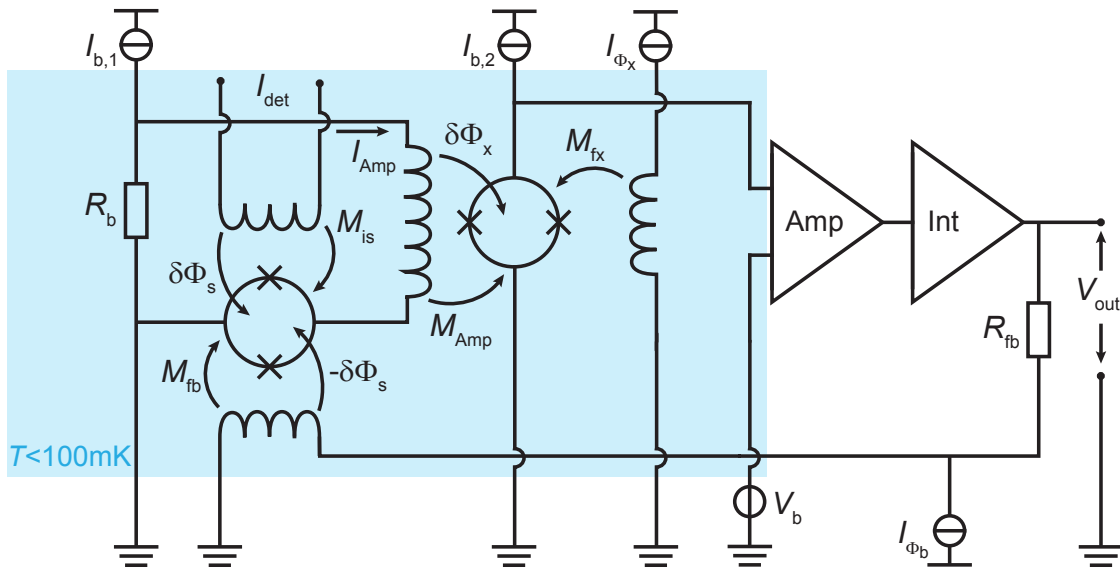


Abb. 4.5: Schematische Darstellung eines zweistufigen dc-SQUID-Aufbaus mit Flussrückkopplung. Der Strom I_{Amp} , der als Reaktion auf eine Flussänderung $\delta\Phi_s$ durch das primäre SQUID fließt, erzeugt durch die Gegeninduktivität M_{Amp} eine Flussänderung $\delta\Phi_x$ im Verstärker-SQUID, das zur rauscharmen Verstärkung bei tiefen Temperaturen dient. Über eine nachgeschaltete Raumtemperaturelektronik kann das Signal V_{out} linearisiert werden.

der Einfluss des thermisch bedingten Spannungsrauschens $4k_B T R_b$ auf das Flussrauschen des primären SQUIDs zudem vernachlässigbar gering. Eine Flussänderung $\delta\Phi_s$ moduliert nun den Stromfluss I_{Amp} durch das SQUID, der über die Gegeninduktivität M_{Amp} als magnetische Flussänderung $\delta\Phi_x$ in das sekundäre Verstärker-SQUID einkoppelt. Letzteres befindet sich wiederum im Strombetrieb. Die Differenz zwischen der Ausgangsspannung des sekundären SQUIDs und einer Referenzspannung V_b wird mithilfe eines Raumtemperatur-Verstärkers verstärkt und nachfolgend integriert. Zur Linearisierung des Signals wird, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, das Ausgangssignal V_{out} mit Hilfe eines Rückkoppelwiderstands R_{fb} in einen Strom umgewandelt, der durch die Rückkoppelpule des primären SQUIDs fließt, sodass der durch die Gegeninduktivität M_{fb} erzeugte Fluss das in das SQUID eingekoppelte Messsignal kompensiert. Eine entscheidende Größe eines solchen zweistufigen Aufbau stellt die Flussverstärkung

$$G_\Phi = \frac{\partial\Phi_x}{\partial\Phi_s} = \frac{M_{\text{Amp}}}{R_{\text{dyn}}} V_{\Phi_s} \quad (4.14)$$

dar, welche das Verhältnis der magnetischen Flussänderung im Verstärker-SQUID und im Sensor-SQUID beschreibt. Eine hohe Flussverstärkung ist zunächst erstre-

benswert, da diese den Beitrag des Verstärker-SQUIDs sowie der Raumtemperatur-elektronik zum gesamten Flussrauschen im primären SQUID verringert [Dru96a]:

$$S_{\Phi_s, \text{SQ}} = S_{\Phi_s} + \frac{S_{\Phi_x}}{G_{\Phi}^2} + \frac{S_{V, \text{el}}}{G_{\Phi}^2 V_{\Phi_x}^2} + \frac{S_{I, \text{el}}}{G_{\Phi}^2 I_{\Phi_x}^2} \quad . \quad (4.15)$$

Gleichzeitig darf der Wert der Flussverstärkung $G_{\Phi} \approx \pi$ nicht übersteigen, da andernfalls für die Flussrückkopplung anhand der Φ_s - V_x -Kennlinie kein eindeutiger Arbeitspunkt mehr gefunden werden kann [Dru96a]. In anderen Worten darf der vom Stromhub ΔI_{Amp} erzeugte Hub $\Delta \Phi_x = M_{\text{Amp}} \Delta I_{\text{Amp}}$ des magnetischen Flusses im sekundären SQUID nicht größer als etwa $\Phi_0/2$ sein.

Trotz dieses Limits kann der Einfluss des Verstärkerrauschens nach Gleichung 4.15 weiter reduziert werden, indem als Verstärker-SQUID ein dc-SQUID mit besonders hohen Transferkoeffizienten V_{Φ_x} und I_{Φ_x} eingesetzt wird. Hierfür eignen sich sogenannte N -SQUID-Serien-Arrays [Wel93]. Diese bestehen aus N in Serie geschalteten identischen SQUIDs. Befinden sich alle N SQUID-Zellen am selben Arbeitspunkt, verhält sich das SQUID-Array wie ein einzelnes SQUID mit N -facher Ausgangsspannung $V_{x, N} = NV_x$ und folglich auch N -fachem Transferkoeffizienten $V_{\Phi_x, N} = NV_{\Phi_x}$. Der Arbeitspunkt kann im zweistufigen Aufbau über einen Strom I_{Φ_x} durch eine Spule mit der Gegeninduktivität M_{ix} eingestellt werden (siehe Abbildung 4.5). Zusätzlich ist das Flussrauschen $\sqrt{S_{\Phi_x, N}} = \sqrt{S_{V_x, N}}/V_{\Phi_x, N} \propto \sqrt{N}/N$ eines SQUID-Arrays, welches im zweistufigen Aufbau ebenfalls zum Gesamtrauschen beiträgt (vergleiche Gleichung 4.15), um den Faktor \sqrt{N} reduziert [Sta93]. Die in der Arbeitsgruppe hergestellten SQUID-Arrays bestehen aus $N = 16$ Zellen [Kem15], wodurch mit dem 16 mal größeren Transferkoeffizienten $V_{\Phi_x} \approx 16 \cdot 80 \mu\text{V}/\Phi_0$ der Beitrag des Spannungsrauschens der SQUID-Elektronik XXF-1 von etwa $4,1 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ auf $0,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ reduziert werden kann.

Der zweistufige dc-SQUID-Aufbau mit Flussrückkopplung hat sich aufgrund seiner geringen Wärmedissipation und des niedrigen Rauschbeitrags bereits bei einer Vielzahl von Experimenten bewährt [Gam16, Hen17, Man21a]. Im Falle sehr großer Detektorarrays mit tausenden bis Millionen von Pixeln wie beispielsweise beim ECHO-Experiment [Gas17] ist die einkanalige Auslese jedoch weniger geeignet. Mit einer Leistungsdissipation von einigen nW pro zweistufigem dc-SQUID-Aufbau [Dru07] führt eine sehr große Anzahl solcher Aufbauten zu einer merklichen Erhöhung der Betriebstemperatur des Detektors, was sich nach Gleichung 4.10 negativ auf dessen Energieauflösung auswirkt. Außerdem würde die Anzahl der für die Auslese benötigten elektrischen Leitungen und Raumtemperaturelektroniken den Arbeitsaufwand und die Kosten signifikant erhöhen. Aus diesen Gründen werden aktuell eine Reihe von SQUID-basierten Multiplexverfahren zur Auslese von Tieftemperaturdetektoren entwickelt. Dazu zählen unter anderem ein Zeitmultiplexverfahren beispielsweise

zur Auslese supraleitender Phasenübergangs-Detektoren [Bey09] und ein Frequenzmultiplexverfahren, das sowohl für die Auslese von Phasenübergangs-Detektoren [Irw04, Mat08] als auch für metallische magnetische Kalorimeter genutzt werden kann [Kem12]. Neben der dc-SQUID basierten Detektorauslese, deren Optimierung im Fokus der vorliegenden Arbeit stand, stellt die Entwicklung eines Mikrowellen-SQUID-Multiplexers einen wichtigen Forschungsschwerpunkt in der Arbeitsgruppe dar. Der aktuelle Stand zu diesen Forschungen ist in diversen Veröffentlichungen beschrieben [Ric21, Weg22].

4.5 Einfluss des SQUID-Rauschens auf die Energieauflösung eines magnetischen Mikrokalorimeters

In Abschnitt 4.3 wurde bereits ausführlich erläutert, dass die Energieauflösung eines metallischen magnetischen Kalorimeters maßgeblich vom Signal-Rausch-Verhältnis bestimmt wird. Die Beiträge der thermodynamischen Energiefluktuationen, des magnetischen Johnson-Rauschens sowie des $1/f$ -artigen Rauschens der Er-Ionen zum Gesamtrauschen des ausgelesenen Detektorsignals hängen von der Geometrie des Detektors sowie dem Absorber- und dem Sensormaterial ab. Im Hinblick auf die thermodynamischen Prozesse innerhalb des Detektors lässt sich zum Beispiel anhand Gleichung 4.10 ableiten, dass eine geringe Wärmekapazität der Leitungselektronen C_e , welche in etwa der Wärmekapazität des Absorbers entspricht, entscheidend zur Verbesserung der Energieauflösung beiträgt. Die Absorber in dieser Arbeitsgruppe bestehen aus Gold, da Gold bei tiefen Temperaturen unter anderem nicht nur eine im Vergleich zu anderen normalleitenden Metallen relativ geringe Wärmekapazität besitzt, sondern gleichzeitig eine hohe Wärmeleitfähigkeit aufweist, wodurch sehr kurze Signalanstiegszeiten τ_0 realisiert werden können. Eine lange Signalabfallszeit τ_1 kann zwar auch zu einer Optimierung der Energieauflösung beitragen, jedoch nur bis zu einem bestimmten Grenzwert, da oberhalb dessen die im jeweiligen Experiment minimal geforderte Zählrate nicht erfüllt werden kann. Hinsichtlich der SQUID-basierten Auslese besteht zur Verringerung des Einflusses des SQUID-Rauschens nach Gleichung 4.11 die Möglichkeit, zum einen das intrinsische Rauschen $\sqrt{S_{\Phi_s, \text{SQ}}}$ selbst zu minimieren und zum anderen den relativen Anteil des SQUID-Beitrags zum Gesamtrauschen durch eine Maximierung der Fluss-zu-Fluss-Kopplung $\delta\Phi_s/\delta\Phi$ zu verringern. Beides kann durch ein geeignetes SQUID-Design umgesetzt werden.

4.5.1 Minimierung des SQUID-Rauschbeitrags

In Abbildung 4.6 ist beispielhaft für die beiden in dieser Arbeitsgruppe entwickelten und hergestellten Detektoren ECHo-100k [Man21b] und MOCCA [Sch21] gezeigt, wie

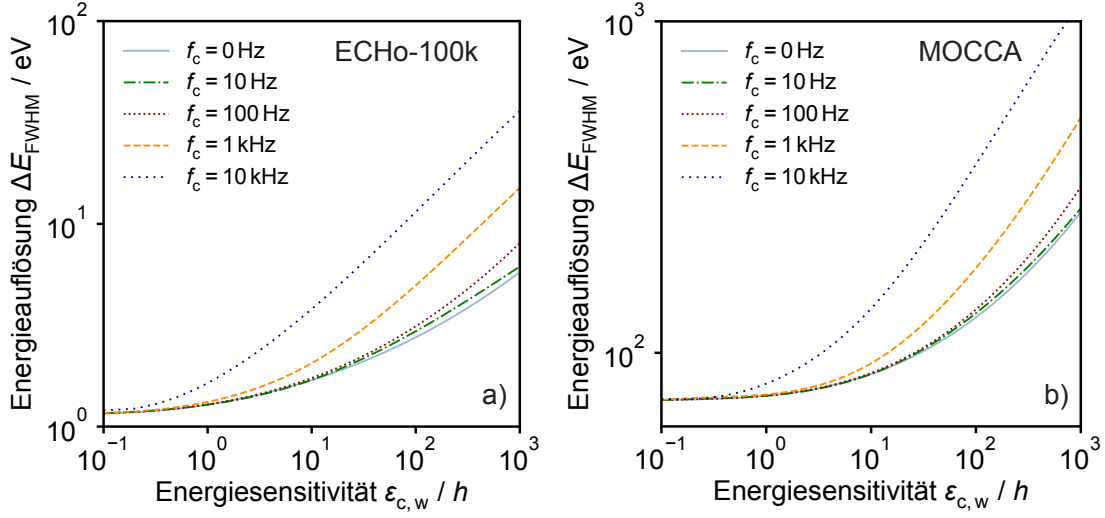


Abb. 4.6: Numerisch simulierte Energieauflösung ΔE_{FWHM} a) des ECHO-100k Detektors [Man21b] sowie b) des MOCCA Detektors [Sch21] jeweils in Abhängigkeit der frequenzunabhängigen gekoppelten Energiesensitivität $\epsilon_{c,w}$ eines Stromsensor-SQUIDs für verschiedene Werte der Eckfrequenz f_c bei einem $1/f$ -artigen Rauschen mit dem Exponenten $\alpha = 1$. Weitere Angaben zu Simulationsparametern finden sich im Text.

sich die gekoppelte Energiesensitivität ϵ_c eines Stromsensor-SQUIDs auf die Energieauflösung ΔE_{FWHM} dieser Detektoren auswirkt. Dazu wurde analog zu Abbildung 4.4 für verschiedene Werte des SQUID-Rauschens $\sqrt{S_{\Phi_s,1/f}}(1 \text{ Hz})$ bei niederen Frequenzen und des weißen Rauschens $\sqrt{S_{\Phi_s,w}}$ das scheinbare Flussrauschen $\sqrt{S_{\Phi_s,ges}}$ im SQUID bei $T = 20 \text{ mK}$ numerisch simuliert. Nach der Überführung des Flussrauschens in das System der magnetischen Momente wurde daraus nach Gleichung 4.5 die Energieauflösung berechnet. Sowohl die Parameter des Detektors als auch die SQUID-Größen $L_s = 50 \text{ pH}$, $L_i = 1,6 \text{ nH}$ und $M_{is} = 165 \text{ pH}$ wurden dabei festgehalten. In Abbildung 4.6 ist die so bestimmte Energieauflösung ΔE_{FWHM} gegen die aus dem weißen Rauschen des SQUIDs $\sqrt{S_{\Phi_s,w}}$ resultierende gekoppelte Energiesensitivität $\epsilon_{c,w}$ für verschiedene Werte der Eckfrequenz f_c aufgetragen, bei welcher der Beitrag des weißen Rauschens und der des $1/f$ -artigen Rauschens den gleichen Wert besitzen. Für den Exponent des $1/f$ -artigen Rauschens wurde hier $\alpha = 1$ angenommen. Wie zu erkennen, hat das $1/f$ -Rauschen bis zu typischen Eckfrequenzen von einigen 100 Hz [Fer15] besonders bei großen Detektoren mit einem hohen Sensorvolumen wie MOCCA nur einen geringen Einfluss auf die Energieauflösung des Detektors, da im niederfrequenten Bereich das $1/f^n$ -Er-Rauschen dominiert, welches mit der Anzahl der Erbium-Ionen im Sensor skaliert. Ein Anstieg des frequenzunabhängigen Rauschbeitrags des SQUIDs führt hingegen selbst bei niedrigen Eckfrequenzen

bereits ab $\epsilon_{c,w} \approx 10h$ bei beiden Detektoren zu einer merklichen Verschlechterung der Energieauflösung ΔE_{FWHM} .

Die Energiesensitivität eines dc-SQUIDs ist im Bereich des weißen Rauschens nach Gleichung 2.50 von nur wenigen Parametern abhängig. Die Betriebstemperatur T wird in der Regel vom Experiment vorgegeben, für das das SQUID zur Auslese eingesetzt wird, was in diesem Fall der Betriebstemperatur des Mikrokalorimeters entspricht. SQUID-Temperaturen $< 200 - 300$ mK werden jedoch in der Regel aufgrund der bei diesen Temperaturen schwachen Kopplung zwischen Elektronen und Phononen experimentell nicht erreicht [Wel94]. Der Stewart-McCumber-Parameter β_c und der Abschirmparameter β_L können nur sehr eingeschränkt variiert werden, da zum einen, die Energiesensitivität ihr Minimum für $\beta_c \approx 1$ und $\beta_L \approx 1$ erreicht und zum anderen ein nicht-hysteretisches Verhalten des SQUIDs gewährleistet sein muss. Weiterhin hängt die Energiesensitivität von der Wurzel aus der SQUID-Induktivität L_s und der Kapazität C der Josephson-Kontakte ab, weshalb eine Reduktion dieser beiden Größen zur Optimierung der Energieauflösung beitragen kann. Gleichzeitig ist der Minimierung der Induktivität L_s des SQUID-Washer mit einer darauf strukturierten Einkoppelspule, die an die Induktivität des Detektors angepasst ist, zugunsten einer adäquaten Kopplung selbst bei der Verwendung gradiometrischer Anordnungen (vergleiche Abschnitt 3.3) eine untere Grenze gesetzt. Die Kapazität der Josephson-Kontakte kann hingegen unabhängig vom SQUID-Design verringert werden. Hierzu besteht nach Abschnitt 2.1.2 beispielsweise die Möglichkeit, die parasitäre Kapazität C_{par} im Rahmen der Mikrofabrikation der Kontakte zu minimieren. Aus diesem Grund wurde als Fortführung der Arbeit [Bau18] in der vorliegenden Arbeit ein Prozess zur Herstellung von Josephson-Kontakten entwickelt, mit dem die Kapazität der in dieser Arbeitsgruppe hergestellten Tunnelkontakte signifikant reduziert werden kann.

4.5.2 Maximierung der Fluss-zu-Fluss-Kopplung

Eine optimierte Fluss-zu-Fluss-Kopplung $\delta\Phi_s/\delta\Phi$ zwischen dem magnetischen Fluss $\delta\Phi$ in der Detektionsspule eines magnetischen Mikrokalorimeters und dem Flusssignal $\delta\Phi_s$ in einem Sensor-SQUID ist in zweierlei Hinsicht wichtig. Zum einen wird, wie Gleichung 4.11 und Gleichung 4.12 zeigen, der Beitrag des Flussrauschens des SQUIDs $\sqrt{S_{\Phi_s, \text{SQ}}}$ zum scheinbaren Gesamttrauschen im System der magnetischen Momente, welches für die Bestimmung des Signal-Rausch-Verhältnisses eines magnetischen Mikrokalorimeters maßgeblich ist, verringert. Da das intrinsische Flussrauschen eines SQUIDs vor allem im Bereich hoher Frequenzen die Rauschbeiträge eines Detektors dominiert (vergleiche Abbildung 4.4), trägt das zu einer Verbesserung der Energieauflösung ΔE_{FWHM} des Detektors bei. Daneben bestimmt die Fluss-zu-Fluss-Übertragung die Größe des Flusssignals $\delta\Phi_s$, das infolge eines Energieeintrags in den

Detektor im SQUID generiert wird, und damit letztlich die Höhe des Spannungssignals V_{out} . Eine hohe Fluss-zu-Fluss-Kopplung steigert folglich vor allen Dingen auch die Auslösung des von der Raumtemperaturelektronik erfassten Ausgangssignals.

Wird ein SQUID, wie in Abbildung 4.2 gezeigt, über einen einfachen Flusstransformator an einen Detektor gekoppelt, ist die Fluss-zu-Fluss-Übertragung durch Gleichung 4.4 gegeben. Abhängig von der Induktivität L_m der beiden parallel geschalteten mäanderförmigen Spulen besitzt diese ein Maximum, sofern die Induktivität der Einkoppelspule $L_i = L_m/2 + L_{\text{par}}$ beträgt. Die Detektionsspulen des bereits zuvor vorgestellten ECHO-100k Detektors besitzen beispielsweise eine Induktivität von $L_{m,\text{ECHO}} = 2,27 \text{ nH}$ [Man21b]. Unter der Annahme einer parasitären Induktivität von $L_{\text{par}} = 0,5 \text{ nH}$ ist die Fluss-zu-Fluss-Kopplung folglich für eine Einkoppelspule mit der Induktivität $L_{i,\text{ECHO}} = 1,64 \text{ nH}$ maximal. Die aktuell in dieser Arbeitsgruppe hergestellten dc-SQUIDS, welche auf die Auslese dieses Detektors ausgelegt sind, sind mit einer Einkoppelspule mit der Induktivität $L_i = 1,2 \text{ nH}$ ausgestattet und weisen eine Gegeninduktivität von etwa $M_{\text{is}} = 230 \text{ pH}$ auf. Wird der ECHO-100k Detektor mit einem dieser dc-SQUIDS ausgelesen, beträgt die Fluss-zu-Fluss-Übertragung $\delta\Phi_s/\delta\Phi = 4,06 \%$. Wird dagegen das gleiche SQUID zur Auslese des MOCCA Detektors mit einer Induktivität von $L_{\text{ch,MOCCA}} = 8,8 \text{ nH}$ pro Kanal [Sch21] eingesetzt, liegt die Fluss-zu-Fluss-Kopplung bei gerade einmal $1,10 \%$. Die Induktivität der Einkoppelspule für eine maximale Fluss-zu-Fluss-Kopplung zwischen einem Stromsensor-SQUID und einer Detektionsspule des MOCCA Detektors beträgt nach Gleichung 4.4 $L_{i,\text{MOCCA}} = 9,3 \text{ nH}$. Die Fluss-zu-Fluss-Übertragung zwischen dem MOCCA Detektor und einem dc-SQUID mit einer solchen Einkoppelspule profitiert vor allen Dingen von einer starken Gegeninduktivität $M_{\text{is}} = k_{\text{is}}\sqrt{L_s L_i}$. Unter der Annahme einer im Vergleich zu den aktuell verwendeten SQUIDS mehr als doppelt so hohen Gegeninduktivität von $M_{\text{is}} = \sqrt{9,3/1,2} \cdot 230 \text{ pH}$ eines derartigen SQUIDS kann die Kopplung $\delta\Phi_s/\delta\Phi$ und damit auch das Ausgangssignal am SQUID um 57% gesteigert werden.

Tatsächlich decken die Induktivitäten der Einkoppelspulen aktueller und vergangener Stromsensor-SQUIDS in der Arbeitsgruppe mit $L_i \approx 1,0 - 1,6 \text{ nH}$ nur einen kleinen Bereich der Induktivitäten, die zur Auslese der entwickelten magnetischen Mikrokalorimeter für eine optimierte Fluss-zu-Fluss-Übertragung $\delta\Phi_s/\delta\Phi$ erforderlich sind, ab. Die Spanne dieser Induktivitäten wird von MOCCA mit der derzeit höchsten Induktivität von $L_{m,\text{MOCCA}} = 2 \cdot 8,8 \text{ nH}$ nach oben und von den Detektoren des ECHO-Experiments nach unten begrenzt. Einen Detektor mit einer mittleren Induktivität von $L_{m,\text{maXs100}} = 13,3 \text{ nH}$ stellt beispielsweise maXs100 dar [Fri21]. Dc-SQUIDS mit Eingangsinduktivitäten im Bereich zwischen etwa 6 nH und 10 nH , die für die Auslese von magnetischen Mikrokalorimetern bei mK-Temperaturen geeignet sind, wurden jedoch bisher weder in der Arbeitsgruppe selbst hergestellt, noch

sind sie aktuell kommerziell erhältlich [Dru07]. Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, dc-SQUIDs mit Einkoppelspulen verschiedener Induktivitäten zu designen, um insbesondere bei der Auslese von Detektoren mit hoher Induktivität durch die Optimierung der Fluss-zu-Fluss-Kopplung zu einer deutlich größeren Signalhöhe und einer verbesserten Energieauflösung beizutragen.

5. Cross-type Nb/Al-AIO_x/Nb-Josephson-Tunnelkontakte

Nb/Al-AIO_x/Nb-Josephson-Kontakte bilden aufgrund ihrer hohen Qualität, ihrer Widerstandsfähigkeit gegenüber thermischer Zyklierung sowie der Reproduzierbarkeit ihrer charakteristischen Eigenschaften die Basis für viele supraleitende Bauelemente wie SQUIDs [Kun17, Xu20], RSFQ¹-Logikschaltungen [Yoh15] oder SIS-Mischer [Rot94, Wes12]. Für die Herstellung dieser speziellen Art von Josephson-Tunnelkontakten wurde in der Vergangenheit eine Vielzahl von Fabrikationsprozessen entwickelt, von denen zwei im folgenden Kapitel vorgestellt werden. Der erste Prozess ist eine Variante des lange etablierten selektiven Niob-Ätz-Prozesses (SNEP²) [Gur83] und wurde in der Arbeitsgruppe bisher als Standardprozess für die Herstellung von SQUIDs eingesetzt. Der zweite Prozess wurde in der vorangegangenen Arbeit [Bau18] in der Arbeitsgruppe eingeführt und im Rahmen dieser Arbeit vor allem in Hinblick auf die Vermeidung spezieller Anodisationstechniken weiterentwickelt und etabliert. Das Hauptaugenmerk bei der Einführung dieses Prozesses lag auf der Verringerung der Kapazität der Josephson-Kontakte. Darüber hinaus zeigt sich, dass mit Hilfe des neuartigen Prozesses unter anderem technologische Hürden wie die Positioniergenauigkeit von Strukturierungsmasken überwunden werden können. Insbesondere zur Optimierung dieses Prozesses in Bezug auf die Herstellung von SQUIDs wurde zusätzlich der Einfluss verschiedener Prozessparameter bei der Abscheidung metallischer Schichten oder der verwendeten Mikrofabrikationstechniken zur Strukturierung der dünnschichtbasierten Tunnelkontakte auf deren Eigenschaften und Qualität untersucht. Daher werden zu Beginn dieses Kapitels zunächst nur die grundlegenden Mikrofabrikationsschritte der beiden Herstellungsprozesse inklusive der für den jeweiligen Prozess bereits optimierten Parameter beschrieben. Im Anschluss werden die Dünnschichtverfahren und -technologien zur Umsetzung dieser Prozesse, die Kriterien zur Beurteilung und Bestimmung der charakteristischen Größen der hergestellten Josephson-Kontakte sowie der Einfluss verschiedener Prozessparameter auf die Eigenschaften von SIS-Kontakten diskutiert. Die Kapazität der Josephson-Kontakte, welche zur Reduzierung des Einflusses des SQUID-Rauschens auf die Energieauflösung eines metallischen magnetischen Kalorimeters verringert werden sollte, wurde mit Hilfe von ungeschunteten dc-SQUIDs bestimmt. Abschließend werden die Vor- und Nachteile des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Fabrikationsprozesses gegenüber dem bisherigen Standardprozess erläutert und

¹ *engl.*: Rapid Single Flux Quantum

² *engl.*: Selective Niobium Etching Process

begründet, warum dieser neuartige Prozess zukünftig idealerweise für die Herstellung von SQUIDs in der Arbeitsgruppe eingesetzt werden sollte.

5.1 Kapazität von SIS-Josephson-Tunnelkontakten

In den vorangegangenen Kapiteln wurde bereits mehrfach deutlich, dass sich eine Reduktion der Kapazität C eines Josephson-Kontakts positiv auf die Eigenschaften eines dc-SQUIDs auswirken kann. Neben der Induktivität L_s des SQUIDs entscheidet die Kapazität C der Josephson-Kontakte bei gegebener Temperatur T über die Energiesensitivität $\epsilon = 12k_B T \sqrt{L_s C}$ im Bereich des weißen Rauschens (vergleiche Abschnitt 2.2.3). Eine geringere Kapazität C hat neben einer verbesserten Energiesensitivität zudem den Vorteil, dass bei gleichbleibendem Parameter β_c die Größe der Shunt-Widerstände R_s erhöht werden kann, wodurch der Spannungshub $\Delta V_s \approx I_c R_s$ des SQUIDs zunimmt. Aufgrund der Anordnung von SQUID-Induktivität und Kapazität der Josephson-Kontakte stellt ein dc-SQUID außerdem einen seriellen $L_s C$ -Schwingkreis dar, welcher von den Josephson-Wechselströmen angeregt werden kann (vergleiche Abschnitt 3.1). Der von der Resonanz verursachte Schnittpunkt der Strom-Spannungs-Kennlinien für verschiedene Werte des magnetischen Flusses kann zu einer Reduktion des maximalen Spannungshubs und damit der Sensitivität des dc-SQUIDs führen. Durch eine geringe Kapazität C der Josephson-Kontakte, wird die Resonanzfrequenz des Schwingkreises erhöht und dadurch die Spannung $V_s = \Phi_0 / (2\pi \sqrt{L_s C / 2})$, bei welcher der Schnittpunkt zu finden ist, idealerweise in den ohmschen Bereich der Strom-Spannungs-Kennlinien des SQUIDs verschoben.

Eine Reduktion der Gesamtkapazität $C = C_{JJ} + C_{\text{par}}$ eines SIS-Josephson-Kontakts (vergleiche Abschnitt 2.1.2) kann zum einen durch die Vermeidung parasitärer Überlappungen erzielt werden, wodurch der Beitrag C_{par} im besten Fall vollständig verschwindet. Zum anderen führt die Verkleinerung der Fläche von Josephson-Kontakten, die für supraleitende Bauelemente eingesetzt werden und daher einen festgelegten kritischen Strom I_c besitzen sollen, zu einer Abnahme der intrinsischen Kapazität $C_{JJ} = C'_{JJ} A$. Um den festgelegten Wert für den kritischen Strom gewährleisten zu können, muss bei einer Reduzierung der Fläche A aufgrund der Beziehung $I_c = j_c A$ die kritische Stromdichte j_c erhöht werden. Nach Gleichung 2.10 führt dies jedoch zu einem Anstieg der intrinsischen Kapazität pro Fläche C'_{JJ} . Da die Kapazität C_{JJ} linear von der Fläche A , C'_{JJ} allerdings nur logarithmisch von der kritischen Stromdichte j_c abhängt, überwiegt die Abnahme der intrinsischen Kapazität durch eine Flächenreduktion gegenüber der Zunahme aufgrund der erhöhten kritischen Stromdichte. Der Anteil der parasitären Kapazität an der Gesamtkapazität eines Josephson-Kontakts

sowie dessen kleinstmögliche Fläche werden von dem Prozess zur Herstellung des Kontakts bestimmt.

5.2 Herstellung von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten

Beide hier beschriebenen Herstellungsprozesse basieren auf Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstrukturen, welche *in situ* mittels Sputterdeposition auf thermisch oxidiertem Si-Substrat abgeschieden werden. Die Tunnelbarriere wird dabei durch die Oxidation der Oberfläche der Al-Schicht in reiner Sauerstoffatmosphäre mit dem Druck p_{ox} über einen Zeitraum t_{ox} bei Raumtemperatur geformt. Da die kritische Stromdichte der Tunnelkontakte über die Beziehung $j_c \propto (p_{\text{ox}} t_{\text{ox}})^{-a}$ mit der Sauerstoffexposition verbunden ist, kann durch die Variation der Oxidationsdauer t_{ox} bei konstantem Druck p_{ox} oder andersrum durch die Variation des Drucks für einen festgelegten Zeitraum die kritische Stromdichte j_c zuverlässig eingestellt werden. Der Exponent a hängt hierbei von den Gegebenheiten während des Oxidationsprozesses wie der Reinheit des Sauerstoffs oder dem vorherigen Basisdruck in der Oxidationskammer ab [Tol17]. Das weitere Vorgehen nach der Deposition der Dreischichtstruktur hängt davon ab, ob sogenannte window-type oder cross-type Josephson-Kontakte hergestellt werden.

5.2.1 Window-type Josephson-Kontakte

Der Prozess zur Herstellung von window-type Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten, dessen Schritte schematisch in den Abbildungen 5.1 a) - f) gezeigt sind, stellte bis zu dieser Arbeit den in der Arbeitsgruppe verwendeten Standardprozess dar [Kem13]. Die Fläche eines Josephson-Kontakts wird hierbei durch die Strukturierung der Deckelektrode mittels eines ICP-RIE³-Trockenätzprozesses in SF₆-Atmosphäre direkt im Anschluss an die Deposition der Dreischichtstruktur (Abbildung 5.1 a)) festgelegt. Hierfür stehen nach Tabelle 5.1 aktuell im hauseigenen Reinraum zwei Prozesse an zwei verschiedenen Anlagen zu Verfügung. Die dabei verwendete Maske besteht aus dem UV-sensitiven positiven Photolack AZ MIR 701⁴, welcher mit Hilfe des Laserlithographen vom Typ MLA 150⁵ belichtet wird. Diese Maske wird auch für das darauffolgende Ätzen der Al-AlO_x-Lage genutzt (Abbildung 5.1 b)), welches wahlweise nasschemisch in einer säurebasierten Lösung aus Phosphorsäure, Salpetersäure, Essigsäure und Wasser oder physikalisch in einem plasmaunterstützten Ionenätzprozess stattfindet (siehe Tabelle 5.1). Mit der Strukturierung der unteren Nb-Schicht der Dreischichtstruktur, welche analog zur Strukturierung der Deckelektrode auf Ba-

³ *engl.*: Inductively Coupled Plasma-Reactive Ion Etching

⁴Merck Performance Materials GmbH, Rheingaustraße 190, 65203 Wiesbaden

⁵Heidelberg Instruments Mikrotechnik GmbH, Mittelgewannweg 27, 69123 Heidelberg

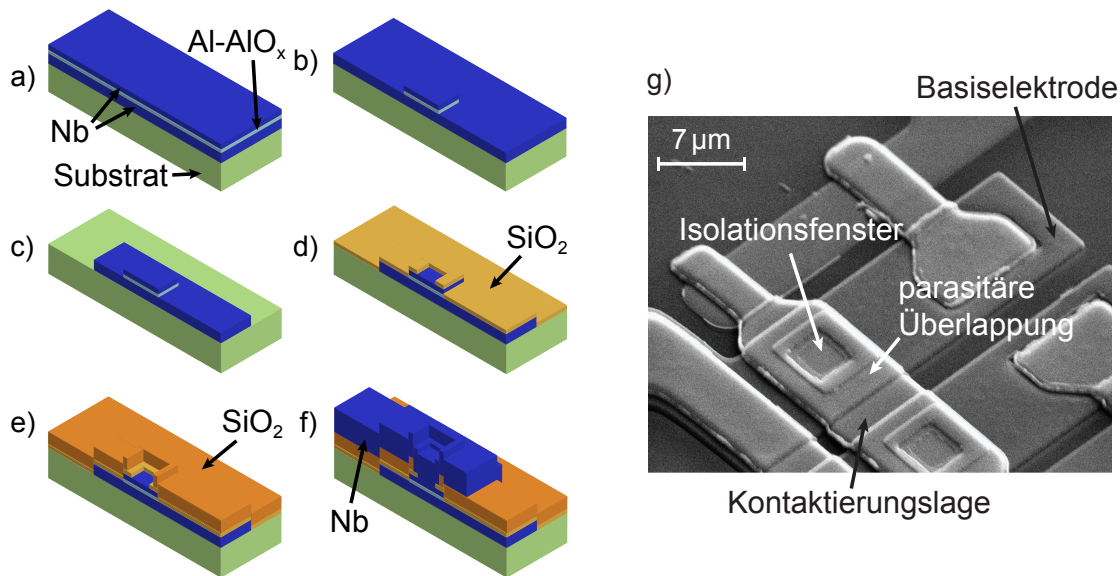


Abb. 5.1: a) - f) Schematische Darstellung des in dieser Arbeitsgruppe genutzten Herstellungsprozesses für window-type Nb/Al-AIO_x/Nb-Josephson-Kontakte: a) *In situ* Deposition der Nb/Al-AIO_x/Nb-Dreischichtstruktur, b) Strukturierung der Deckelektrode und der darunterliegenden Al-AIO_x-Lage, c) Strukturierung der Basiselektrode, d) Sputterdeposition der ersten SiO₂-Lage als Isolationsschicht, e) Sputterdeposition der zweiten SiO₂-Lage, f) Sputterdeposition und Strukturierung einer Nb-Lage zur Kontaktierung der Deckelektrode. g) Rasterelektronenmikroskopaufnahme zweier nach dem in a) - f) gezeigten Verfahren hergestellter window-type Kontakte, welche hier geshuntet als Bauteil eines dc-SQUIDs dienen.

sis eines positiven UV-Photolacks und eines ICP-RIE-Prozesses erfolgt, bildet diese gleichzeitig die Basiselektrode für den so geformten Josephson-Kontakt sowie die untere Kontaktierungsbahn (Abbildung 5.1 c)). Im Anschluss daran werden im Rahmen eines Lift-Off-Verfahrens zwei Isolationsschichten aus SiO₂ abgeschieden, welche die Basiselektrode elektrisch von der nachfolgenden Kontaktierung zur Deckelektrode trennen sollen (Abbildung 5.1 d) + e)). Die Dicke dieser beiden Schichten richtet sich demnach nach den Schichtdicken der darunter strukturierten Dreischichtstruktur. Die Verwendung zweier getrennter SiO₂-Lagen hat mehrere Gründe: Zum einen wird verhindert, dass kleine Löcher⁶ zu Kurzschlüssen durch die Isolationsschicht hindurch führen, und zum anderen werden so einzelne Stufen, welche die nachfolgende Kontaktierungslage überwinden muss, verkleinert. Die beiden rf-Sputtervorgänge werden in einer externen Sputteranlage der ehemaligen Firma Alcatel außerhalb des hauseigenen Reinraums ausgeführt, um eine Verunreinigung der zur Abscheidung der Metallschichten genutzten Sputteranlagen zu vermeiden. Die Parameter zu die-

⁶ engl.: pinholes

sen Prozessen sind in Abschnitt 5.2.3 zu finden. Die Photolackmasken sind dabei so strukturiert, dass bis auf ein kleines Fenster⁷ zur Kontaktierung des von der Deckelektrode und der darunterliegenden Al-AlO_x-Schicht geformten Stempels der gesamte Josephson-Kontakt mit SiO₂ bedeckt ist (siehe Abbildung 5.1 e)). Zur Erstellung der Photolackmaske wird auf den Umkehrlack AZ 5214E⁴ zurückgegriffen, um den Lift-Off im Anschluss an den Sputterprozess zu erleichtern. Aufgrund dieses Kontaktierungsfensters werden die so hergestellten Josephson-Kontakte auch window-type Kontakte genannt. Im letzten Schritt wird eine ebenfalls mittels Lift-Off-Verfahren strukturierte Nb-Schicht mit 400 nm Dicke zur oberen Kontaktierung abgeschieden (Abbildung 5.1 f)).

Im Gegensatz zu herkömmlichen Herstellungsverfahren, bei denen ein Anodisations-schritt zur Definition der Deckelektrode des Josephson-Kontakts (SNAP⁸) [Kro81] oder zur Isolation der Basiselektrode sowie der Seitenwände des Kontakts [Gur83] eingesetzt wird, verzichtet der hier vorgestellte Fabrikationsprozess vollständig auf Anodisationstechniken. Dadurch eignet er sich insbesondere auch für die Herstellung von potentialfreien rf-SQUIDs, da keine elektrischen Zuleitungen benötigt werden. Des Weiteren ist lediglich eine einzige zusätzliche resistive Metalllage zur Umsetzung der Shunt-Widerstände nötig, um mit dem in Abbildung 5.1 a) - f) dargestellten Verfahren dc-SQUIDs herzustellen. Abbildung 5.1 g) zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme zweier 5 µm × 5 µm großer window-type Kontakte als Bestandteil eines auf diese Weise produzierten geshunteten dc-SQUIDs. Die kleinstmögliche Fläche eines window-type Josephson-Kontakts wird von der Größe des Isolationsfensters sowie der Positioniergenauigkeit der einzelnen lithographischen Lagen beschränkt. In dieser Arbeitsgruppe können daher aufgrund der Positioniergenauigkeit von 0,5 µm des verwendeten Laserlithographen vom Typ MLA 150 in Kombination mit den zur Verfügung stehenden Photolacken window-type Kontakte mit einer minimalen Größe von 4 µm × 4 µm noch zuverlässig produziert werden. Die nach diesem Verfahren hergestellten Kontakte weisen neben der intrinsischen Kapazität C_{JJ} eine parasitäre Kapazität C_{par} auf, welche auf die unvermeidbaren Überlappungen der Kontaktierungsbahnen zur Basis- und Deckelektrode zurückzuführen ist.

Mit der Herstellung von cross-type Josephson-Kontakten kann diese parasitäre Kapazität vollständig eliminiert und gleichzeitig die Fläche der Kontakte signifikant verkleinert werden.

⁷ *engl.*: window

⁸ *engl.*: Selective Niobium Anodization Process

5.2.2 Cross-type Josephson-Kontakte

Die Fläche eines cross-type Josephson-Kontakts wird durch die Überlappung zweier senkrecht zueinander stehenden Streifen gebildet, wodurch unnötige parasitäre Überlappungen und die damit verbundene zusätzliche Kapazität vermieden werden. Die Breite der beiden sich kreuzenden⁹ Streifen ist dabei lediglich durch das zur Strukturierung angewandte Lithographieverfahren limitiert, weshalb sich der cross-type Prozess vor allem bei der Herstellung von kleinen Josephson-Kontakten mit geringer Kapazität zunehmender Beliebtheit erfreut [And09, Guo19]. Im Vergleich zu anderen bereits existierenden Fabrikationsprozessen [Dan91, Dol99] besteht der im Folgenden vorgestellte Prozess aus nur zwei lithographischen Lagen und verzichtet wie der im vorangegangenen Abschnitt beschriebene window-type Prozess auf zusätzliche Anodisationschritte.

Die einzelnen Schritte dieses in der Arbeitsgruppe neu eingeführten Herstellungsprozesses sind in den Abbildungen 5.2 a) - f) schematisch dargestellt. Nach der vollflächigen Deposition der Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur auf dem Substrat (Abbildung 5.2 a)) wird der hochauflösende positive UV-Photolack AZ MIR 701⁴ aufgebracht und mittels Laserlithographie in Form eines Streifens strukturiert. Anschließend wird die gesamte Dreischichtstruktur mit dieser Maske in einem Prozess, der sich aus zwei ICP-RIE-Trockenätzungen in SF₆-Atmosphäre für die obere und untere Nb-Lage (siehe Tabelle 5.1) und einer nasschemischen Ätzung in säurebasierter Lösung für die Al-AlO_x-Lage zusammensetzt, strukturiert (Abbildung 5.2 b)). Weshalb eine Plasmaätzung der Al-AlO_x-Lage bei diesem Prozess ungeeignet ist, wird in Abschnitt 5.4.1 erläutert werden. Die im darauffolgenden Sputterprozess an der Alcatel SCM 601 abgeschiedene Schicht aus SiO₂ (vergleiche Abschnitt 5.2.3) dient einerseits der elektrischen Isolation der Seitenwände des zuvor geformten Nb/Al-AlO_x/Nb-Streifens und andererseits der Planarisierung, um eine stufenarme Deposition weiterer Lagen zu ermöglichen. Die Bestimmung der für diesen Zweck optimalen Dicke der SiO₂-Schicht war unter anderem Bestandteil dieser Arbeit (siehe Abschnitt 5.4.1). Während der Sputterdeposition bleibt dabei die zu Beginn erstellte Maske auf der Dreischichtstruktur bestehen (Abbildung 5.2 c)). Der für die Photolackmaske genutzte Positivlack AZ MIR 701 besitzt eine Höhe von 1,6 µm, wodurch er während der Sputterdeposition als eine Art Schattenmaske für das Substrat in dem zwischen der Sputterquelle und dem Substrathalter erzeugten Kegel aus Siliziumdioxid fungiert. Dadurch wird nahe der Lackstrukturen weniger SiO₂ abgeschieden als auf dem freiliegenden Substrat, sodass sich, wie anhand Abbildung 5.2 g) zu erkennen, eine Art Graben um den Nb/Al-AlO_x/Nb-Streifen bildet. Nach dem Lösen des Photolacks (Abbildung 5.2 d)) wird eine weitere Nb-Schicht mittels Sputterdeposition aufgebracht. Auf dieser wird mit dem gleichen wie zuvor verwendeten hochauflösenden Positiv-

⁹ *engl.*: crossing

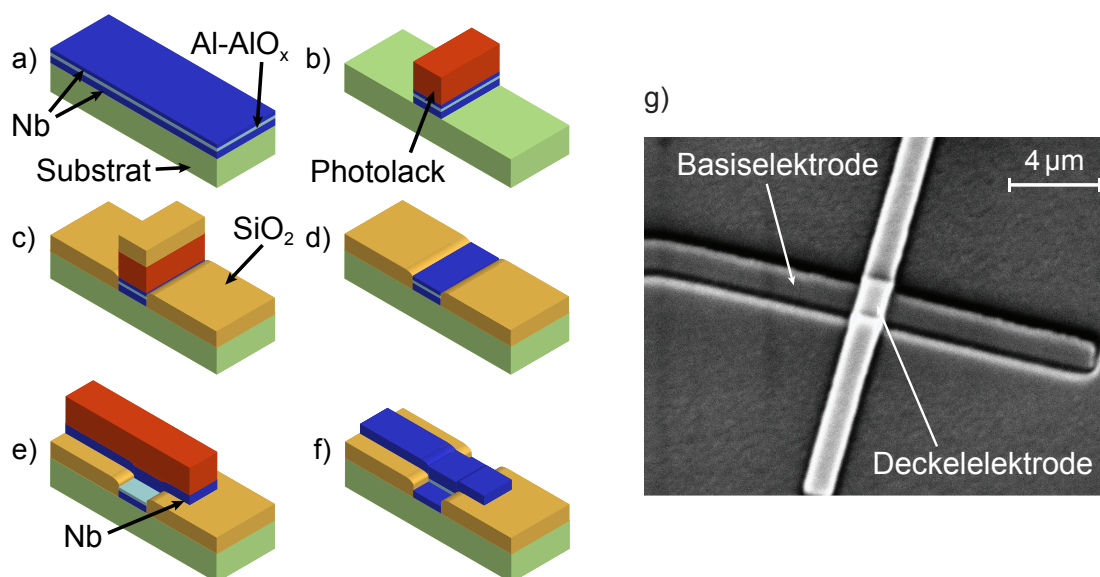


Abb. 5.2: a) - f) Schematische Darstellung des im Rahmen dieser Arbeit etablierten Herstellungsprozesses für cross-type Nb/Al-AIO_x/Nb-Josephson-Kontakte: a) *In situ* Deposition der Nb/Al-AIO_x/Nb-Dreischichtstruktur, b) Strukturierung der Dreischichtstruktur in Form eines Streifens, c) Sputterdeposition der Isolationsschicht aus SiO₂, d) Planarisierung durch Entfernen des Photolacks, e) Sputterdeposition und Strukturierung der Deckelektrode aus Nb als Streifen, f) Ätzen der freiliegenden Al-AIO_x-Lage und Entfernen des Photolacks. g) Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines nach dem in a) - f) gezeigten Verfahren hergestellten cross-type Kontakts mit einer nominellen Fläche von 2 µm × 2 µm.

lack ein Streifen strukturiert, welcher senkrecht zum eingebetteten Nb/Al-AIO_x/Nb-Streifen liegt. Im Rahmen des zur Strukturierung des oberen Kontaktierungsstreifens durchgeführten ICP-RIE-Prozesses wird nun das gesamte freiliegende obere Nb bis zur Al-AIO_x-Schicht der Dreischichtstruktur geätzt, sodass die Deckelektrode von den beiden sich überlappenden oberen Nb-Streifen gebildet wird (Abbildung 5.2 e)). Die Kantenlängen des so geformten rechteckigen cross-type Kontakts entsprechen demnach der Breite der beiden Streifen. In einem letzten Schritt wird das freiliegende Al-AIO_x der Dreischichtstruktur nasschemisch entfernt und der Photolack gelöst (Abbildung 5.2 f)), sodass die unterste Nb-Schicht, welche wie bei den window-type Kontakten die Basiselektrode sowie die untere Kontaktierungsbahn zugleich bildet, elektrisch kontaktiert werden kann. Abbildung 5.2 g) zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines eigenständig hergestellten cross-type Josephson-Kontakts mit einer im Design vorgesehenen Fläche von 2 µm × 2 µm.

Die Fläche eines cross-type Josephson-Kontakts wird, wie bereits erwähnt, von dem zur Herstellung verwendeten Lithographieverfahren nicht aber von dessen Positioniergenauigkeit beschränkt. Aufgrund der minimalen Strukturgröße von 1 µm des in

der Arbeitsgruppe genutzten Laserlithographen MLA 150⁵ konnten im Rahmen der vorliegenden Arbeit cross-type Kontakte mit einer nominellen Fläche von $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$ zuverlässig hergestellt werden. Die Positioniergenauigkeit spielt hierbei im Gegensatz zur Herstellung von window-type Kontakten keine Rolle, da die Größe des Tunnelkontakts von der Fläche der Überlappung der sich kreuzenden Streifen bestimmt wird. Parasitäre Überlappungen hingegen treten bei cross-type Kontakten an keiner Stelle auf, sodass die Kapazität der Kontakte allein durch den intrinsischen Beitrag gegeben ist. Für die in der Arbeitsgruppe hergestellten dc- und rf-SQUIDs erlaubt der cross-type Prozess somit eine Reduktion der Fläche der Josephson-Kontakte um mindestens einem Faktor 16. Für SQUIDs mit einem festgelegten Wert für den kritischen Strom I_c von einigen μA muss daher die kritische Stromdichte j_c um dem gleichen Faktor erhöht werden, was wiederum mit einem weiteren Vorteil des Herstellungsprozesses für cross-type Kontakte verbunden ist: Da die kritische Stromdichte umgekehrt proportional zur Potenz der Sauerstoffexposition $p_{\text{ox}}t_{\text{ox}}$ ist, verkürzt sich für eine 16 mal höhere Stromdichte j_c bei einem in der Arbeitsgruppe typischerweise festgehaltenen Druck von $p_{\text{ox}} = 4\ \text{kPa}$ die Dauer der Oxidation t_{ox} von einigen Stunden auf nur wenige Minuten. Mit der Herstellung von cross-type Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten kann folglich nicht nur die Fläche und die damit verbundene intrinsische Kapazität eines Josephson-Kontakts, sondern auch die Anzahl der benötigten Fabrikationsschritte und die Dauer der Oxidation deutlich verringert werden.

5.2.3 Sputterdeposition

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde unter anderem der Einfluss verschiedener Herstellungsparameter auf die Eigenschaften einer Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur und die damit verbundene Qualität der darauf basierenden Josephson-Kontakte untersucht. Dazu zählen beispielsweise der Basisdruck des zur Sputterdeposition genutzten Vakuumrezipienten, die Schichtdicken der einzelnen Lagen sowie der Prozessgasdruck während der Deposition des Niobs. Hierzu wurden Dreischichtstrukturen an zwei unterschiedlichen Sputteranlagen hergestellt. Bei der einen handelt es sich um die UHV-Sputteranlage der Firma DCA¹⁰ (im Folgenden kurz DCA genannt) im hauseigenen Reinraum des Kirchhoff-Instituts für Physik (KIP) in Heidelberg; die andere ist die HV-Sputteranlage mit der Bezeichnung UTS500, welche in der Technikumshalle des Instituts für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS) in Karlsruhe betrieben wird. Im Folgenden sind die Spezifikationen dieser beiden Anlagen sowie die Parameter und Abläufe der an ihnen ausgeführten Sputterprozesse beschrieben. Unabhängig von den zur Sputterdeposition verwendeten Anlagen und Prozesse wurden alle Schritte zur Strukturierung der in dieser Arbeit abgeschiedenen

¹⁰DCA Instruments Oy, Aerotie 6, 20360 Turku, Finnland

Tab. 5.1: Übersicht der in dieser Arbeit zur Ätzung von Nb- und Al-Schichten verwendeten Trockenätzprozesse an den im hauseigenen Reinraum zur Verfügung stehenden Anlagen der Firmen Sentech¹¹ und Oxford¹².

| Prozessparameter | Nb-Ätzung | Nb-Ätzung | Al-Plasmaätzung |
|------------------|-------------------------------|----------------------------|----------------------------|
| Anlage | Sentech Plasma Etcher SI 500C | Oxford PlasmaPro 100 Cobra | Oxford PlasmaPro 100 Cobra |
| Prozessgas | SF ₆ | SF ₆ /Ar | Ar |
| Gasdruck [Pa] | 2 | 2 | 0,27 |
| HF-Leistung [W] | 50 | 10 | 150 |
| ICP-Leistung [W] | 100 | 300 | 500 |
| Temperatur [°C] | 5 | 20 | 20 |
| Ätzrate [nm/min] | ~ 60 | ~ 150 | ~ 7 |

Dünnschichten am Kirchhoff-Institut für Physik durchgeführt. Die dazu verwendeten Trockenätzprozesse sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Kirchhoff-Institut für Physik (KIP)

Kern der Sputteranlage DCA am Kirchhoff-Institut für Physik ist ein aus zwei Kammern bestehendes Ultrahochvakuum (UHV)-System. Die Hauptkammer wird von einer mit Helium betriebenen Kryopumpe gepumpt und erreicht einen Basisdruck von $5 \cdot 10^{-7}$ Pa. Sie ist mit fünf dc-betriebenen Magnetron-Sputterquellen mit Targets der Materialien Nb, Al, Au, AuPd und Ag:Er und einem rf-betriebenen Magnetron für das Sputtern von SiO₂ ausgestattet. Gesputtert wird bei allen Quellen senkrecht von oben nach unten auf einen horizontal rotierenden Substrathalter. In der Schleuse der DCA sorgt eine Turbomolekularpumpe für einen Basisdruck von etwa $1 \cdot 10^{-4}$ Pa. Sie dient dem Ein- und Ausschleusen des Substrathalters, ohne dabei das UHV der Hauptkammer zu brechen, der Reinigung des Substrats vor dem Einschleusen mit einer eingebauten Ionenkanone sowie der thermischen Oxidation von zuvor aufgebrauchten Dünnschichten. Für die verschiedenen Prozesse stehen an der DCA zwei Prozessgase zur Verfügung: Argon mit einer Reinheit von 99,9999 % (6.0 N) und Sauerstoff mit einer Reinheit von 99,998 % (4.8 N).

¹¹SENTECH Instruments GmbH, Schwarzschildstr. 2, 12489 Berlin

¹²Oxford Instruments, Abingdon OX13 5QX, Vereinigtes Königreich

Für die Herstellung einer Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur wird ein 3'' großes thermisch oxidiertes Si-Substrat mit Vakuummfett¹³ auf einem aus Kupfer gefertigten Substrathalter platziert, um die beim Sputtern entstehende Wärme abzuführen, und in die Schleuse der DCA eingebracht. Nach dem Evakuieren der Schleuse wird das Substrat für 1 min mittels Ionenstrahlätzung bei einem Ar-Druck von $7 \cdot 10^{-2}$ Pa und einer Beschleunigungsspannung von 300 V gereinigt. Beim Sputtern der unteren Nb-Schicht in der Hauptkammer wird eine Leistung von $P_{\text{Nb}} = 400$ W an das 3'' große dc-Magnetron angelegt, wodurch Nb abhängig vom Prozessgasdruck mit einer Rate von $\sim 0,71 - 0,84$ nm/s abgeschieden wird. Für die Herstellung von window-type Kontakten wird hierfür Ar in die Hauptkammer eingelassen und auf einen Druck von $p_{\text{Ar}} = 0,27$ Pa geregelt. Im Rahmen der Optimierung des Fabrikationsprozesses für cross-type Kontakte wurde im Laufe der vorliegenden Arbeit für diesen Typ Josephson-Kontakt der Ar-Druck auf $p_{\text{Ar}} = 0,93$ Pa erhöht. Direkt im Anschluss an die Deposition der unteren Nb-Schicht wird der Ar-Druck auf $p_{\text{Ar}} = 1,33$ Pa erhöht und Aluminium bei einer Leistung von $P_{\text{Al}} = 200$ W mit einer Rate von $\sim 0,32$ nm/s abgeschieden. Das in der DCA verbaute Al-Target misst ebenfalls 3''. In Vorbereitung auf die thermische Oxidation wird die Schleuse für 10 min bei etwa 2 kPa mit Sauerstoff gespült. Nach der erneuten Evakuierung der Schleuse wird der Substrathalter von der Hauptkammer in die Schleuse transferiert. Im Rahmen der Sauerstoffexposition der Al-Schicht wird zunächst O₂ bis zu einem Druck von 1,5 kPa in die Schleuse eingelassen und nach 5 min der Druck langsam auf den eigentlichen Oxidationsdruck von $p_{\text{ox}} = 4$ kPa erhöht. Die Dauer der Sauerstoffexposition ist auf die angestrebte kritische Stromdichte j_c anhand des in Abbildung 5.3 a) gefundenen Zusammenhangs angepasst. Nach der Oxidation wird die Schleuse abgepumpt und das Substrat zurück in die Hauptkammer übergeben. Dort wird die obere Nb-Lage der Dreischichtstruktur unter den gleichen Bedingungen wie die untere Nb-Lage abgeschieden. Die Schichtdicken der drei gesputterten Lagen BotNb/Al/TopNb (von unten¹⁴ nach oben¹⁵) sind davon abhängig, ob die Dreischichtstruktur zur Herstellung von window-type oder cross-type Kontakten eingesetzt wird. Zur Herstellung von window-type Josephson-Kontakten hat sich in den vergangenen Jahren ein Schichtdickenverhältnis von 250 nm/20 nm/125 nm etabliert. Das optimale Verhältnis für die mit dieser Anlage hergestellten cross-type Kontakte wurde im Rahmen dieser Arbeit zu 175 nm/20 nm/60 nm bestimmt.

Da die DCA bis zuletzt die einzige Sputteranlage im hauseigenen Reinraum war, wurden auch die in einem darauffolgenden Fabrikationsschritt erforderlichen Nb-Lagen in der DCA gesputtert. Die für die Sputterdeposition verwendeten Parameter waren

¹³Apiezon N der Firma M&I Materials Ltd, Hibernia Way, Trafford Park, Stretford, Manchester M32 0ZD, Vereinigtes Königreich

¹⁴engl.: bottom

¹⁵engl.: top

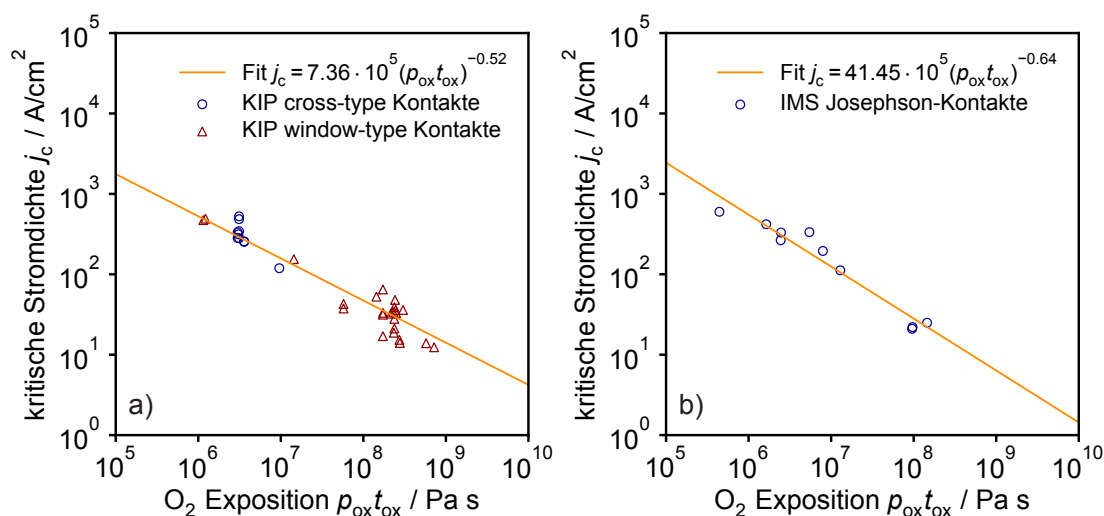


Abb. 5.3: Kritische Stromdichte j_c in Abhängigkeit von der Sauerstoffexposition $p_{\text{ox}}t_{\text{ox}}$ für Nb/Al-AIO_x/Nb-Josephson-Kontakte, deren Dreischichtstruktur a) in der DCA am KIP sowie b) in der UTS500 am IMS hergestellt wurde.

dabei (bis auf die Schichtdicken) identisch zu den oben beschriebenen. Für window-type Kontakte wurden dazu, wie bereits erwähnt, 400 nm abgeschieden, während die Dicke der obersten Nb-Lage für in der DCA hergestellte cross-type Kontakten in dieser Arbeit 250 nm beträgt. Um das natürliche Oxid zuvor aufgebrachtener Nb-Lagen zu entfernen und eine supraleitende Kontaktierung zwischen den Nb-Schichten zu gewährleisten, wurden die bis dahin hergestellten Strukturen zuvor für 6 min der Ar-Ionenkanone ausgesetzt.

Wie bei der Beschreibung des Herstellungsprozesses für window-type Josephson-Kontakte bereits erwähnt, wurde die Deposition aller im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Isolationsschichten in der speziell dafür vorgesehenen Sputteranlage Alcatel SCM 601 am KIP vorgenommen. Zur Deposition einer Schicht aus SiO₂ wird eine Gasmischung aus Ar und O₂ mit einem Verhältnis von 60:40 in die Vakuumkammer eingelassen, auf einen Druck von $p_{\text{Ar},\text{O}_2} = 0,7 \text{ Pa}$ geregelt und ein rf-Plasma mit einer Leistung von $P_{\text{SiO}_2} = 250 \text{ W}$ an einem 4" großen Magnetron, welches mit einem SiO₂-Target bestückt ist, gezündet. Die Depositionsrate dieses Prozesses liegt bei $\sim 1,3 \text{ nm/min}$.

Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS)

Die UTS500 ist eine am IMS eigenständig konstruierte Hochvakuum (HV)-Anlage, welche einzig der Deposition von Nb/Al-AIO_x/Nb-Dreischichtstrukturen dient. Sie ist mit zwei 3" großen dc-Magnetron-Sputterquellen für Nb und Al ausgestattet. Der

Substrathalter kann dabei mit Hilfe eines Transferarms wie bei der DCA direkt unterhalb der Sputterquelle mittig positioniert werden. Im Unterschied zur DCA misst der Substrathalter hier jedoch nur 2'' und kann während der Deposition nicht rotiert werden. Die UTS500 besteht ebenfalls aus einer Hauptkammer und einer Schleuse. Mit der jeweils angeschlossenen Turbomolekularpumpe kann in der Hauptkammer ein Basisdruck von $< 3 \cdot 10^{-6}$ Pa und in der Schleuse ein Basisdruck von etwa $1 \cdot 10^{-4}$ Pa erreicht werden. Das für die Sputterprozesse verwendete Argon-Gas besitzt eine Reinheit von 99,999 % (5.0 N) und der für die Oxidation verwendete Sauerstoff eine Reinheit von 99,9995 % (5.5 N).

Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit teilweise Chargen basierend auf der gleichen Dreischichtstruktur unterschiedlichen Prozessschritten ausgesetzt werden sollten, wurden für die Herstellung einer jeden Dreischichtstruktur in der UTS500 anstelle eines einzelnen 2'' großen Si-Substrats zwei 20 mm \times 20 mm große Si-Substratstücke auf dem Substrathalter platziert. Für den thermischen Kontakt zwischen Substrat und Halter sorgt hierbei ein Folie aus Indium. Analog zum Herstellungsverfahren in der DCA wird das Substrat vor der Abscheidung der ersten Schicht in der Schleuse gereinigt. Dazu wird in einer Ar-Atmosphäre bei einem Druck von 4 Pa mit einer Leistung von 30 W für 3 min ein rf-Plasma gezündet. Bei der anschließenden Deposition der drei Lagen aus Niob und Aluminium in der Hauptkammer wird unabhängig vom Typ des Josephson-Kontakts, der auf Basis der Dreischichtstruktur produziert werden soll, jeweils 100 nm Nb bei $P_{\text{Nb}} = 300$ W mit einer Rate von $\sim 0,63$ nm/s für die obere und untere Schicht und 7 nm Al bei $P_{\text{Al}} = 100$ W mit einer Rate von $\sim 0,31$ nm/s abgeschieden. Der während der Sputterdeposition von Nb vorherrschende Ar-Druck beträgt $p_{\text{Ar}} = 0,96$ Pa, welcher im Rahmen einer Untersuchung der mechanischen Verspannung von Nb-Filmen aus der UTS500 in Abhängigkeit vom Sputterdruck gefunden wurde, um spannungsfreie Nb-Schichten zu erzeugen [Kai11]. Der Sputterdruck für die Deposition von Al beträgt $p_{\text{Ar}} = 0,72$ Pa. Vor der thermischen Oxidation der Al-Schicht wird die Schleuse der UTS500 dreimal mit Sauerstoff geflutet und evakuiert, bevor der Substrathalter in die Schleuse übergesetzt wird. Für die Einstellung des Oxidationsdrucks steht ein Mikrocontroller zur Verfügung, welcher die Dauer der Öffnung des O₂-Ventils und den dabei benötigten Gasfluss berechnet, um den angestrebten Druck von $p_{\text{ox}} = 4$ kPa zu erreichen. Der Sauerstoff wird daraufhin mit einem einzigen Knopfdruck quasi instantan in die Schleuse eingelassen. Der für diese Sputteranlage im Rahmen der vorliegenden Arbeit gefundene Zusammenhang zwischen der Sauerstoffexposition $p_{\text{ox}}t_{\text{ox}}$ und der kritischen Stromdichte j_c ist in Abbildung 5.3 b) graphisch dargestellt. Da bis zu dieser Arbeit im Gegensatz zu der hier vorgestellten Vorgehensweise die Dauer der Oxidation auf 30 min festgelegt und entsprechend der angestrebten kritischen Stromdichte der Druck p_{ox} variiert wurde, weicht die Funktion $j_c = 41,45 \cdot 10^5 (p_{\text{ox}}t_{\text{ox}})^{-0,64}$ deutlich von den in vorherigen Arbeiten gefundenen Zusammenhängen ab, in denen der Exponent a $-0,4$ bis

$-0,48$ betrug [Kai11, Mec13]. Jedoch sind gerade aufgrund des hohen Exponenten von $a = -0,64$ an der UTS500 im Vergleich zur DCA ($a = -0,52$) noch kürzere Oxidationszeiten bei gleicher kritischer Stromdichte möglich.

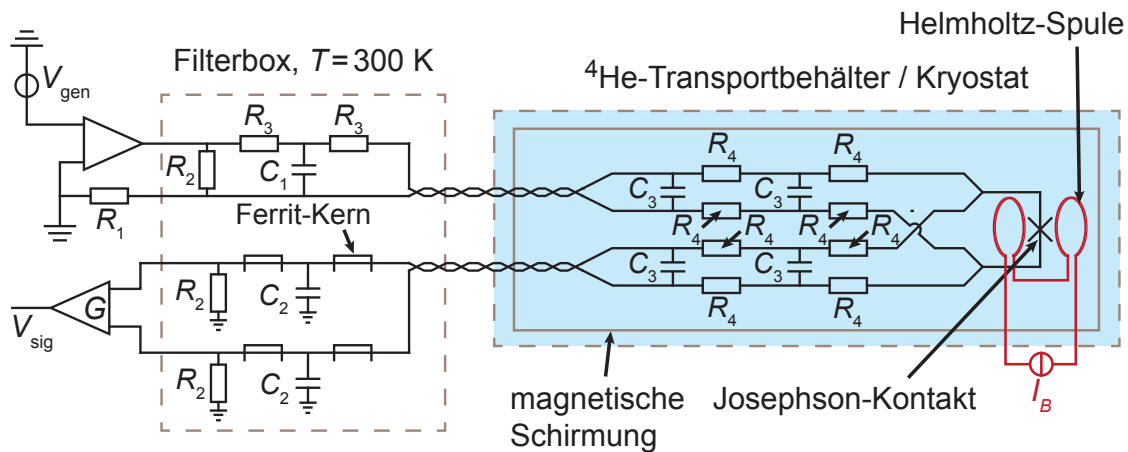
Da in der UTS500 nur Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstrukturen hergestellt werden, wird am IMS für die Deposition weiterer Nb-Lagen eine andere Sputteranlage genutzt. Dabei handelt es sich um die ebenfalls eigenständig konstruierte Anlage mit der Bezeichnung Univex450, welche ebenfalls aus zwei Vakuumkammern besteht. Die Hauptkammer ist mit zwei 2'' großen dc-Magnetron-Sputterquellen ausgestattet, in denen zur Zeit ein Nb- und ein Au-Target verbaut sind. Mit insgesamt zwei Turbomolekularpumpen erreicht die Hauptkammer der Anlage einen Basisdruck von $< 6 \cdot 10^{-6}$ Pa. Die zur Reinigung des Substrats zur Verfügung stehende Ionenkanone ist bei dieser Anlage mit in die Hauptkammer integriert. Da die Univex450 im Rahmen der vorliegenden Arbeit für die Deposition von Kontaktierungsschichten genutzt wurde, wurden die bis dahin hergestellten Strukturen über einen Zeitraum von 8 min mittels Ar-Ionenstrahlätzung bei einem Druck von 0,13 Pa und einer Beschleunigungsspannung von 100 V gereinigt, um das entstandene natürliche Nb-Oxid zu entfernen und einen späteren supraleitenden Kontakt zu gewährleisten. Die Sputterdeposition der Nb-Schichten findet bei einem Ar-Druck von $p_{\text{Ar}} = 0,3$ Pa statt. Im Gegensatz zur DCA und zur UTS500 wird hierbei nicht die Leistung sondern der Kathodenstrom, welcher im Magnetron zur Erzeugung des Plasmas fließt, auf einen Wert von $I_{\text{cath}} = 228$ mA festgesetzt. Der 2'' große Substrathalter befindet sich währenddessen mittig unterhalb der Sputterquelle und rotiert horizontal um seine eigene Achse. Die so mit einer Rate von $\sim 0,3$ nm/s abgeschiedenen Nb-Schichten weisen eine hohe Qualität auf, was sich beispielsweise anhand der supraleitenden Sprungtemperatur von $T_c = 8,8$ K für eine 250 nm dicke Schicht zeigt [Mül21].

5.3 Experimentelle Methoden

5.3.1 Messaufbau

Die Eigenschaften und die Qualität eines Josephson-Kontakts können anhand der Kenngrößen, die aus dessen Strom-Spannungs-Kurve bestimmt werden können, beurteilt werden. Der in dieser Arbeit zur Messung dieser Kennlinien verwendete Aufbau basiert auf dem Konzept einer Vierdrahtmessung und ist schematisch in Abbildung 5.4 für einen einzelnen Josephson-Kontakt dargestellt. Der gesamte Aufbau enthält sechs solcher Messkanäle, sodass immer sechs Josephson-Kontakte auf einem Chip pro Abkühlvorgang gemessen werden können. Der Chip wird hierzu mit Hilfe des Lacks GE Varnish 7031¹⁶ auf eine Trägerplatine geklebt und über Bonddrähte aus

¹⁶GVL Cryoengineering Dr. George V. Lecomte GmbH, Aachener Str. 89, 52223 Stolberg



$$R_1 = 1 \Omega, \quad R_2 = 10 \text{ M}\Omega, \quad R_3 = 5.1 \text{ k}\Omega, \quad R_4 = 51 \Omega, \quad C_1 = 33 \text{ pF}, \quad C_2 = 1 \text{ nF}, \quad C_3 = 47 \text{ nF}$$

Abb. 5.4: Ersatzschaltbild des für die Messung der Strom-Spannungs-Kennlinien von Josephson-Kontakten (und ungeschunteten dc-SQUIDS) verwendeten Messaufbaus. Für magnetfeldabhängige Messungen kann zusätzlich die in Rot dargestellte Helmholtz-Spule installiert werden.

Aluminium mit den Leiterbahnen dieser elektrisch verbunden. Die Trägerplatine ist wiederum über eine Steckverbindung mit einer Filterplatine verbunden, welche der kryogenen Filterung des hochfrequenten Stromrauschens dient, das von den Raumtemperaturkomponenten des Messaufbaus verursacht wird und zu einem vorzeitigen Springen des Josephson-Kontakts in den Spannungszustand führen kann [Kai11]. Dazu ist auf dieser Filterplatine jede der vier Leiterbahnen pro Josephson-Kontakt mit zwei seriell verschalteten RC -Tiefpässen bestückt, wobei die Kapazität parallel zu jeweils zwei der vier Leiterbahnen geschaltet ist (siehe Abbildung 5.4). Der Großteil der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen fand bei einer Temperatur von 4,2 K weit unterhalb der für Nb-basierte Josephson-Kontakte erwarteten Sprungtemperatur von $T_c = 9,2 \text{ K}$ statt. Dazu wurden die Trägerplatine mit dem zu messenden Chip und die Filterplatine auf dem Probenhalter eines Messstabs montiert, welcher für die Messung in einen mit flüssigem Helium gefüllten Transportbehälter eingetaucht wurde. Um den Einfluss magnetischer Störfelder zu minimieren, ist der Messstab mit einer weichmagnetischen Schirmung aus Kryoperm und einem supraleitenden Schild aus Niob ausgestattet. Die Zuleitungen des Aufbaus bei tiefen Temperaturen sind über verdrehte CuNi-Drähte mit dem Ein- und Ausgangskanal einer Filterbox bei Raumtemperatur verbunden. Der Eingang dieser Filterbox besteht aus zwei Widerständen und einem Kondensator, welche zusammen einen RC -Tiefpass für hochfrequente Störsignale bilden, sowie einem hochohmigen Widerstand zum Schutz des Josephson-Kontakts vor externen elektrostatischen Entladungen. Der in den Josephson-Kontakt

eingepreßte Strom I wird von einer niederfrequenten Dreiecksspannung V_{gen} generiert, welche über dem Widerstand R_{gen} aller in Serie geschalteter Widerstände des Eingangskreises abfällt:

$$I = \frac{V_{\text{gen}}}{R_{\text{gen}}} = \frac{V_{\text{gen}}}{R_1 + 2R_3 + 4R_4 + R(V)} \quad (5.1)$$

Hierzu zählen die Raumtemperaturwiderstände, die in Abbildung 5.4 mit R_1 und R_3 bezeichnet sind, vier der kryogenen Filterwiderstände R_4 sowie der spannungsabhängige Widerstand $R(V) = V/I$ des Josephson-Kontakts selbst. Der durch den Josephson-Kontakt fließende Strom ist folglich durch den Ausdruck

$$I = \frac{V_{\text{gen}}}{R_1 + 2R_3 + 4R_4} \left(1 - \frac{V}{V_{\text{gen}}} \right) \quad (5.2)$$

gegeben.

Da der in Abbildung 5.4 gezeigte Aufbau auch für die Messung der Strom-Spannungskennlinien von ungeschunteten dc-SQUIDs verwendet wurde, musste sichergestellt werden, dass sich der Betriebsstrom des SQUIDs und der zusätzlich in das SQUID eingespeiste felderzeugende Kontrollstrom I_{ctr} auf unterschiedliche Erdungspunkte beziehen (vergleiche Abbildung 2.10). Andernfalls fließt ein Teil des Kontrollstroms über die Masse des Betriebsstrom ab und prägt dadurch zusätzlich Strom in einen der beiden Josephson-Kontakte des SQUIDs ein. Dies führt wiederum zu einer asymmetrischen Kennlinie des ungeschunteten SQUIDs und ferner zu einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen dem magnetischen Fluss im SQUID und dem angelegten Kontrollstrom. Der Kontrollstrom wird über eine Konstantstromquelle einer SQUID-Elektronik des Typs XXF-1 eingespeist. SQUID-Elektronik und Filterbox haben dabei den gleichen Massebezug, sodass die Erdung des Funktionsgenerators (Keysight HP 33120A¹⁷), mit dem die Dreiecksspannung V_{gen} generiert wird, von diesem entkoppelt sein muss, um parasitäre Stromflüsse zu verhindern. Hierzu wird das Signal des Funktionsgenerators an den Eingang eines batteriebetriebenen Differenzverstärkers gelegt, dessen Referenzpunkt sich vom Massebezug des Funktionsgenerators unterscheidet. Der Spannungsabfall über dem Josephson-Kontakt wird schließlich am Ausgang der Filterbox abgegriffen. Dieser ist über je einen LC -Tiefpass pro Signalleitung zusätzlich gefiltert und durch einen hochohmigen Widerstand vor elektrostatischen Entladungen geschützt. Das gefilterte, differentielle Ausgangssignal wird schließlich von einem Differenzverstärker mit dem Faktor $G = \{100; 500\}$ zu $V_{\text{sig}} = G \cdot V$ ver-

¹⁷Keysight Technologies, Inc., 1400 Fountaingrove Parkway, Santa Rosa, CA 95403, Vereinigte Staaten

stärkt und wahlweise mit Hilfe eines Oszilloskops (Tektronix TDS 5052¹⁸) oder eines Analog-Digital-Wandlers (NI USB-6361¹⁹) aufgezeichnet.

Für die Messung der Magnetfeldabhängigkeit des maximalen Suprastroms eines Josephson-Kontakts (vergleiche Abschnitt 2.1.4) wurde, wie in Abbildung 5.4 in Rot eingezeichnet, zusätzlich eine Helmholtz-Spule derart am Probenhalter befestigt, dass sich der Chip mit den Josephson-Kontakten im Zentrum des Spulenpaars befand. Um die Helmholtz-Spule herum wurde ein supraleitender Schild aus Niob angebracht, um den Einfluss externer magnetischer Störfelder konstant zu halten. Für die Erzeugung des durch die Spule fließenden Stroms I_B wurde eine Konstantstromquelle der XXF-1 SQUID-Elektronik verwendet. Des Weiteren wurden temperaturabhängige Messungen durchgeführt, bei denen Träger- und Filterplatine auf der Experimentierplattform eines ³He/⁴He-Verdünnungskryostaten befestigt wurden. Messungen ohne Magnetfeld wurden dabei durch Nb-Schilde vor elektromagnetischen Wechselfeldern abgeschirmt; bei den Messungen mit Helmholtz-Spule war keine Schirmung nötig.

5.3.2 Qualitätskriterien für Josephson-Kontakte

Abbildung 5.5 zeigt den typischen Verlauf einer mit dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Aufbau im Rahmen der vorliegenden Arbeit gemessenen Strom-Spannungs-Kurve eines hysteretischen Josephson-Kontakts. Aus solch einer Kennlinie können die wichtigsten Kenngrößen eines Tunnelkontakts bestimmt werden, um daraus seine charakteristischen Eigenschaften und letztlich seine Qualität abzuleiten. Bei den in Abbildung 5.5 markierten Größen handelt es sich um den Sprungstrom I_{sw} , bei dem der Josephson-Kontakt in den Spannungszustand springt, die Gap-Spannung V_{gap} , bei welcher die Quasiteilchenkennlinie die maximale Steigung hat, den Gap-Strom I_{gap} , welcher die Höhe des Quasiteilchen-Tunnelstroms oberhalb der Gap-Spannung angibt, sowie den Normalwiderstand R_N des ohmschen Bereichs der Kennlinie und den Subgap-Widerstand R_{sg} , welcher nach Konvention bei 2 mV bestimmt wird. Zu den für die Beurteilung der Qualität eines Josephson-Kontakts herangezogenen Charakteristika zählen die Gap-Spannung V_{gap} , das $I_c R_N$ -Produkt und das Verhältnis von Subgap- zu Normalwiderstand R_{sg}/R_N .

Gap-Spannung

Die Gap-Spannung $V_{gap} = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$ gibt den Spannungsabfall an, der benötigt wird, um die Energielücken Δ_1 und Δ_2 der Basis- und Deckelektrode so weit gegen-

¹⁸Tektronix Inc, 14150 SW Karl Braun Drive, Portland, OR 97077, Vereinigte Staaten

¹⁹National Instruments Corporation, 11500 N. Mopac Expressway, Austin, TX 78759, Vereinigte Staaten

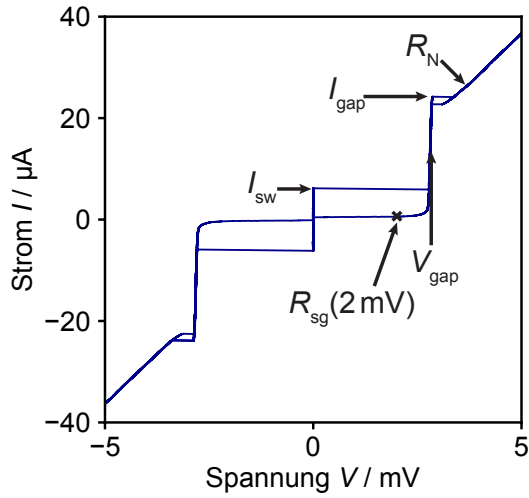


Abb. 5.5: Gemessene Strom-Spannungskennlinie eines ungeschunteten Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakts. Markiert sind die Kenngrößen, die zur Bestimmung der Eigenschaften und der Qualität eines Josephson-Kontakts verwendet werden können.

einander zu verschieben, dass Quasiteilchen aus den besetzten Zuständen der einen Elektrode in die unbesetzten Zustände der anderen Elektrode tunneln können. Sie ist damit ein direktes Maß für die supraleitenden Eigenschaften der Elektroden. Der experimentelle Wert der Energielücke von Nb-Vollmaterial liegt bei $T \rightarrow 0$ K zwischen 1,46 meV und 1,51 meV [Car90]. Der Temperaturverlauf der Energielücke $\Delta(T)$ kann nur numerisch anhand der Formel

$$\frac{2}{\tilde{V}_0 D(E_F)} = \int_0^{\hbar\omega_D} \tanh\left(\frac{\sqrt{\zeta^2 + \Delta^2(T)}}{2k_B T}\right) \frac{d\zeta}{\sqrt{\zeta^2 + \Delta^2(T)}} \quad (5.3)$$

aus der BCS-Theorie berechnet werden, wobei ω_D der Debye-Frequenz und $\tilde{V}_0 D(E_F)$ dem Wechselwirkungspotential der Cooper-Paare an der Fermi-Kante E_F entspricht [Tin96]. Für die Gap-Spannung Nb-basierter Josephson-Kontakte erwartet man nach Gleichung 5.3 bei einer Temperatur von $T = 4,2$ K Werte zwischen 2,83 mV und 2,93 mV. Die Gap-Spannung von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten fällt im Vergleich zu diesen Werten geringer aus, sofern die Dicke der Elektroden kleiner als die magnetische Eindringtiefe λ der Nb-Schichten ist oder das Niob eine reduzierte kritische Temperatur T_c aufweist. Die Sprungtemperatur von hochreinem Nb-Vollmaterial beträgt $T_c = 9,2$ K [Car90]. Zusätzlich tritt aufgrund der Al-Schicht der Proximity-Effekt in Erscheinung, welcher abhängig von der Temperatur und der Dicke des Aluminiums den Wert der Energielücke der Basiselektrode und damit verbunden den Wert der Gap-Spannung des Tunnelkontakts verringert (vergleiche Abschnitt 2.1.3) [Gol88, Yam94].

$I_c R_N$ -Produkt

Der kritische Strom I_c eines SIS-Josephson-Kontakts entspricht der Integration der kritischen Stromdichte j_c über dessen Fläche und ist daher nach Gleichung 2.5 mit der Dicke d der Tunnelbarriere verbunden. Mit steigender Dicke d nimmt die Kopplung der Wellenfunktionen der supraleitenden Elektroden ab und damit auch der kritische Strom. Gleichzeitig steigt mit dicker werdender Tunnelbarriere der Widerstand R_N für den Quasiteilchenstrom. Unter der Annahme, dass die Tunnelprozesse für Quasiteilchen und Cooper-Paare identisch sind, erwartet man demnach, dass das Produkt $I_c R_N$ unabhängig von der Dicke der Tunnelbarriere ist. Nach der Ambegaokar-Baratoff-Theorie [Amb63] ist das $I_c R_N$ -Produkt für einen SIS-Kontakt mit zwei identischen Elektroden über den Zusammenhang

$$I_c R_N = \frac{\pi}{2e} \Delta(T) \tanh \left[\frac{\Delta(T)}{2k_B T} \right] \quad (5.4)$$

mit der Energielücke $\Delta(T)$ der Elektroden verbunden und damit wie die Gap-Spannung von den supraleitenden Eigenschaften der Elektroden abhängig. Nach Gleichung 5.4 nimmt das $I_c R_N$ -Produkt für Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte mit einer Gap-Spannung von $V_{\text{gap}} = 2,83 \text{ mV}$ bei $T = 4,2 \text{ K}$ einen Wert von $2,14 \text{ mV}$ an. In der Ambegaokar-Baratoff-Theorie wurde für die Tunnelbarriere ein perfekt rechteckförmiger Potentialverlauf angenommen, welcher so in realen Josephson-Kontakten allerdings nie erreicht wird. Das $I_c R_N$ -Produkt eines Josephson-Kontakts ist daher vor allen Dingen ein Maß für die Stärke des Cooper-Paar-Tunnelns, die von der Höhe und dem Verlauf des Potentials entlang der Tunnelbarriere bestimmt wird.

Widerstandsverhältnis

Der Subgap-Bereich der Strom-Spannungs-Kennlinie eines SIS-Kontakts spiegelt das Tunneln thermisch angeregter Quasiteilchen für Spannungen unterhalb der Gap-Spannung wider. Der Widerstand dieses Teils der Quasiteilchencharakteristik ist folglich sowohl temperatur- als auch spannungsabhängig. Zusätzlich können Leckströme aufgrund von Defekten in der Tunnelbarriere fließen. Solche Defekte treten beispielsweise aufgrund mechanischer Verspannungen in den Elektroden [Kur88] oder bei einer größeren Oberflächenrauigkeit der unteren Elektrode auf [Du07a]. Bei einer bestimmten Temperatur kann der Subgap-Widerstand R_{sg} , welcher üblicherweise bei 2 mV aus der Strom-Spannungs-Kennlinie bestimmt wird, daher als Quantifizierung für die durch eine Tunnelbarriere fließenden Leckströme genutzt werden. Da der Subgap-Widerstand R_{sg} sowie der Normalwiderstand R_N auch von der Fläche eines Josephson-Kontakts abhängt, dient das Widerstandsverhältnis R_{sg}/R_N als flächenunabhängiges Maß für die Qualität eines Josephson-Kontakts. Hohe Werte des

Widerstandsverhältnisses kennzeichnen dabei ein geringes Auftreten von Leckströmen und damit eine hohe Qualität. Häufig wird auch die charakteristische Spannung $V_c = I_c R_{\text{sg}}$ angegeben, welche die Aussagen, die anhand des $I_c R_N$ -Produkts und des Widerstandsverhältnisses R_{sg}/R_N über einen Josephson-Kontakt getroffen werden können, in einer Größe vereint.

5.3.3 Bestimmung des kritischen Stroms

Bei endlichen Temperaturen $T > 0$ K springt ein strombetriebener Josephson-Kontakt nicht erst mit Erreichen des kritischen Stroms I_c in den Spannungszustand, sondern bereits bei einem Strom $I_{\text{sw}} < I_c$ (vergleiche Abschnitt 2.1.2). Dieser Sprungstrom ist mit dem thermischen Rauschen des Widerstands der Quasiteilchen verknüpft und unterliegt daher statistische Fluktuationen. Die Wahrscheinlichkeitsdichte $P(I_{\text{sw}})$ für diesen Prozess folgt einer Poisson-Verteilung. Die zur Bestimmung des kritischen Stroms bisher in dieser Arbeitsgruppe verwendete Formel

$$\frac{I_{\text{sw}}}{I_c} = 1 - \left[\frac{3}{\sqrt{2\xi}} \ln \left(\frac{\omega_p I_c}{\pi \sqrt{2\xi} \dot{I}} \right) \right]^{2/3} = 1 - k A_{\text{corr}}^{-2/3} \quad (5.5)$$

mit dem Parameter $\xi = \hbar I_c / 2ek_B T$ basiert auf der Annahme, dass es sich bei dem hier verwendeten Wert für den Sprungstrom I_{sw} um den Wert handelt, bei dem die Wahrscheinlichkeitsdichte ihr Maximum erreicht [Dan84]. Der Faktor k fasst dabei die kritische Stromdichte j_c , die Temperatur T , die Plasmafrequenz ω_p , sowie die Änderungsrate \dot{I} zu einer flächenunabhängigen Größe zusammen. Zur Bestimmung des kritischen Stroms wurde in der Vergangenheit für jeden Josephson-Kontakt nur eine einzige Strom-Spannungs-Kennlinie durch eine Momentaufnahme an einem Oszilloskop aufgezeichnet und der Sprungstrom I_{sw} aus dieser abgelesen. Die abgelesenen Werte aller Josephson-Kontakte einer Charge wurden dann gegen die auf Abweichungen vom Designwert korrigierte Fläche $A_{\text{corr}} = (W_{\text{design}} + \Delta W)^2$ der Kontakte aufgetragen. Die Abweichung ΔW wurde dabei aus der Flächenabhängigkeit des Normalwiderstands R_N gewonnen (siehe Abschnitt 5.3.4). Durch die Anpassung der Funktion in Gleichung 5.5 mit dem Fitparameter k an die aufgetragenen Daten konnte der kritische Strom I_c der gemessenen Josephson-Kontakte bestimmt werden. Diese Methode ist jedoch aus mehreren Gründen nicht zuverlässig. Zum einen handelt es sich bei den mit dem in Abbildung 5.4 gezeigten Messaufbau aufgenommenen Kennlinien um Momentaufnahmen, sodass der daraus abgelesene Wert I_{sw} nicht immer dem wahrscheinlichsten Sprungstrom entspricht, welcher zudem von temporären elektromagnetischen Störfeldern beeinflusst sein kann. Zum anderen können die flächenunabhängigen Größen in Gleichung 5.5 nur dann zu einem Faktor k zusammengefasst werden, sofern diese für alle Josephson-Kontakte einer Charge gleich

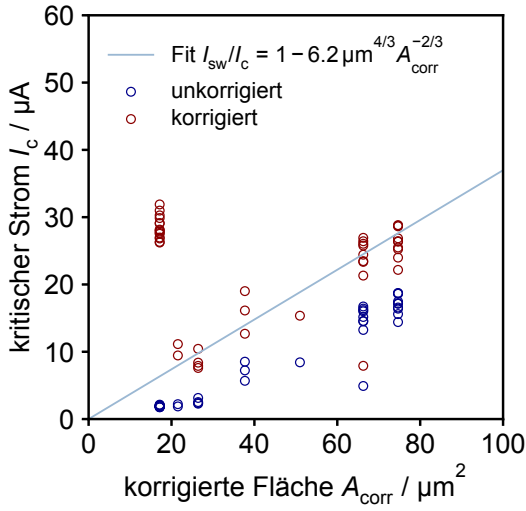


Abb. 5.6: Beispielhafter Ausschnitt der gemessenen Sprungströme für Josephson-Kontakte der Charge HD-WJJ-13w4 sowie der nach der bisherigen Methode auf thermische Unterdrückung korrigierten Werte in Abhängigkeit von der korrigierten Fläche A_{corr} .

sind. Die Rampe $\dot{I} = f_{\text{gen}} 2I_{\text{pp}}$ wird dabei von der Frequenz f_{gen} des dreieckförmigen Generatorsignals V_{gen} und der Amplitude des Stroms I_{pp} bestimmt. Die Amplitude I_{pp} wird jedoch in Abhängigkeit von der Größe eines Josephson-Kontakts bei konstanter Frequenz variiert. Die Stromrampe ist damit nicht wie in Gleichung 5.5 vorausgesetzt flächenunabhängig. Dass die Anpassung der Funktion an die Daten einer Charge daraufhin zu teilweise unphysikalischen Ergebnissen führen kann, demonstriert Abbildung 5.6. Durch die Korrektur der Daten mit dem angegebenen Fit übersteigt in diesem Beispiel der Wert des kritischen Stroms der kleinsten Josephson-Kontakte den der größeren Kontakte und widerspricht damit dem Zusammenhang $I_c = j_c A_{\text{corr}}$.

Aus diesem Grund wurde mit der vorliegenden Arbeit eine neue Methode zur Bestimmung der kritischen Ströme in der Arbeitsgruppe etabliert. Diese beruht auf dem einfachen Zusammenhang zwischen dem kritischen Strom und dem Gap-Strom $I_c = \kappa I_{\text{gap}}$ [Lik79]. Der Faktor κ gilt dabei für alle Josephson-Kontakte einer Charge unter der Annahme einer nahezu homogenen Verteilung der kritischen Stromdichte auf dem Substrat und wird bestimmt, indem für einige repräsentative Kontakte die Verteilung der Wahrscheinlichkeitsdichte $P(I_{\text{sw}})$ gemessen und an den in Abschnitt 2.1.2 theoretisch vorhergesagten Verlauf angepasst wird.

Für die Messung der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Sprungströme werden die Josephson-Kontakte mit dem in Abbildung 5.4 gezeigten Aufbau auf $T = 4,2\text{ K}$ abgekühlt und mit einem dreieckförmigen Generatorsignal der Amplitude $I_{\text{pp}} > 2I_c$ und der Frequenz $f_{\text{gen}} = 3\text{ Hz}$ betrieben. Anstelle des Oszilloskops zur Aufzeichnung der Strom-Spannungs-Kennlinien wird hier jedoch ein LabView¹⁹-basiertes Messprogramm dazu verwendet, die Zeit Δt zwischen $I = 0$ und dem Zeitpunkt, ab dem eine Spannung über dem Kontakt abfällt, zu messen. Aus der bekannten Rampe $\dot{I} = f_{\text{gen}} 2I_{\text{pp}}$ kann dann später der Wert des Stroms $I_{\text{sw}} = \dot{I} \Delta t$ zum Zeitpunkt des

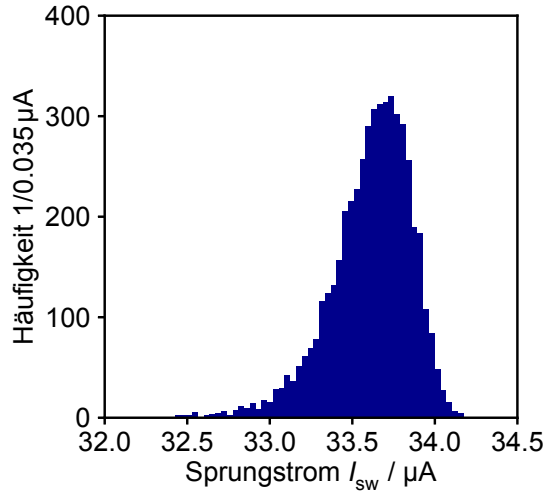


Abb. 5.7: Exemplarisches Histogramm einer bei $T = 4,2\text{K}$ mit 5000 Zählungen gemessenen Verteilung von Sprungströmen.

Sprungs berechnet werden. Diese Messung wird 5000 mal wiederholt und in einem wie in Abbildung 5.7 gezeigten Histogramm aufgetragen. Um aus einem solchen Histogramm den kritischen Strom I_c des Josephson-Kontakts zu extrahieren, muss aus dem Poisson-verteilten Verlauf die inverse Lebensdauer τ_{th}^{-1} des spannungsfreien Zustands berechnet werden, da diese nach den Gleichungen 2.19 und 2.20 mit dem kritischen Strom verbunden ist. Dazu wird Gleichung 2.18 nach

$$\tau_{\text{th}}^{-1}(I_{\text{sw}}) = P(I_{\text{sw}}) \left(\frac{dI}{dt} \right) \left[1 - \int_0^{I_{\text{sw}}} P(I) dI \right]^{-1} \quad (5.6)$$

umgestellt. Die Wahrscheinlichkeitsdichte $P(I_{\text{sw}})$ wird durch die Normierung der Histogrammeinträge in Abbildung 5.7 auf die Summe der Einträge und die Größe eines Bins bestimmt [Dev07]. Den Zusammenhang zwischen der inversen Lebensdauer τ_{th}^{-1} und dem kritischen Strom I_c

$$\left[-\ln \left(\frac{2\pi\tau_{\text{th}}^{-1}(I_{\text{sw}})}{\omega_0(I)} \right) \right]^{2/3} = \left[\frac{4\sqrt{2}E_J}{3k_B T} \right]^{2/3} \frac{1}{I_c} (I_c - I_{\text{sw}}) \quad (5.7)$$

erhält man, indem man in Gleichung 2.20 einen Ausdruck für die Höhe der Potentialbarriere E_0 einsetzt, wobei hier anstelle Gleichung 2.19 die Näherung

$$E_0 \approx E_J \frac{4\sqrt{2}}{3} (1 - \gamma)^{3/2} \quad (5.8)$$

unter der Bedingung $\gamma = I/I_c \rightarrow 1$ verwendet wurde [Cas96, Wal03]. Der Wert der linken Seite von Gleichung 5.7 kann nun aus den gemessenen Daten $\tau_{\text{th}}^{-1}(I_{\text{sw}})$ und

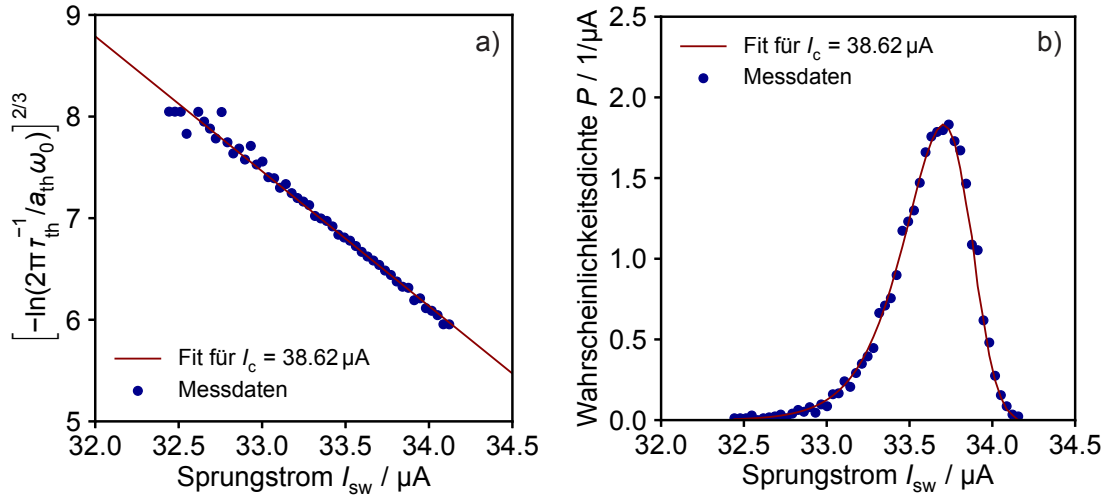


Abb. 5.8: a) Normierte inverse Lebensdauer $[-\ln(2\pi\tau_{\text{th}}^{-1}/a_{\text{th}}\omega_0)]^{2/3}$ als Funktion des Sprungstroms I_{sw} für die in Abbildung 5.7 gezeigten Messdaten. Der Fit zeigt die Anpassung der Gleichung 5.7 an die gemessenen Daten. b) Wahrscheinlichkeitsdichte $P(I_{\text{sw}})$ mit den aus dem Fit in a) extrahierten Parametern sowie die normierten zugrundeliegenden Messdaten aus Abbildung 5.7.

$\omega_0(I) = \omega_p (1 - \gamma^2)^{1/4}$ berechnet werden. Bei dem Ausdruck auf der rechten Seite von Gleichung 5.7 handelt es sich um eine lineare Funktion der Form $c_{\text{cons}} + c_{\text{lin}}I_{\text{sw}}$, sodass durch eine lineare Anpassung an die Daten $[-\ln(2\pi\tau_{\text{th}}^{-1}/\omega_0)]^{2/3}$ der Wert des kritischen Stroms aus dem Verhältnis $I_c = c_{\text{cons}}/c_{\text{lin}}$ bestimmt werden kann. Hierzu müssen mehrere Iterationen durchlaufen werden, da die in Gleichung 5.7 enthaltene Plasmafrequenz $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c/\Phi_0 C}$ unter anderem vom kritischen Strom I_c abhängt, den es anhand der Anpassung zu bestimmen gilt. Als Anfangswert für I_c dient daher der maximale gemessene Sprungstrom $I_{\text{sw,max}}$. Die Kapazität C wird anhand des in der Literatur [Mae95] gefunden Zusammenhangs zwischen der kritischen Stromdichte und der Kapazität abgeschätzt. Abbildung 5.8 a) zeigt das Ergebnis dieser linearen Anpassung nach 10 Iterationen an die aus Abbildung 5.7 bestimmte normierte inverse Lebensdauer $[-\ln(2\pi\tau_{\text{th}}^{-1}/\omega_0)]^{2/3}$. Aus dem Fit resultiert ein kritischer Strom von $I_c = 38,62 \mu\text{A}$, welcher aufgrund der Messtemperatur von $T = 4,2 \text{ K}$ oberhalb der gemessenen Verteilung der Sprungströme I_{sw} liegt. Für die in Abbildung 5.8 b) aufgetragene Wahrscheinlichkeitsdichte $P(I_{\text{sw}})$ wurde Gleichung 5.6 erneut nach $P(I_{\text{sw}})$ umgestellt und die aus dem Fit erhaltenen Parameter eingesetzt. Da die Verteilung der Sprungströme offensichtlich sehr gut durch das Modell des vorzeitigen Springens in den Spannungszustand aufgrund thermischer Fluktuationen beschrieben wird, kann darauf geschlossen werden, dass es sich hier bei der Unterdrückung des kritischen Stroms ausschließlich um einen thermischen Effekt handelt und nicht auf zusätzli-

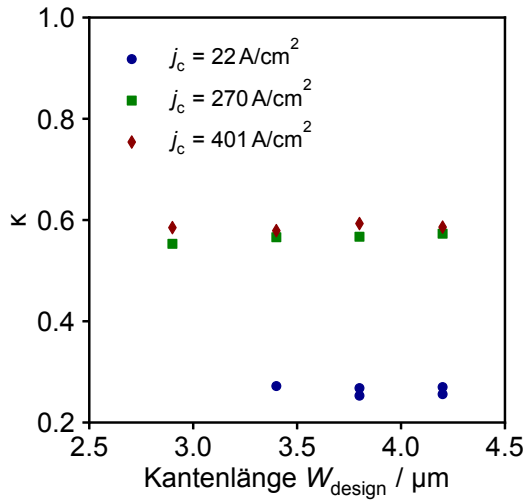


Abb. 5.9: Verhältnis $\kappa = I_c/I_{\text{gap}}$ in Abhängigkeit von der Kantenlänge der Josephson-Kontakte. Gezeigt sind die ermittelten Werte für Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte von drei Chargen mit unterschiedlicher kritischer Stromdichte j_c .

ches Stromrauschen oder auf unzureichend geschirmte elektromagnetische Störfelder [Kem12] zurückzuführen ist.

Der Faktor $\kappa = I_c/I_{\text{gap}}$ eines Josephson-Kontakts wird schließlich aus dem durch die in Abbildung 5.8 a) durchgeführte Anpassung gewonnen Wert für den kritischen Strom und dem aus der Strom-Spannungs-Kennlinie des Kontakts abgelesenen Gap-Strom berechnet. Für eine Charge von Josephson-Kontakten wird so κ für einige repräsentative Kontakte unterschiedlicher Größe bestimmt und daraus der Mittelwert gebildet [Pot07]. Dass es sich dabei um eine legitime Vorgehensweise handelt, veranschaulicht Abbildung 5.9, in welcher der Wert κ für Josephson-Kontakte verschiedener Chargen mit unterschiedlichen kritischen Stromdichten in Abhängigkeit von der Kantenlänge der quadratischen Kontakte dargestellt ist. Demnach ist κ von der Größe eines Tunnelkontakts unabhängig, jedoch umso größer je höher die kritische Stromdichte j_c der Charge ist.

5.3.4 Charakterisierung einer Charge von Josephson-Kontakten

Um die Kenngrößen von Josephson-Kontakten unterschiedlicher Chargen miteinander vergleichen zu können oder um die Eigenschaften einer ganzen Charge bezüglich Qualität oder Homogenität analysieren zu können, müssen diese als flächenunabhängige Größen angegeben werden. Zu den chargenspezifischen Größen zählen die kritische Stromdichte j_c , die Resistivität ρ_N , das $I_c R_N$ -Produkt, die mittlere Gap-Spannung $\langle V_{\text{gap}} \rangle$ sowie das mittlere Widerstandsverhältnis $\langle R_{\text{sg}}/R_N \rangle$. Zur Bestimmung dieser Größen wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit für jeden gemessenen Josephson-Kontakt einer Charge die Werte für den Normalwiderstand R_N , den Subgap-Widerstand R_{sg} , die Gap-Spannung V_{gap} sowie den Gap-Strom I_{gap} aus dessen Strom-Spannungs-Kennlinie entnommen. Abbildung 5.10 zeigt beispielhaft

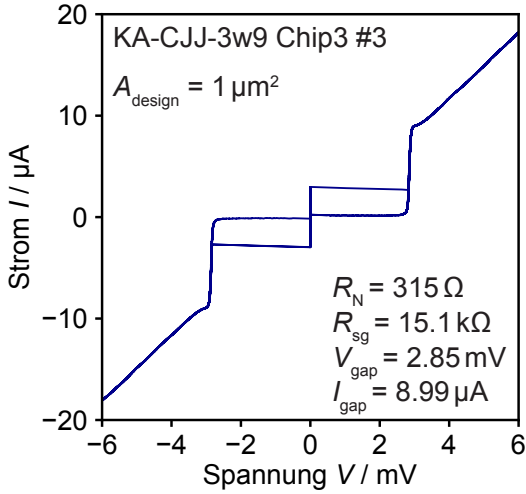


Abb. 5.10: Bei $T = 4,2\text{K}$ gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie eines cross-type Josephson-Kontakts der Charge KA-CJJ-3w9 mit einer im Design vorgesehenen Fläche von $A_{\text{design}} = 1\ \mu\text{m}^2$.

die gemessene Strom-Spannungs-Kurve eines in dieser Arbeit am IMS hergestellten cross-type Josephson-Kontakts der Charge KA-CJJ-3w9 mit einer im Design vorgesehenen quadratischen Fläche von $A_{\text{design}} = 1\ \mu\text{m}^2$. Die Gap-Spannung wurde an der Stelle, bei der die Ableitung der Quasiteilchenkennlinie ihr Maximum besitzt, bestimmt und beträgt für diesen Kontakt $V_{\text{gap}} = 2,85\ \text{mV}$, was nach Abschnitt 5.3.2 innerhalb des bei $4,2\ \text{K}$ erwarteten Werts für Nb-basierte SIS-Kontakte zwischen $2,83\ \text{mV}$ und $2,93\ \text{mV}$ liegt. Der Einfluss der normalleitenden Al-Schicht auf die Energielücke der Basiselektrode ist demnach vernachlässigbar gering. Zusätzlich weist der Kontakt ein äußerst geringes Maß an Leckströmen auf, was sich aus dem sehr hohen Wert des Widerstandsverhältnisses von $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} = 47,9$ schließen lässt.

Sowohl der Normalwiderstand R_{N} als auch der kritische Strom I_{c} und damit aufgrund des Zusammenhangs $I_{\text{gap}} = I_{\text{c}}/\kappa$ auch der Gap-Strom I_{gap} sind über die Beziehungen $R_{\text{N}} = \rho_{\text{N}}/A$ und $I_{\text{gap}} = j_{\text{gap}}A$ mit der Fläche eines Josephson-Kontakts verbunden. Die Gap-Stromdichte j_{gap} ist dabei ebenfalls über den Faktor κ mit der kritischen Stromdichte $j_{\text{c}} = \kappa j_{\text{gap}}$ verknüpft. Die Fläche eines Josephson-Kontakts weicht in der Regel fabrikationsbedingt von der im Design vorgesehenen Fläche ab. Grund dafür können Toleranzen bei der Herstellung der Photolackmasken oder ein seitlicher Abtrag während des nasschemischen Ätzens der Al-Schicht oder des ansonsten anisotropen ICP-RIE-Trockenätzens der Nb-Schichten sein. Wird für eine Charge von quadratischen Josephson-Kontakten der aus der Strom-Spannungs-Kennlinie extrahierte Normalwiderstand aller gemessenen Kontakte gegen das Inverse der Fläche $A_{\text{corr}} = (W_{\text{design}} + \Delta W)^2$ aufgetragen, kann durch die Anpassung der Ursprungsgeraden

$$R_{\text{N}} = \rho_{\text{N}} \frac{1}{(W_{\text{design}} + \Delta W)^2} \quad (5.9)$$

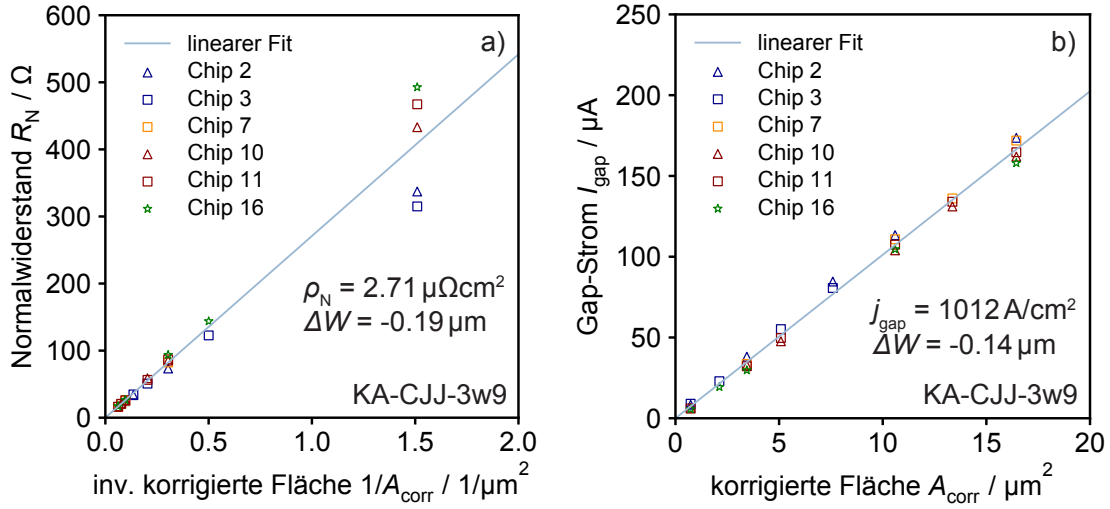


Abb. 5.11: Lineare Anpassungen an die gemessenen Daten der Charge KA-CJJ-3w9 zur Bestimmung der Abweichung ΔW der Kantenlänge der Josephson-Kontakte vom Entwurfswert a) anhand des Normalwiderstands R_N als Funktion des Inversen der korrigierten Fläche $A_{\text{corr}} = (W_{\text{design}} + \Delta W)^2$ und b) anhand des Gap-Stroms I_{gap} als Funktion der korrigierten Fläche. Die Resistivität ρ_N und die Gap-Stromdichte j_{gap} entsprechen dabei der Steigung des jeweiligen linearen Fits.

mit den Fitparametern ΔW und ρ_N , die mittlere Abweichung ΔW der Kantenlängen vom Designwert bestimmt werden. Nach der in Abbildung 5.11 a) durchgeführten Anpassung ist die Kantenlänge der cross-type Josephson-Kontakte der Charge KA-CJJ-3w9 im Mittel 190 nm kleiner als vorgesehen. Ferner zeigt der Graph, dass die gemessenen Normalwiderstände eindeutig linear mit der inversen korrigierten Fläche skalieren. Die Steigung dieses linearen Zusammenhangs entspricht der Resistivität ρ_N . Abweichungen vom Fit treten nur für die kleinsten Kontakte mit einer Fläche von $A_{\text{design}} = 1 \mu\text{m}^2$ auf, auf die eine teilweise von der Position des Tunnelkontakts auf dem Substrat abhängige Abweichung der Kantenlänge die größte Wirkung hat. Die Differenz ΔW zwischen den tatsächlichen Kantenlängen der Josephson-Kontakte und deren Designwerten kann ebenso aus der Anpassung der Funktion

$$I_{\text{gap}} = j_{\text{gap}}(W_{\text{design}} + \Delta W)^2 \quad (5.10)$$

an die gegen die Fläche A_{corr} aufgetragenen Gap-Ströme bestimmt werden. Wie anhand Abbildung 5.11 b) zu erkennen ist, stimmt der für die Charge KA-CJJ-3w9 auf diese Weise graphisch ermittelte Wert von $\Delta W = -0,14 \mu\text{m}$ unter Berücksichtigung der für die beiden linearen Anpassungen gemachten Annahme einer chargesweit einheitlichen Abweichung ΔW sehr gut mit dem aus dem Fit $R_N = \rho_N/A_{\text{corr}}$ in Ab-

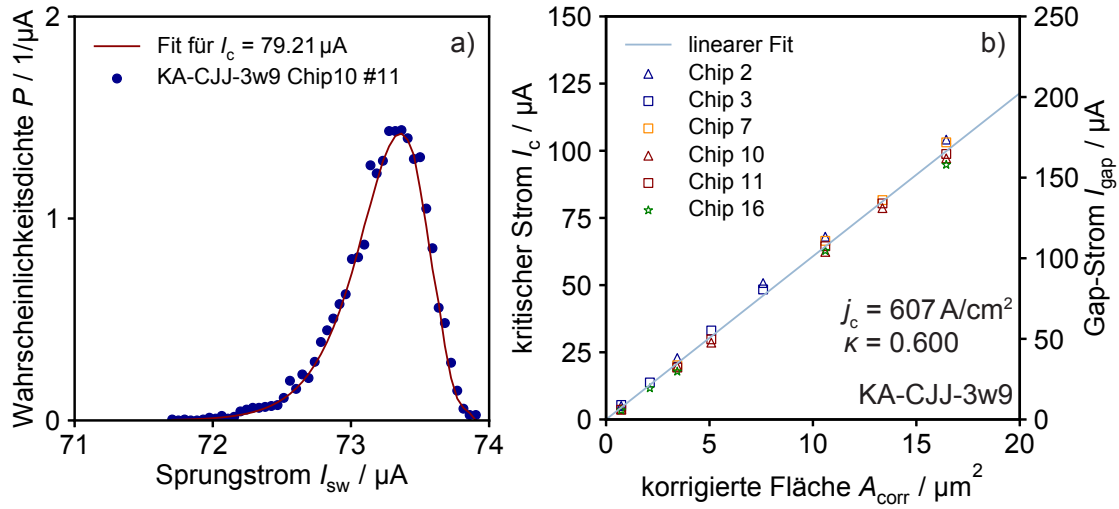


Abb. 5.12: a) Gemessene Wahrscheinlichkeitsdichte $P(I_{sw})$ des Kontakts #11 auf Chip10 der Charge KA-CJJ-3w9 zur Bestimmung des kritischen Stroms I_c für diesen Kontakt. Das Verhältnis $\kappa = I_c/I_{gap}$ beträgt in diesem Fall 0,604. b) Aus den in Abbildung 5.11 b) aufgetragenen Gap-Strömen multipliziert mit dem für diese Charge ermittelten Mittelwert $\bar{\kappa} = 0,600$ ergibt sich der kritische Strom I_c als Funktion der korrigierten Fläche A_{corr} .

bildung 5.11 a) gewonnen Wert überein. Die Abhängigkeit des kritischen Stroms von der realen Fläche eines Tunnelkontakts der Charge KA-CJJ-3w9 folgt direkt aus der Multiplikation der in Abbildung 5.11 b) aufgetragenen Gap-Ströme mit dem für diese Charge bestimmten Wert $\bar{\kappa}$. Letzterer beträgt 0,600 und stellt den Mittelwert der für mehrere unterschiedlich große Josephson-Kontakte dieser Charge ermittelten Werte κ dar. Für jeden dieser Kontakte wurde dazu, wie in Abbildung 5.12 a) für einen $3,8\mu\text{m} \times 3,8\mu\text{m}$ großen cross-type Kontakt beispielhaft gezeigt, eine Anpassung nach dem in Abschnitt 5.3.3 vorgestellten Verfahren an die Verteilung der Sprungströme $P(I_{sw})$ vorgenommen. Nach dem linearen Fit $I_c = \kappa j_{gap} A_{corr} = j_c A_{corr}$ in Abbildung 5.11 b) beläuft sich die kritische Stromdichte der Charge KA-CJJ-3w9 auf $j_c = 607\text{ A/cm}^2$. Auch hier skaliert die aufgetragene Größe eindeutig linear mit der Fläche der Tunnelkontakte, was nach dem Vergleich zu den in Abbildung 5.6 vorgestellten Ergebnissen für die Zuverlässigkeit der neuen Methode zu Bestimmung der kritischen Ströme spricht. Mit den so gewonnenen Werten kann schließlich das zur Beurteilung der Qualität der Charge wichtige $I_c R_N$ -Produkt berechnet werden.

Hierfür ist in Abbildung 5.13 der Normalwiderstand R_N als Funktion des kritischen Stroms I_c doppellogarithmisch dargestellt. Nach der Anpassung der Funktion $R_N = c/I_c$, wobei c hier dem Fitparameter entspricht, beträgt das $I_c R_N$ -Produkt der Josephson-Kontakte der Charge KA-CJJ-3w9 im Mittel 1,68 mV. Im Vergleich nimmt das dazu gleichwertige $j_c \rho_N$ -Produkt, mit den aus den Abbildungen 5.11 a)

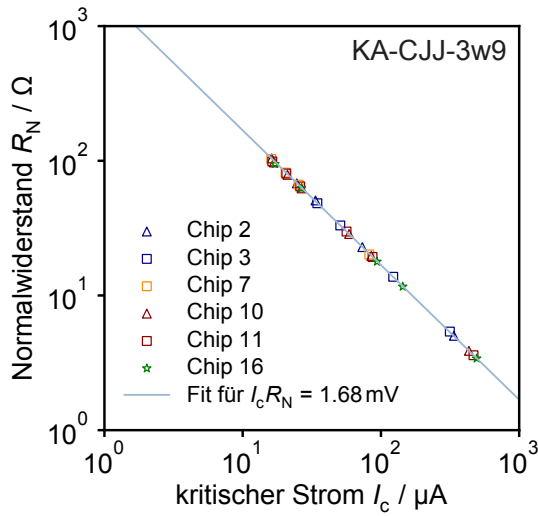


Abb. 5.13: Gemessener Normalwiderstand R_N als Funktion des kritischen Stroms I_c . Aus dem Fit der Form $R_N = c/I_c$ resultiert der Wert für das $I_c R_N$ -Produkt von 1,68 mV für diese Charge.

und 5.12 b) entnommenen Werten für die Resistivität und die kritische Stromdichte, den Wert 1,64 mV an. Obwohl beide Werte sehr gut miteinander vereinbar sind, weichen sie deutlich von dem nach der Ambegaokar-Baratoff-Theorie bei einer Gap-Spannung von 2,85 mV erwarteten Wert von 2,24 mV ab. Dieser basiert jedoch, wie in Abschnitt 5.3.2 bereits erwähnt, auf der für Labor-Experimente unrealistischen Annahme des idealen Tunnelns der Cooper-Paare. Außerdem ist in der Ambegaokar-Baratoff-Theorie der Proximity-Effekt nicht berücksichtigt.

In Abbildung 5.14 sind die aus den Strom-Spannungs-Kennlinien extrahierte Gap-Spannung V_{gap} sowie das charakteristische Widerstandsverhältnis R_{sg}/R_N jeweils als Histogramm dargestellt. An beide Histogramme wurde eine Gaußkurve angepasst, aus welcher der Mittelwert für die so aufgetragene Verteilung resultiert. Die Gap-Spannung der Charge KA-CJJ-3w9 liegt demnach im Mittel bei $\langle V_{\text{gap}} \rangle = 2,84$ mV und streut um nur 0,01 mV. Das mittlere Widerstandsverhältnis von $\langle R_{\text{sg}}/R_N \rangle = 45,8$ deutet abermals auf den geringen Grad an Leckströmen in den Tunnelbarrieren und die damit verbundene hohe Qualität der Josephson-Kontakte dieser Charge hin. Als Maß der Streuung des charakteristischen Widerstandsverhältnisses dient der Quotient aus dem maximalen und dem minimalen Wert des Widerstandsverhältnisses $(R_{\text{sg}}/R_N)_{\text{max}} / (R_{\text{sg}}/R_N)_{\text{min}}$, da für manche Chargen die Ausbeute an funktionsfähigen Josephson-Kontakten zu gering oder die Streuung der Messwerte zu groß ist, um einen Gauß-Fit durchführen zu können. Das Widerstandsverhältnis der Charge KA-CJJ-3w9 weist bis auf einen einzelnen Kontakt, dessen Wert bei < 20 liegt, eine nur sehr geringe Streuung auf.

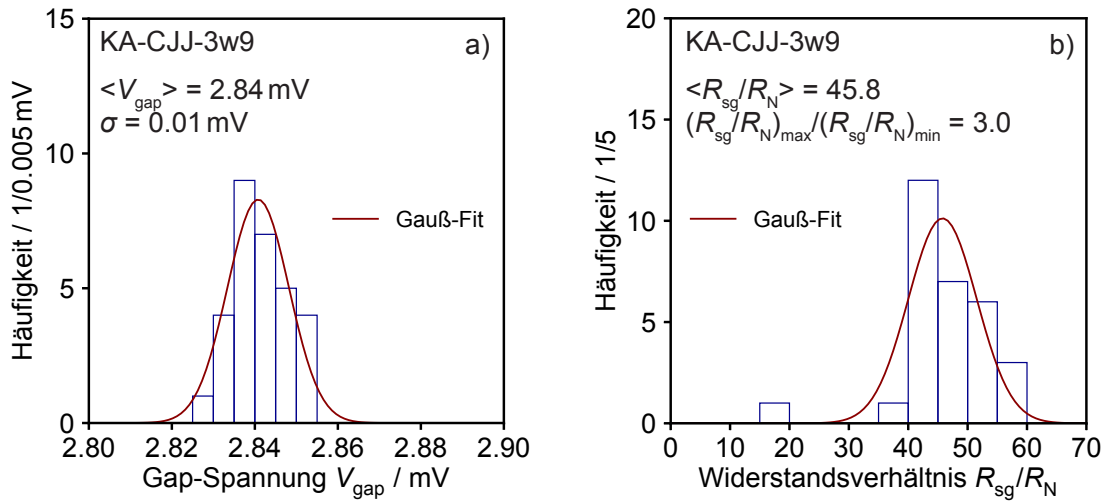


Abb. 5.14: a) Histogramm der gemessenen Gap-Spannung aller getesteten Josephson-Kontakte der Charge KA-CJJ-3w9. Die Werte für den Erwartungswert $\langle V_{\text{gap}} \rangle$ sowie die Standardabweichung σ sind der an die Daten angepassten Gaußkurve entnommen. b) Histogramm des berechneten Widerstandsverhältnisses $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}}$. $\langle R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} \rangle$ stellt den Erwartungswert des Gauß-Fits an die Daten dar, wohingegen das Maß der Streuung von dem Verhältnis zwischen dem größten und dem kleinsten gemessenen Widerstandsverhältnis quantifiziert wird.

5.4 Einfluss von Prozessparametern auf die Eigenschaften von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten

Die Eigenschaften eines Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakts werden von einer Vielzahl von Parametern während der Herstellung beeinflusst. Allein die Qualität der zugrundeliegenden Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur wird von vielen einzelnen Faktoren wie mechanischen Verspannungen in den Metallschichten, Oberflächenrauigkeiten oder Schichtdicken bestimmt, von denen jeder einzelne wiederum von einer Reihe Parameter wie den Prozessgasdrücken oder der Kathodenspannung während der Sputterdeposition abhängt. Auch die Parameter darauffolgender Prozessschritte wie beispielsweise die zur Strukturierung der Josephson-Kontakte verwendeten Ätzverfahren sowie Material und Dicke der zur galvanischen Trennung notwendigen Isolationsschichten können einen merklichen Einfluss haben. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden daher die Auswirkungen der Variation eines Teils dieser Prozessparameter auf die Eigenschaften und die Qualität der so hergestellten Josephson-Kontakte untersucht. Dazu wurden mehr als 30 Chargen von Josephson-Kontakten hergestellt und charakterisiert, von denen im folgenden Abschnitt zwei im Hinblick auf die Passivierung der Seitenwände von cross-type Josephson-Kontakten und in

den Abschnitten 5.4.2 und 5.4.3 fünf exemplarisch im Hinblick auf ihre Qualität und Homogenität diskutiert werden sollen. Eine Zusammenfassung der zur Untersuchung variierten Prozessparameter sowie der analog zu Abschnitt 5.3.4 bei $T = 4,2\text{ K}$ ermittelten charakteristischen Kenngrößen dieser Chargen ist in Tabelle 5.2 zu finden.

5.4.1 Seitenwand-Passivierung bei cross-type Josephson-Kontakten

Mit einem wie in Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Prozess zur Fabrikation von cross-type Josephson-Kontakten können Tunnelkontakte von geringer Größe und Kapazität auf einfache Weise hergestellt werden. Ein Schlüsselfaktor für die zuverlässige und reproduzierbare Herstellung von cross-type Kontakten hoher Qualität stellt eine ausreichende galvanische Trennung zwischen der Basiselektrode und der Kontaktierung zur Deckelektrode dar. In einigen Fabrikationsprozessen werden daher die Seitenwände des von der Dreischichtstruktur gebildeten Streifens in einem zusätzlichen Anodisationsschritt passiviert [Dol99, And09]. In anderen Prozessen wird der Nb/Al-AlO_x/Nb-Streifen in Stufen strukturiert, um die Al-AlO_x-Schicht als Schutz vor Kurzschlüssen zwischen der Kontaktierung und der Basiselektrode zu nutzen [Dan91, Guo19]. Beide Vorgehensweisen sind mit einem zusätzlichen Fabrikationsschritt verbunden. Des Weiteren sollen auf Anodisationstechniken verzichtet werden, um den Fabrikationsprozess auch zur Herstellung von rf-SQUIDs einsetzen zu können. Die Isolierung der Basiselektrode wird daher bei dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Herstellungsprozess durch zwei wichtige Schritte gewährleistet.

Der erste basiert auf einer hinreichenden Schichtdicke der zur Planarisierung abgeschiedenen SiO₂-Lage. Wie in Abschnitt 5.2.2 bereits erwähnt wurde, bildet sich aufgrund der auf der Dreischichtstruktur aufgetragenen Photolackmaske während der Sputterdeposition der Isolationslage ein Graben rund um die als Streifen strukturierte Dreischichtstruktur aus. Die Tiefe dieses Grabens hängt von der Dicke des Photolacks, der gesputterten Schichtdicke sowie dem aus der Geometrie zwischen Sputterquelle und Substrat resultierenden Depositionswinkel des Siliziumdioxids ab. Abbildung 5.15 a) zeigt die dreidimensionale Darstellung einer Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines in der Arbeitsgruppe fertig prozessierten $2,8\text{ }\mu\text{m} \times 2,8\text{ }\mu\text{m}$ großen cross-type Kontakts, welcher auf einer Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur mit einer Gesamtdicke von 224 nm basiert und mit einer 250 nm dicken SiO₂-Schicht planarisiert wurde. Für eine Strecke von $6\text{ }\mu\text{m}$ wurde das Höhenprofil des senkrecht zum Nb/Al-AlO_x/Nb-Streifen liegenden Kontaktierungsstreifens aus Niob über dem Josephson-Kontakt gemessen. Dieses ist in Abbildung 5.15 b) dargestellt. Wie zu erkennen, überträgt sich der von der Isolationsschicht gebildete Graben auf die darüberliegende Nb-Schicht. In dem gezeigten Fall fällt die Dicke der SiO₂-Schicht an den Seitenwänden des Nb/Al-AlO_x/Nb-Streifens im Vergleich zur freiliegenden Fläche um etwa 70 – 80 nm ab. Das entspricht einem Abfall von etwa 30%. Bei der

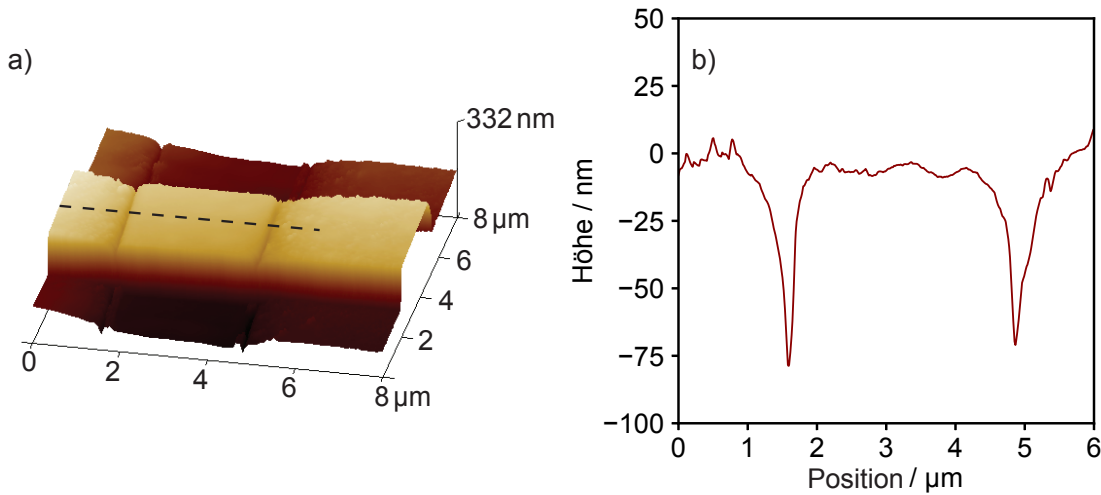
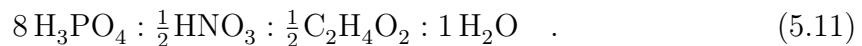


Abb. 5.15: a) Mittels Rasterkraftmikroskopie aufgezeichnete dreidimensionale Darstellung eines in dieser Arbeitsgruppe hergestellten cross-type Josephson-Kontakts. b) Höhenprofil entlang der in a) anhand der gestrichelten Linie markierten Strecke. Den Nullpunkt bildet die durchschnittliche Schichtdicke der Isolationslage.

Planarisierung von dicht beieinander liegenden Strukturen konnte sogar ein Abfall der Schichtdicke um mehr als 50% beobachtet werden [Kra20]. Um nun eine vollständige Bedeckung der Basiselektrode zu gewährleisten, wird eine Schichtdicke der zur Planarisierung abgeschiedenen SiO₂-Lage, die dem Doppelten der Schichtdicke der unteren Nb-Lage der Dreischichtstruktur entspricht, gewählt.

Bei dem zweiten Schritt handelt es sich um das nasschemische Ätzen der Al-AlO_x-Schicht in einer säurebasierten Lösung. Die für diese Zwecke verwendete Ätzlösung besteht aus Phosphorsäure, Salpetersäure, Essigsäure und Wasser:



Während der Ätzung wird Aluminium an der Oberfläche von der Salpetersäure in Aluminiumoxid umgewandelt. Das natürliche sowie das andauernd neu gebildete Aluminiumoxid werden wiederum von der Phosphorsäure abgetragen. Essigsäure und Wasser dienen als Puffer, um den PH-Wert sowie die Ätzrate zu regulieren. Dieses nasschemische Ätzverfahren bietet gegenüber einem plasmaunterstützten Ionenätzprozess zwei Vorteile. Zum einen treten bei diesem Verfahren keine Ablagerungen von gelösten Al-Atomen²⁰ auf, welche an den Seitenwänden der Dreischichtstruktur haften und Kurzschlüsse über der Tunnelbarriere formen können. Zum anderen hat die in der Ätzlösung enthaltene Salpetersäure eine passivierende Wirkung auf die

²⁰ engl.: redeposits

Seitenwände der Nb-Schichten. Da Niob ebenso wie Aluminium in Salpetersäure oxidiert, sich Nioboxid allerdings in der verwendeten Ätze (ohne Flusssäure) nicht löst, bildet sich während des Ätzens der Al-AlO_x-Schicht an den freiliegenden Seitenwänden des bis dahin strukturierten Nb/Al-AlO_x-Streifens sowie an der Oberfläche der noch unstrukturierten Basiselektrode eine Oxidschicht von einigen nm Dicke.

Um zu zeigen, dass diese Oxidschicht eine vergleichbare passivierende Wirkung wie eine zusätzliche nach der Strukturierung der Dreischichtstruktur durchgeführte Anodisation hat, wurden zwei Chargen von cross-type Josephson-Kontakten basierend auf der gleichen Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur in der UTS500 hergestellt. Bei der einen Charge wurde die Al-AlO_x-Schicht nasschemisch in der zuvor beschriebenen Lösung geätzt und bei der anderen Charge wurde dafür der in Tabelle 5.1 gelistete plasmaunterstützte Trockenätzprozess verwendet. Bei jeweils einem Teil der Josephson-Kontakte beider Chargen wurden die Seitenwände des Nb/Al-AlO_x/Nb-Streifens zusätzlich anodisiert. Bei einem hohen Maß an Leckströmen beispielsweise aufgrund von Kurzschlüssen an den Seitenwänden ist die Strom-Spannungs-Kennlinie eines Josephson-Kontakts nicht länger hysteretisch sondern vergleichbar zur Kennlinie eines extern geshunteten Tunnelkontakts oder sogar komplett ohmsch. Bei der Charakterisierung der beiden unterschiedlichen Chargen wurde daher neben den üblichen chargenspezifischen Größen (siehe Tabelle 5.2) zusätzlich die relative Ausbeute X an Josephson-Kontakten, die eine hysteretische Kennlinie aufweisen, dokumentiert. Dabei konnte beobachtet werden, dass die hohe Ausbeute von $X = 86\%$ an nicht anodisierten cross-type Kontakten der Charge KA-CJJ-2w3, deren Al-AlO_x-Schicht nasschemisch geätzt wurde, im Rahmen der statistischen Genauigkeit bei einer Stichprobe von nicht mehr als 42 Josephson-Kontakten mit der Ausbeute von $X_{\text{anod}} = 90\%$ der Kontakte dieser Charge mit anodisierten Seitenwänden übereinstimmt. Die Ausbeute X an cross-type Kontakten der Charge KA-CJJ-2w4, bei denen die Al-AlO_x-Schicht trocken geätzt und die Seitenwände auch nicht anodisiert wurden, liegt dagegen bei gerade einmal 48%. Dies ist höchstwahrscheinlich auf einige nicht passivierte Ablagerungen von gelösten Al-Atomen entlang der Tunnelbarriere zurückzuführen. Durch die Anodisation werden die Ablagerungen nach dem Strukturieren des Nb/Al-AlO_x-Streifens oxidiert und Kurzschlüsse an den Rändern der Tunnelbarriere beseitigt. Das zeigt die Ausbeute von $X_{\text{anod}} = 74\%$ der anodisierten Kontakte dieser Charge.

Dass die verzeichneten Leckströme, die zu einer Verminderung der Ausbeute an hysteretischen Josephson-Kontakten geführt haben, tatsächlich von Kurzschlüssen am Rand der Tunnelbarriere und nicht von Defekten im Inneren stammen, demonstriert Abbildung 5.16. Darin ist für die beiden untersuchten Chargen KA-CJJ-2w4 (Abbildung 5.16 a)) und KA-CJJ-2w3 (Abbildung 5.16 b)) das gemessene Widerstandsverhältnis $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}}$, welches bekanntermaßen als flächenunabhängige Größe

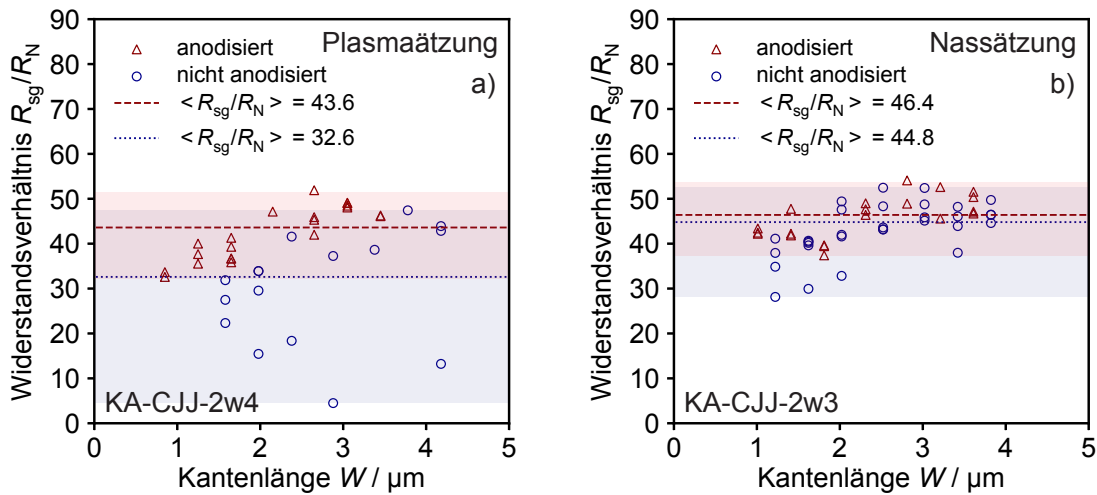


Abb. 5.16: Gemessenes Widerstandsverhältnis R_{sg}/R_N als Funktion der korrigierten Kantenlänge W für anodisierte und nicht anodisierte Josephson-Kontakte a) der Charge KA-CJJ-2w4, bei deren Herstellung die Al-AlO_x-Lage der Dreischichtstruktur mittels Plasmaätzung strukturiert wurde und b) der Charge KA-CJJ-2w3, bei welcher die Al-AlO_x-Schicht mit Hilfe einer nasschemischen Ätzlösung geätzt wurde. Farblich hinterlegt ist jeweils der Bereich zwischen dem maximalen und dem minimalen Widerstandsverhältnis der anodisierten und der nicht anodisierten Josephson-Kontakte.

zur Quantifizierung von Leckströmen genutzt werden kann (vergleiche Abschnitt 5.3.2), gegen die auf Abweichungen vom Designwert korrigierte Kantenlänge W aufgetragen. Die farblich hinterlegten Flächen markieren jeweils den von der Größe $(R_{sg}/R_N)_{\max} / (R_{sg}/R_N)_{\min}$ quantifizierten Bereich zwischen dem maximalen und dem minimalen Widerstandsverhältnis der anodisierten (rot) und nicht anodisierten (blau) Josephson-Kontakte dieser Chargen (vergleiche Tabelle 5.2). Die mit zunehmender Kantenlänge steigende Streuung des Widerstandsverhältnisses der nicht anodisierten Kontakte der Charge KA-CJJ-2w4, deren Al-AlO_x-Schicht trocken geätzt wurde, ist mit dem Bild, dass für cross-type Kontakte die Wahrscheinlichkeit eines Kurzschlusses am Rand mit größer werdender Kantenlänge steigt, vereinbar. Da dieses hohe Maß an Streuung bei den anodisierten Kontakten gleicher Größe jedoch nicht beobachtet werden kann, können Leckströme im Inneren der Tunnelbarriere ausgeschlossen werden. Daneben zeigt der Vergleich der Streuung sowie des mittleren Widerstandsverhältnisses von 46,4 der anodisierten, nasschemisch geätzten Kontakte der Charge KA-CJJ-2w3 mit dem Wert $\langle R_{sg}/R_N \rangle = 44,8$ der nicht anodisierten Kontakte der gleichen Charge, dass die Verwendung einer säurebasierten Lösung zur Strukturierung der Al-AlO_x eine zusätzliche Anodisation der Seitenwände von cross-type Kontakten ersetzen kann und gleichzeitig zu Josephson-Kontakten mit vergleichbar hoher Qualität führt.

Tab. 5.2: Zusammenfassung der relevanten Prozessparameter sowie der charakteristischen Kenngrößen der im Rahmen der Abschnitte 5.4.1 bis 5.4.3 exemplarisch diskutierten Chargen von Josephson-Kontakten. Die Bezeichnung “anod.” markiert den Teil an cross-type Kontakten der Chargen KA-CJJ-2w3 und -2w4 mit zusätzlich anodisierten Seitenwänden. Für die Charge HD-WJJ-13w4 konnte das $I_c R_N$ -Produkt aufgrund der in Abbildung 5.6 gezeigten Problematik bei der Bestimmung der kritischen Ströme graphisch nicht bestimmt werden.

| Charge | Dreischichtstruktur | | | | | | | | | | $\left\langle \frac{R_{\text{sg}}}{R_N} \right\rangle$ | $\frac{\left(\frac{R_{\text{sg}}}{R_N} \right)_{\text{max}}}{\left(\frac{R_{\text{sg}}}{R_N} \right)_{\text{min}}}$ |
|--------------------|---------------------|-------------------------|----------------------|-------------------------|----------------------------------|-------------------------------------|----------------------------|-------------------------------|----------------|---------------------------------------|--|---|
| | Anlage | d_{BotNb} [nm] | d_{Al} [nm] | d_{TopNb} [nm] | $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}}$ [Pa] | $p_{\text{ox}t_{\text{ox}}}$ [Pa·s] | j_c [A/cm ²] | ρ_N [μΩcm ²] | $I_c R_N$ [mV] | $\langle V_{\text{gap}} \rangle$ [mV] | | |
| KA-CJJ-2w3 | UTS500 | 100 | 7 | 100 | 0,96 | $9,56 \cdot 10^7$ | 22 | 41,86 | 0,76 | 2,81 | 44,8 | 1,9 |
| KA-CJJ-2w3 (anod.) | UTS500 | 100 | 7 | 100 | 0,96 | $9,56 \cdot 10^7$ | 22 | 43,18 | 0,77 | 2,82 | 46,4 | 1,5 |
| KA-CJJ-2w4 | UTS500 | 100 | 7 | 100 | 0,96 | $9,56 \cdot 10^7$ | 17 | 24,55 | 0,73 | 2,80 | 32,6 | 10,1 |
| KA-CJJ-2w4 (anod.) | UTS500 | 100 | 7 | 100 | 0,96 | $9,56 \cdot 10^7$ | 20 | 45,34 | 0,74 | 2,80 | 43,6 | 1,7 |
| HD-WJJ-13w4 | DCA | 250 | 20 | 125 | 0,27 | $3,02 \cdot 10^8$ | 37 | 44,60 | - | 2,71 | 34,9 | 6,8 |
| HD-CJJ-4w8 | DCA | 175 | 20 | 60 | 0,27 | $3,12 \cdot 10^6$ | 518 | 2,60 | 1,38 | 2,66 | 23,1 | 5,9 |
| HD-CJJ-4w9 | DCA | 175 | 20 | 60 | 0,93 | $3,12 \cdot 10^6$ | 266 | 4,35 | 1,36 | 2,69 | 37,1 | 3,8 |
| KA-WJJ-1w2 | UTS500 | 100 | 7 | 100 | 0,96 | $1,29 \cdot 10^7$ | 112 | 12,45 | 1,56 | 2,80 | 38,5 | 1,3 |
| KA-CJJ-3w7 | UTS500 | 100 | 7 | 100 | 0,96 | $1,64 \cdot 10^6$ | 419 | 3,84 | 1,65 | 2,84 | 46,0 | 1,3 |

5.4.2 Subgap-Leckströme

Die in dieser Arbeitsgruppe auf Basis von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten hergestellten SQUIDs werden zur Auslese großer Detektorarrays bestehend aus mehreren zehn bis hundert Kanälen genutzt. Eine einheitliche Energieauflösung aller Detektorkanäle solcher Arrays kann nur gewährleistet werden, sofern die zur Auslese dieser Kanäle eingesetzten SQUIDs nahezu identische Eigenschaften aufweisen. Da die Eigenschaften eines SQUIDs maßgeblich von den zugrundeliegenden Josephson-Kontakten bestimmt werden, ist neben einer hohen Qualität ein hohes Maß an Homogenität der charakteristischen Größen der Josephson-Kontakte einer Charge notwendig, um von einer Vielzahl hergestellter SQUIDs nicht nur einen kleinen, ausgewählten Teil verwenden zu können. Zur Quantifizierung der Homogenität einer Charge kann unter anderem die Streuung des charakteristischen Widerstandsverhältnisses anhand des Verhältnisses $(R_{\text{sg}}/R_{\text{N}})_{\text{max}} / (R_{\text{sg}}/R_{\text{N}})_{\text{min}}$ betrachtet werden.

Die Charge HD-WJJ-13w4 ist eine am KIP hergestellte Charge von window-type Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten mit einer Fläche zwischen $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$ und $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ sowie einer kritischen Stromdichte von $j_c = 37\ \text{A}/\text{cm}^2$. Dieser Wert wurde gewählt, um bei den in der Arbeitsgruppe für dc-SQUIDs typischerweise verwendeten window-type Kontakten mit einer Größe von $4,5\ \mu\text{m} \times 4,5\ \mu\text{m}$ einen kritischen Strom von etwa $I_c = 6\ \mu\text{A}$ zu erhalten. Neben den 12 Chips zur Charakterisierung der Josephson-Kontakte besteht die auf einem 3'' großen Substrat produzierte Charge aus einer großen Menge an Chips mit dc-SQUIDs. Die auf HD-WJJ-13w4 enthaltenen Josephson-Kontakte sind im Durchschnitt von hoher Qualität, was sich beispielsweise aus dem Wert des mittleren Widerstandsverhältnisses $\langle R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} \rangle = 34,9$ schließen lässt. Die Gap-Spannung $\langle V_{\text{gap}} \rangle = 2,71\ \text{mV}$ ist gegenüber dem experimentell erwarteten Wert von $2,83\ \text{mV}$ und der für vorherige Chargen erhaltenen Gap-Spannung [Fer12, Zim18] reduziert, was auf die vergleichsweise dicke Al-Schicht von $20\ \text{nm}$ und den damit verbundenen Proximity-Effekt zurückzuführen ist. Nach den Werten aus Tabelle 5.2 schwankt das Widerstandsverhältnis $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}}$ der Charge HD-WJJ-13w4 etwa 20% um den Mittelwert, was im Vergleich zu anderen Chargen einer durchschnittlichen Streuung entspricht [Kem13]. Trägt man allerdings wie in Abbildung 5.17 a) das gemessene Widerstandsverhältnis gegen die Kantenlänge W der quadratischen Kontakte auf, zeigt sich, dass diese Streuung größenabhängig ist. Für window-type Kontakte mit einer Kantenlänge von $W_{\text{design}} = 20\ \mu\text{m}$ schwankt das charakteristische Widerstandsverhältnis zwischen 13,8 und 41,3. Ein Zusammenhang zwischen $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}}$ und der Kantenlänge eines Josephson-Kontakts wurde bereits früher beobachtet [Kur88]. Hierbei nahm das Widerstandsverhältnis allerdings nicht mit größer sondern mit kleiner werdender Kantenlänge ab, was mit dem Relaxieren mechanisch verspannter Metallschichten während des Ätzens zur Strukturierung der Elektroden in Verbindung gebracht wurde. In dem vorliegenden Fall

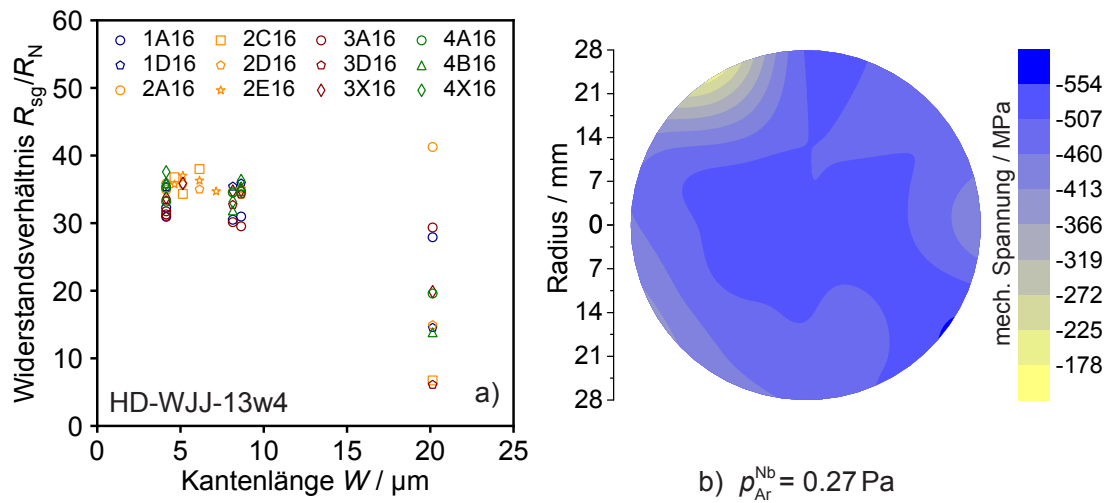


Abb. 5.17: a) Widerstandsverhältnis R_{sg}/R_N von Josephson-Kontakten der Charge HD-WJJ-13w4 als Funktion der Kantenlänge W . b) Verteilung der mechanischen Verspannung auf einem 3'' großen Substrat einer 200 nm dicken Nb-Schicht, welche bei einem Prozessgasdruck von $p_{Ar}^{Nb} = 0,27 \text{ Pa}$ in der UHV-Anlage DCA gesputtert wurde. Die mittlere Verspannung über dem Substrat beträgt $(-503 \pm 46) \text{ MPa}$.

hingegen handelt es sich vermutlich um die unzureichende Abdeckung von Oberflächenunebenheiten der Nb-Basiselektrode durch die darüber abgeschiedene Al-Schicht bei der Herstellung der Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur. Während der Sputterdeposition der Al-Schicht diffundieren die abgeschiedenen Al-Atome in die Mulden der potentiell rauen Nb-Schicht und gleichen so Unebenheiten in der Oberfläche aus [Bhu91, Ima91]. Bei zu hohen Spitzen beziehungsweise zu tiefen Einsenkungen an der Nb-Oberfläche oder einer zu dünnen Al-Schicht bleiben jedoch Stellen an der Nb-Oberfläche unbedeckt. Dort finden sich dann bei fertig prozessierten Josephson-Kontakten Löcher in der Tunnelbarriere. Die Rauigkeit sowie die Dichte außerordentlicher Oberflächeneinsenkungen und -erhebungen einer Nb-Schicht werden hauptsächlich von den Sputterparametern bestimmt. Nb-Oberflächen mit beispielsweise geringer durchschnittlicher Rauigkeit jedoch vereinzelt tiefen Einsenkungen wurden in der Literatur für kompressiv verspannte Nb-Schichten anhand von Rasterelektronenmikroskopaufnahmen beschrieben [Tsu93] und konnten in ähnlicher Form auch in dieser Arbeitsgruppe bereits beobachtet werden [Kra20]. Eine derartige Oberflächenbeschaffenheit würde erklären, warum nur die größten der in Abbildung 5.17 a) aufgetragenen Josephson-Kontakte ein geringes Widerstandsverhältnis aufweisen, da die Anzahldichte der Löcher in der Tunnelbarriere, die infolge starker Einsenkungen und Erhebungen auftreten, relativ gering ist und erst bei großen Flächen von einigen $100 \mu\text{m}^2$ zu einem beobachtbaren Ausmaß an Leckströmen führt. Nb-Filme mit kompressiven mechanischen Verspannungen entstehen bei

niedrigen Ar-Prozessgasdrücken während der Deposition des Niobs, da Ar-Ionen und Nb-Atome bei niedrigem Druck eine größere mittlere freie Weglänge in der Atmosphäre besitzen und dadurch die aus dem Target gelösten Nb-Atome mit höherer kinetischer Energie auf dem Substrat auftreffen [Wu79]. Nach Tabelle 5.2 wurden die Nb-Schichten der Charge HD-WJJ-13w4 bei einem Ar-Druck von 0,27 Pa gesputtert. Dass mit diesem Druck tatsächlich kompressiv verspannte Nb-Schichten verbunden sind, zeigt die mit Hilfe eines DektakXT Profilometers²¹ aufgezeichnete Verteilung der mechanischen Verspannung einer 200 nm dicken Nb-Schicht in Abbildung 5.17 b), die in der DCA am KIP bei einem Prozessgasdruck von $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}} = 0,27$ Pa und einer Leistung von $P_{\text{Nb}} = 400$ W auf einem 3" großen Substrat abgeschieden wurde. Die durchschnittliche Verspannung dieser Schicht beträgt (-503 ± 46) MPa und ist damit stark kompressiv. Um die für derart verspannte Nb-Filme erwarteten Oberflächenunebenheiten zuverlässig mit Aluminium abdecken zu können, wird aktuell bei den in der DCA hergestellten Dreischichtstrukturen mit einer relativ hohen Al-Schichtdicke von 20 nm gearbeitet. Das von einer 3" großen Sputterquelle erzeugte radiale Schichtdickenprofil fällt jedoch für den Fall, dass wie in der DCA senkrecht von oben nach unten auf das Substrat gesputtert wird, bekanntermaßen zum Rand hin ab [Swa88], sodass dort eine unzureichende Abdeckung der unteren Nb-Schicht durch das Aluminium möglich ist. Diesen Effekt kann man tatsächlich beobachten, wenn man, wie in Abbildung 5.18 a) dargestellt, das Widerstandsverhältnis gegen die radiale Position der Chips, welche die getesteten Josephson-Kontakte enthalten, auf dem Substrat aufträgt. Wie zu erkennen, handelt es sich bei den Tunnelkontakten mit 20 μm nomineller Kantenlänge und geringem Widerstandsverhältnis aus Abbildung 5.17 a) um Kontakte mit einer Randposition auf dem Substrat. Für diese nimmt das Widerstandsverhältnis geradezu linear mit steigendem Abstand zur Substratmitte ab.

Da die Dicke der Al-Schicht über den Proximity-Effekt einen Einfluss auf die Energielücke der Nb-Basiselektrode hat, müsste sich ebenfalls ein Zusammenhang zwischen der Gap-Spannung V_{gap} und der Position der Josephson-Kontakte auf dem Substrat ergeben. In Abbildung 5.18 b) ist dazu jeweils der Mittelwert \bar{V}_{gap} der Josephson-Kontakte eines Chips in Abhängigkeit von der radialen Position des Chips dargestellt. Wie zu erwarten, steigt die Gap-Spannung mit zunehmendem Abstand zur Substratmitte an. Dort, wo die Al-Schicht potentiell am dünnsten ist, erreicht die Gap-Spannung einen Wert von 2,72 mV. Der niedrigste Wert $\bar{V}_{\text{gap}} = 2,68$ mV wurde wider Erwarten nicht für den Chip mit dem geringsten Abstand zur Substratmitte sondern für den Chip 1A16 mit einem Abstand von 11,3 mm bestimmt. Die Vermutung, dass es sich bei diesem Chip um einen Ausreißer handelt, liegt nahe. Allerdings sind die Werte aller anderen charakteristischen Kenngrößen der Tunnelkontakte dieses Chips unauffällig und mit den chargenweit bestimmten Mittelwerten

²¹Bruker Corporation, 40 Manning Rd, Billerica, MA 01821, Vereinigte Staaten

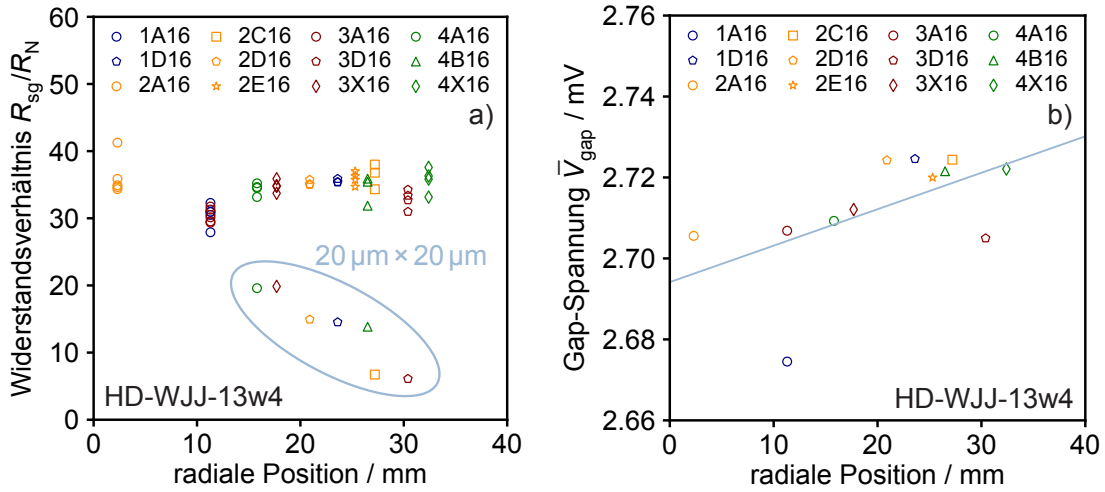


Abb. 5.18: a) Widerstandsverhältnis R_{sg}/R_N von Josephson-Kontakten der Charge HD-WJJ-13w4 als Funktion des radialen Abstands der Position der Chips, auf welchen sich die getesteten Kontakte befinden, zur Mitte des 3'' großen Substrats. b) Mittlere Gap-Spannung \bar{V}_{gap} pro Chip für Josephson-Kontakte der Charge HD-WJJ-13w4 in Abhängigkeit vom radialen Abstand der Chip-Position zur Substratmitte. Der lineare Verlauf in Hellblau dient der optischen Führung.

gut verträglich. Zudem konnte eine solche dezentrierte radiale Verteilung der Gap-Spannung bereits für eine ebenfalls in der DCA hergestellte Charge von Josephson-Kontakten beobachtet werden [Edi20]. Aus der Differenz von $47 \mu\text{V}$ zwischen der maximalen und der minimalen Gap-Spannung kann auch ein Wert für den Abfall der Schichtdicke des Aluminiums auf dem Substrat abgeschätzt werden. Im Rahmen der Veröffentlichung [Bra01] wurde für eine Nb/Al-Zweischichtstruktur mit 100 nm Nb die Abhängigkeit der Energielücke dieser Zweischichtstruktur von der Dicke der Al-Schicht berechnet und gemessen. In einem Bereich um $d_{Al} = 8 \text{ nm}$, in dem das Verhältnis der Schichtdicken Nb/Al identisch zum Schichtdickenverhältnis der Charge HD-WJJ-13w4 von $250 \text{ nm}/20 \text{ nm}$ ist, sinkt der Wert der Energielücke um etwa $21 \mu\text{eV}/\text{nm}$ mit zunehmender Dicke der Al-Schicht. Demnach kann man unter der vereinfachenden Annahme zweier identischer Elektroden am Rand des Substrats der Charge HD-WJJ-13w4 mit einer um etwa $1,1 \text{ nm}$ reduzierten Al-Schichtdicke rechnen. Dies entspricht einer Schichtdickenhomogenität von 6% , was mit dem innerhalb der Arbeitsgruppe für in der DCA gesputterte Al-Schichten erwarteten Wert von etwa 10% übereinstimmt.

Die Streuung des charakteristischen Widerstandsverhältnisses über dem Substrat der Charge HD-WJJ-13w4 ist demzufolge das Resultat des Zusammenspiels aus einer inhomogenen Schichtdickenverteilung der Al-Schicht und der mit vereinzelt

starken Einsenkungen und Spitzen versehenen Oberfläche der Nb-Basiselektrode der Josephson-Kontakte. Letzteres steht scheinbar in Korrelation zu mechanischen Verspannungen in den Nb-Schichten. Die Verspannungen einer Nb-Schicht werden maßgeblich von dem Prozessgasdruck während der Sputterdeposition bestimmt. Für jede Sputteranlage existiert ein Wert $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}}$, für den die abgeschiedenen Nb-Schichten im Mittel keine beziehungsweise nur sehr geringfügige mechanische Verspannungen aufweisen. Dieser Wert hängt von den Spezifikationen einer Sputteranlage wie der Geometrie der Sputterquelle oder dem Abstand zwischen Sputtertarget und Substrat ab. Für Prozessgasdrücke unterhalb dieses Werts sind die Schichten kompressiv verspannt und für Drücke darüber tensil verspannt [Wu79, Ima92a, Tsu93]. Zur Vermeidung von Leckströmen, die zum Rand des Substrats aufgrund der unzureichenden Abdeckung von Oberflächenunebenheiten der Nb-Basiselektrode durch das Aluminium auftreten, kann demnach zum einen das Verhältnis zwischen dem Durchmesser des Al-Targets und der Größe des Substrats vergrößert werden, um ein homogeneres Al-Schichtdickenprofil zu erlangen [Swa88], und zum anderen der Nb-Sputterdruck erhöht werden, da für spannungsfreie Nb-Schichten nur wenige Oberflächenunebenheiten erwartet werden [Tsu93].

Die in Abbildung 5.19 aufgetragene Verteilung der mechanischen Verspannung einer ebenfalls 200 nm dicken Nb-Schicht, die bei einer Leistung von ebenfalls 400 W und einem Prozessgasdruck von $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}} = 0,93$ Pa in der DCA gesputtert wurde, zeigt, dass mit einem deutlich höheren Sputterdruck im Mittel tatsächlich nur noch leicht kompressiv verspannte Nb-Schichten hergestellt werden können. Der Einfluss der Erhöhung des Nb-Sputterdrucks von 0,27 Pa auf 0,93 Pa auf das Leckstrom-Verhalten von Josephson-Kontakten wird aus dem Vergleich der in Tabelle 5.2 aufgeführten Chargen von cross-type Kontakten HD-CJJ-4w8 und HD-CJJ-4w9 ersichtlich. Diese beiden Chargen wurden unter exakt gleichen Bedingungen hergestellt mit dem einzigen Unterschied, dass die Nb-Schichten der Charge HD-CJJ-4w8 bei 0,27 Pa und die der Charge HD-CJJ-4w9 bei 0,93 Pa abgeschieden wurden. Aufgrund der zu beobachtenden Reduktion der Streuung des charakteristischen Widerstandsverhältnisses von über 25% auf 10% mit steigendem Prozessgasdruck kann geschlossen werden, dass der Sputterdruck neben mechanischen Verspannungen auch mit der Oberflächenmorphologie der abgeschiedenen Nb-Schichten korreliert sein muss. Dies geht mit dem in der Literatur gefundenen Zusammenhang zwischen der Verspannung und der Rauigkeit einer Nb-Schicht konform.

Der optimale Sputterdruck für spannungsfreie Nb-Schichten in der UTS500 wurde im Rahmen einer Untersuchung der mechanischen Verspannung 200 nm dicker Nb-Schichten, welche auf einem 2'' großen Si-Substrat abgeschieden wurden, in Abhängigkeit vom Sputterdruck zu $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}} = 0,96$ Pa bestimmt [Kai11]. Aufgrund des offenbar geringen Maßes an Oberflächenunebenheiten der so hergestellten Nb-Schichten ist

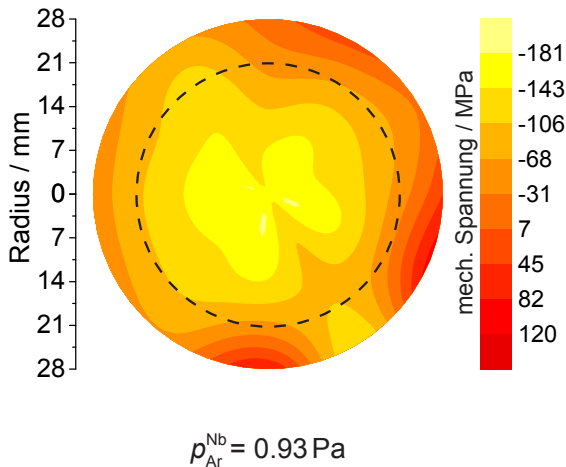


Abb. 5.19: Verteilung der mechanischen Verspannung einer 200 nm dicken Nb-Schicht, welche bei einem Prozessgasdruck von $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}} = 0,93 \text{ Pa}$ in der UHV-Anlage DCA gesputtert wurde. Die mittlere Verspannung über dem Substrat beträgt $(-106 \pm 60) \text{ MPa}$. Der gestrichelte Kreis markiert einen Radius von 21 mm.

bereits eine 7 nm dicke Al-Schicht zur vollständigen Abdeckung der Basiselektrode ausreichend, was sich aus den sehr hohen Werten des mittleren charakteristischen Widerstandsverhältnisses der in Tabelle 5.2 gelisteten Chargen KA-WJJ-1w2 und KA-CJJ-3w7 schließen lässt. Die extrem geringe Streuung $(R_{\text{sg}}/R_{\text{N}})_{\text{max}} / (R_{\text{sg}}/R_{\text{N}})_{\text{min}}$ ist bei diesen Chargen auf das Verhältnis zwischen den 3'' großen Sputterquellen und den jeweils nur 20 mm × 20 mm großen Si-Substratstücken zurückzuführen, mit dem auch ohne die Rotation des Substrathalters unter der Sputterquelle ausgesprochen homogene Schichtdickenprofile entlang der Substrate erzielt werden.

5.4.3 Supraleitende Eigenschaften

Zu den supraleitenden Eigenschaften der Nb-basierten Elektroden eines Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakts trägt eine ganze Reihe von Prozessparametern während der Herstellung der Tunnelkontakte bei. Zu den prominentesten gehört die Dicke der Al-Schicht, die über den Proximity-Effekt den Wert der Energielücke Δ_{Bot} der Basiselektrode verringern kann. Aber auch die Schichtdicke der Nb-Elektroden selbst sowie die mechanischen Verspannungen der zugrundeliegenden Nb-Schichten nehmen merklich Einfluss. Dieser Einfluss kann wie beispielsweise in dem folgenden Abschnitt anhand der Gap-Spannung $V_{\text{gap}} = (\Delta_{\text{Bot}} + \Delta_{\text{Top}})/e$, der Sprungtemperatur T_{c} oder der für Supraleiter charakteristischen magnetischen Eindringtiefe λ untersucht werden. Für spannungsfreie Nb-Schichten, deren Schichtdicke größer als ihre magnetische Eindringtiefe ist, wird nach der Literatur beispielsweise eine Kristallstruktur mit einer Gitterkonstanten nahe der von supraleitendem Nb-Vollmaterial und damit eine kritische Temperatur nahe 9,2 K erwartet [Ima92a].

Wie stark der Einfluss lokaler mechanischer Verspannungen von Nb-Filmen auf die supraleitenden Eigenschaften der auf ihnen basierenden Tunnelkontakte sein kann,

verdeutlicht der in Abbildung 5.20 a) gegen die radiale Chip-Position aufgetragene Mittelwert der Gap-Spannung pro Chip für die Josephson-Kontakte der Charge HD-CJJ-4w9. Trotz teilweise annähernd gleicher Abstände zur Substratmitte streuen die Werte unterschiedlicher Chips stark und fallen hier sogar zum Rand des Substrats hin ab. Die Chips 2C8 und 3C11 liegen beispielsweise auf einem in der Abbildung markierten Radius von etwa 21 mm um die Substratmitte; trotzdem weichen die Werte \bar{V}_{gap} dieser beiden Chips um 60 μV voneinander ab. In Abbildung 5.19 ist der radiale Abstand von 21 mm zur Substratmitte veranschaulichend durch einen gestrichelten Kreis markiert. Der Grund für die Streuung der Gap-Spannung der bei einem Druck von 0,93 Pa gesputterten Nb-Elektroden liegt offenbar in der im Vergleich zu Abbildung 5.17 b) inhomogenen Verteilung der mechanischen Verspannung. Auf einem Radius von 21 mm finden sich sowohl Stellen leicht kompressiver Verspannung als auch spannungsfreie Stellen. Am Rand des Substrats ist die Verspannung sogar teilweise leicht tensil. Tensile Verspannungen in Nb-Schichten werden mit einer hohen Oberflächenrauigkeit [Du07b, Wu19] und einer Degradierung der supraleitenden Eigenschaften der auf ihnen basierenden Josephson-Kontakte in Verbindung gebracht [Kur88]. Für eine chargenweite homogene Verteilung qualitativ hochwertiger Nb-basierter Josephson-Kontakte mit einem geringen Maß an Leckströmen und supraleitenden Eigenschaften, die denen von Nb-Vollmaterial nahe kommen, sind folglich nicht nur durchschnittlich nahezu spannungsfreie, sondern auch gleichmäßig verspannte Nb-Schichten anzustreben. Die mit der Erhöhung des Prozessgasdrucks gestiegene Standardabweichung der mechanischen Verspannungen in Abbildung 5.19 verdeutlicht dabei, dass allein die Einstellung des Sputterdrucks $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}}$ dafür nicht ausreichend ist. Stattdessen müssen gleichzeitig andere Parameter wie Kathodenstrom und -spannung angepasst werden [Ima92a].

Die Nb-basierten Elektroden eines Josephson-Kontakts des Chips 2A10 der Charge HD-CJJ-4w9, welche in der DCA bei einem Prozessgasdruck von $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}} = 0,93 \text{ Pa}$ abgeschlossen wurden und nach Abbildung 5.19 im Abstand des Chips 2A10 zur Substratmitte nur sehr leicht kompressiv verspannt sind, weisen nach Abbildung 5.20 b) in der Tat eine Sprungtemperatur nahe der für supraleitendes Nb-Vollmaterial auf. Im Vergleich zur Basiselektrode der window-type Kontakte ist die der am KIP hergestellten cross-type Kontakte mit 175 nm Dicke dünner, sodass der Proximity-Effekt bei gleicher Dicke der Al-Schicht für cross-type Kontakte stärker ausgeprägt ist (vergleiche Tabelle 5.2). Die kritische Temperatur des Josephson-Kontakts der Charge HD-CJJ-4w9, dessen Gap-Spannung in Abbildung 5.20 b) als Funktion der Temperatur dargestellt ist, erreicht daher mit $T_c = 9,0 \text{ K}$ nur einen gegenüber der kritischen Temperatur von Nb-Vollmaterial leicht reduzierten Wert. Ebenso verhält es sich mit dem Wert der Gap-Spannung bei $T = 0 \text{ K}$. Die bei $T = 4,2 \text{ K}$ gemessene Gap-Spannung von $V_{\text{gap}}(4,2 \text{ K}) = 2,72 \text{ mV}$ liegt deutlich unterhalb des erwarteten Wertes von 2,83 mV; der temperaturabhängige Verlauf der Gap-Spannung stimmt

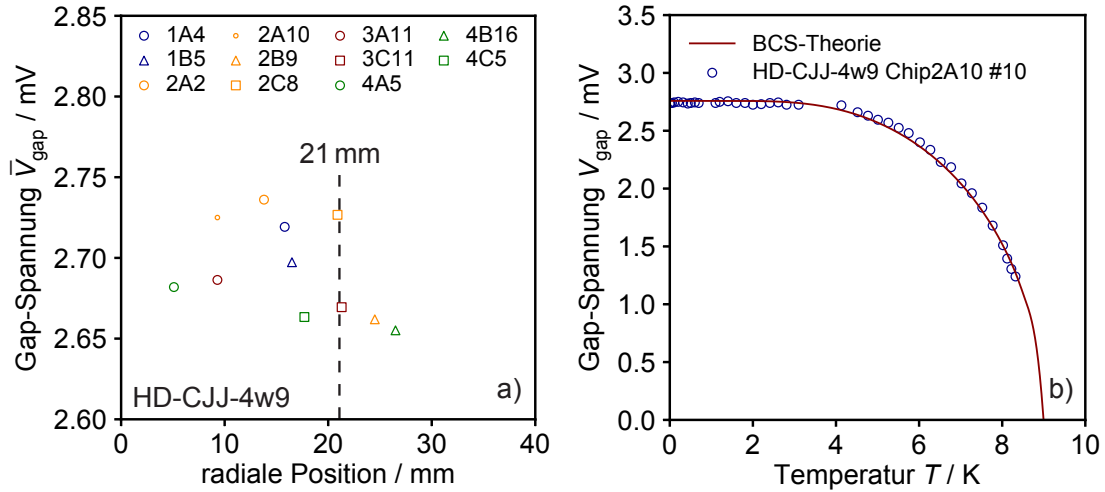


Abb. 5.20: a) Mittlere Gap-Spannung \bar{V}_{gap} pro Chip als Funktion des radialen Abstands der Chip-Position zur Mitte des Substrats für die gemessenen Josephson-Kontakte der Charge HD-CJJ-4w9. b) Verlauf der Gap-Spannung V_{gap} als Funktion der Temperatur T für einen cross-type Josephson-Kontakt des Chips 2A10 der Charge HD-CJJ-4w9. Die Sprungtemperatur T_c sowie die Gap-Spannung bei $T = 0$ sind der Anpassung der Daten an den nach Gleichung 5.3 von der BCS-Theorie vorhergesagten Verlauf entnommen.

jedoch sehr gut mit dem nach Gleichung 5.3 von der BCS-Theorie für supraleitendes Vollmaterial vorhergesagten Verlauf überein. Außerdem ist gemäß Tabelle 5.2 die mittlere Gap-Spannung $\langle V_{\text{gap}} \rangle$ der Charge HD-CJJ-4w9 trotz gleichem Nb/Al-Schichtdickenverhältnis gegenüber der mittleren Gap-Spannung der Charge HD-CJJ-4w8 erhöht, was auf die weniger kompressiven Verspannungen der Nb-Elektroden infolge der Erhöhung des Prozessgasdrucks zurückgeführt werden muss.

Dass der Proximity-Effekt für in der UTS500 hergestellte Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstrukturen vernachlässigbar schwach ausgeprägt ist, zeigt sich zum einen anhand der Werte der mittleren Gap-Spannung der Chargen KA-WJJ-1w2 und KA-CJJ-3w7 in Tabelle 5.2, welche mit dem nach Gleichung 5.3 für reine Nb-basierte Josephson-Kontakte erwarteten Wert von 2,83 mV übereinstimmen, und zum anderen an der in Abbildung 5.21 a) als Funktion der Temperatur aufgetragenen magnetischen Dicken t_B eines cross-type Kontakts der Charge KA-CJJ-3w9. Die Methode zur Bestimmung der magnetischen Dicke wurde im Rahmen einer vorangegangenen Arbeit in der Arbeitsgruppe etabliert [Jak21]. Dazu wird die Magnetfeldabhängigkeit des maximalen Suprastroms bis zum ersten Minimum, bei welchem der magnetische Fluss $\Phi_{\text{JJ}} = t_B B_y W$ im Josephson-Kontakt dem magnetischen Flussquant Φ_0 entspricht, aufgenommen und aus dem Wert des Magnetfelds B_{min} an der Position des Minimums und der Kantenlänge W die effektive Dicke $t_B = \Phi_0 / B_{\text{min}} W$ (verglei-

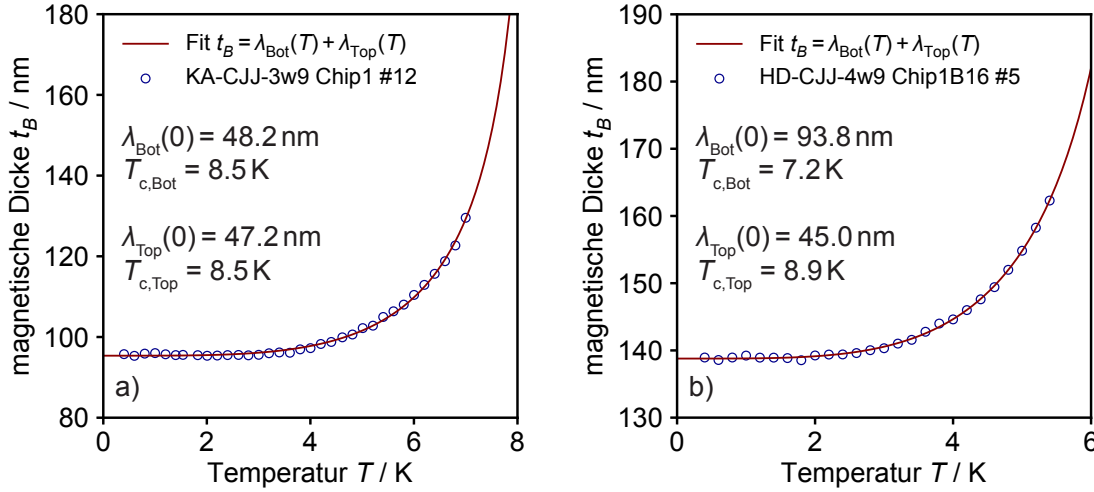


Abb. 5.21: Temperaturabhängigkeit der magnetischen Dicke t_B für a) einen Josephson-Kontakt der in der UTS500 hergestellten Charge KA-CJJ-3w9 und b) einen cross-type Kontakt der in der DCA hergestellten Charge HD-CJJ-4w9 [Jak21]. Die Anpassung an die Messdaten in der Form $t_B = \lambda_{\text{Bot}}(0)/\sqrt{1 - (T/T_{c,\text{Bot}})^4} + \lambda_{\text{Top}}(0)/\sqrt{1 - (T/T_{c,\text{Top}})^4}$ erfolgte jeweils unter der Annahme einer vernachlässigbar dünnen Tunnelbarriere.

che Abschnitt 2.1.4) berechnet. Diese setzt sich aus der magnetischen Eindringtiefe der unteren Elektrode λ_{Bot} und der oberen Elektrode λ_{Top} sowie der Dicke d der Tunnelbarriere zusammen und ist aufgrund der Temperaturabhängigkeit der magnetischen Eindringtiefen $\lambda(T) = \lambda(0)/\sqrt{1 - (T/T_c)^4}$ ebenfalls von der Temperatur abhängig [Tin96]. Bei der Anpassung in der Form $t_B = \lambda_{\text{Bot}}(T) + \lambda_{\text{Top}}(T)$ an die Datenpunkte in Abbildung 5.21 a) wurde die Dicke der Tunnelbarriere vernachlässigt. Da die beiden Nb-Elektroden der in der UTS500 hergestellten Dreischichtstrukturen die gleiche Dicke besitzen und die dünne Al-Schicht zusätzlich einen offensichtlich verschwindend geringen Einfluss auf die supraleitenden Eigenschaften der Bodenelektrode hat, sind die magnetischen Eindringtiefen beider Elektroden beinahe identisch und die Sprungtemperatur von $T_c = 8,5$ K ist nahe der für Nb-Vollmaterial. Die Kohärenzlänge der in der UTS500 abgeschiedenen Nb-Elektroden wurde bereits zu $\xi_0(T = 4,2 \text{ K}) = 17,8$ nm bestimmt [Kai11] und ist damit in jedem Fall kleiner als die magnetische Eindringtiefe. Die Eindringtiefe von $\lambda(0) \approx 48$ nm ist daher der Londonschen Eindringtiefe λ_L gleichzusetzen [Tin96]. Der dadurch erhaltene Wert für die Londonsche Eindringtiefe ist ähnlich zu dem in der Literatur experimentell gefundenen Wert von 44 nm für hochreines Nb-Vollmaterial [Max65].

Im Vergleich dazu ist der Proximity-Effekt bei den in der DCA hergestellten cross-type Kontakten deutlich stärker ausgeprägt (siehe Abbildung 5.21 b)). Während der Wert der kritischen Temperatur der Deckelektrode innerhalb der Genauigkeit

der Anpassungen mit dem aus Abbildung 5.20 b) extrahierten Wert übereinstimmt, liegt die Sprungtemperatur der Basiselektrode mit $T_{c, \text{Bot}} = 7,2 \text{ K}$ deutlich darunter. Die im Vergleich mehr als doppelt so große Eindringtiefe der Basiselektrode von $\lambda_{\text{Bot}}(0) = 93,8 \text{ nm}$ ist sowohl auf den Proximity-Effekt als auch auf die unterschiedlichen Schichtdicken der Elektroden zurückzuführen [Gub05]. Die magnetische Eindringtiefe der Deckelektrode ist wiederum, wie für eine annähernd spannungsfreie Nb-Elektrode zu erwarten, vergleichbar zum Wert der Londonschen Eindringtiefe der in der UTS500 gesputterten Nb-Schichten. Der anhand Abbildung 5.21 gezogene Vergleich zwischen Nb-basierten Elektroden, welche an unterschiedlichen Sputteranlagen hergestellt wurden, zeigt insbesondere, dass der gegenüber der DCA um eine Größenordnung höhere Basisdruck in der UTS500 sowie die geringere Reinheit des zur Sputterdeposition verwendeten Ar-Gases zu keiner Beeinträchtigung der supraleitenden Eigenschaften der abgeschiedenen Metallschichten führt.

5.4.4 Sauerstoffexposition

Um den kritischen Strom von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten unterschiedlicher Fläche zuverlässig und reproduzierbar anhand der Sauerstoffexposition der Al-Schicht einstellen zu können, bedarf es einer gleichmäßig dicken Aluminiumoxid-schicht mit möglichst homogenen strukturellen Eigenschaften. Eine wichtige Voraussetzung stellt dazu eine hinreichend ebene Oberfläche der Nb-Schicht, auf welcher das Aluminium abgeschieden wird, dar, um selbst mit den vergleichsweise geringen Al-Schichtdicken, die zur Minimierung des Proximity-Effekts angestrebt werden, möglichst glatte Al-Oberflächen erreichen zu können [Ima92b]. Daneben hat sich in der Vergangenheit gezeigt, dass bei gegebener Sauerstoffexposition längere Oxidationszeiten t_{ox} bei niedrigerem Oxidationsdruck p_{ox} gegenüber dem umgekehrten Fall von kurzen Oxidationszeiten bei hohem Druck zu bevorzugen sind, um qualitativ hochwertige Josephson-Kontakte herstellen zu können [Kem13, Tol17].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte darüber hinaus eine zunehmende Abschwächung der von dem $I_c R_N$ -Produkt quantifizierten Stärke des Cooper-Paar-Tunnelns in Josephson-Kontakten, deren Al-Schichten bei gleichem Druck oxidiert wurden, mit steigender Oxidationsdauer beobachtet werden. Dazu wurden 10 Chargen von Josephson-Kontakten in der UTS500 mit unterschiedlichen kritischen Stromdichten j_c hergestellt. Zur Einstellung der kritischen Stromdichte wurde der Oxidationsdruck auf $p_{\text{ox}} = 4 \text{ kPa}$ festgelegt und die Dauer der Sauerstoffexposition gemäß der in Abbildung 5.3 b) gefundenen Relation angepasst. Wie anhand Abbildung 5.22 zu erkennen ist, nimmt der Wert des $I_c R_N$ -Produkts dieser Chargen, welcher ein qualitatives Maß für den Potentialverlauf einer Tunnelbarriere darstellt und mit dem in Abschnitt 5.3.4 beschriebenen Verfahren bestimmt wurde, mit sinkender Stromdichte ab. Das $I_c R_N$ -Produkt unterliegt in diesem Fall nicht der nach der Ambegaokar-

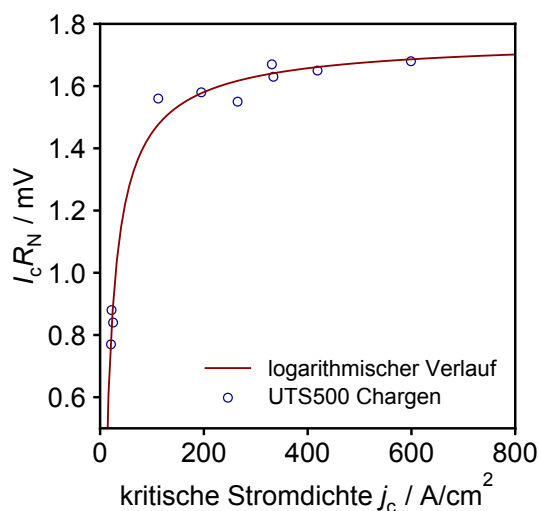


Abb. 5.22: $I_c R_N$ -Produkt von 10 der im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit Hilfe der Sputteranlage UTS500 hergestellten Chargen von Josephson-Kontakten als Funktion der jeweiligen kritischen Stromdichte j_c . Der logarithmische Kurvenverlauf in Rot dient der optischen Führung.

Baratoff-Theorie vorhergesagten Beziehung zur Energielücke der Elektroden (vergleiche Gleichung 5.4), da die Gap-Spannung $\langle V_{\text{gap}} \rangle$ aller Chargen unabhängig von der kritischen Stromdichte zwischen 2,80 mV und 2,85 mV beträgt. Da bis auf die Oxidationsdauer alle Herstellungsparameter der zugrundeliegenden Dreischichtstrukturen dieser Chargen identisch sind, scheint ein Zusammenhang zwischen den strukturellen Eigenschaften einer AlO_x-Schicht und ihrer Oxidationsdauer zu bestehen. Zur optischen Führung wurde ein logarithmischer Kurvenverlauf zu den in Abbildung 5.22 gezeigten Daten eingezeichnet, der aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der kritischen Stromdichte $j_c \propto e^{-2Kd}$ (vergleiche Gleichung 2.5) von den Eigenschaften einer Tunnelbarriere gewählt wurde. Für die offenbar zunehmende Abweichung des Potentials der AlO_x-Tunnelbarrieren von dem in der Ambegaokar-Baratoff-Theorie angenommenen perfekt rechteckförmigen Verlauf mit sinkender kritischer Stromdichte und damit steigender Oxidationszeit kommen aktuell zwei mögliche Erklärungen in Frage. Auf der einen Seite können im Laufe der Sauerstoffexposition Verunreinigungen durch Fremdatome wie H₂-Moleküle die strukturellen Eigenschaften des Aluminiumoxids verzerren. Auf der anderen Seite ist aus der Literatur die Zunahme schwach gebundener O₂⁻-Adsorbate an der Oberfläche von AlO_x-Schichten mit wachsender Sauerstoffexposition bekannt [Tan05]. Diese Adsorbate können das fortlaufende Aufwachsen des Aluminiumoxids behindern und sogar eine vollständig passivierende Schicht bilden. Da scheinbar sowohl hohe Oxidationsdrücke p_{ox} als auch lange Oxidationszeiten t_{ox} mit chemischen Defekten in den Tunnelbarrieren verbunden sind, sollte die Sauerstoffexposition $p_{\text{ox}} t_{\text{ox}}$ generell gering gehalten werden.

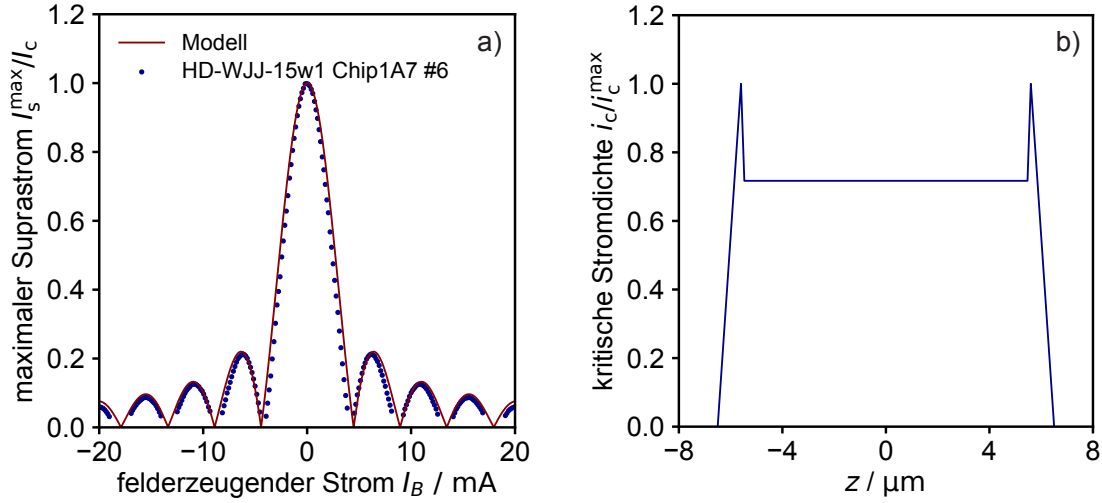


Abb. 5.23: a) Gemessene Abhängigkeit des maximalen Suprastroms I_s^{\max} eines window-type Josephson-Kontakts der Charge HD-WJJ-15w1 mit der Kantenlänge $W_{\text{design}} = 13 \mu\text{m}$ von einem parallel zur Ebene der Tunnelbarriere angelegten Magnetfeld B_y (siehe Abbildung 2.5). Der von der Kurve beschriebene Verlauf entspricht der Magnetfeldabhängigkeit für die in b) dargestellte modellierte kritische Stromdichteverteilung $i_c(z)$ [Jak21].

5.4.5 Plasmaprozesse

Neben den zuvor beschriebenen nanoskopischen Effekten wurde zudem ein Einfluss der nachträglichen Prozessschritte zur Strukturierung und Kontaktierung eines Josephson-Kontakts auf die mikroskopischen Eigenschaften der Tunnelbarriere beobachtet. Diese Beobachtung wurde im Rahmen von magnetfeldabhängigen Messungen an Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten gemacht, die im Kontext der vorliegenden Arbeit unter anderem zur Untersuchung des Einflusses der Herstellungsprozesse auf die Verteilung der kritischen Stromdichte durchgeführt wurden [Jak21]. Die Stromdichteverteilung ist über eine Fourier-Transformation mit der Magnetfeldabhängigkeit des maximalen Suprastroms $I_s^{\max}(B_y)$ eines Josephson-Kontakts verknüpft (vergleiche Gleichung 2.29). In Abbildung 5.23 a) ist dazu die im Rahmen der vorangegangenen Arbeit [Jak21] bei $T = 4,2 \text{ K}$ aufgenommene Verteilung des maximalen Suprastroms eines in der DCA hergestellten window-type Kontakts als Funktion des durch die felderzeugende Helmholtz-Spule fließenden Stroms I_B zu sehen. Zur Anpassung der Daten wurde ein Modell von der Verteilung der kritischen Stromdichte erstellt und der Verlauf des Betrags der Fourier-Transformation dieses Modells mit den Messdaten verglichen. Das Modell für den $13 \mu\text{m} \times 13 \mu\text{m}$ großen Kontakt #6 auf Chip1A7 der Charge HD-WJJ-15w1 ist in Abbildung 5.23 b) gezeigt und basiert auf zwei Annahmen: Einerseits kommt es infolge eines geringen seitlichen Abtrags während des ansonsten anisotropen ICP-RIE-Trockenätzens der

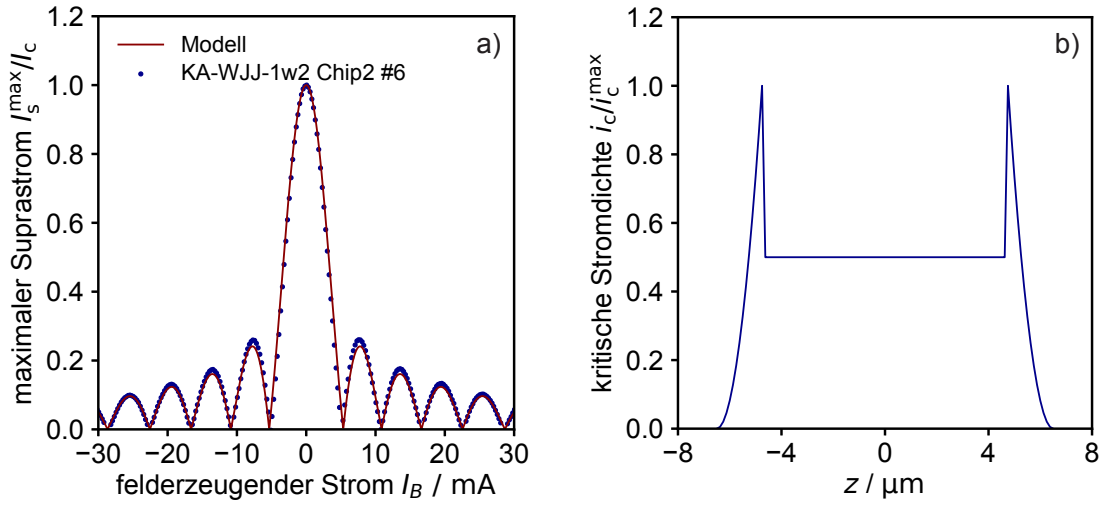


Abb. 5.24: a) Gemessene Magnetfeldabhängigkeit des maximalen Suprastroms I_s^{\max} eines window-type Josephson-Kontakts der Charge KA-WJJ-1w2 mit einer Kantenlänge von $W_{\text{design}} = 13 \mu\text{m}$ und einem Isolationsfenster von $11 \mu\text{m}$ Breite. Der von der Kurve beschriebene Verlauf entspricht der theoretischen Magnetfeldabhängigkeit für die in b) dargestellte modellierte Verteilung der kritischen Stromdichte $i_c(z)$.

Nb-Schichten zu minimalen Schäden am Rand der Tunnelbarriere, sodass die Kanten der Stromdichteverteilung nicht vertikal sondern leicht schräg verlaufen. Andererseits überträgt sich der Impuls der Ar-Ionen während der Reinigung mittels Ionenkanone zur Kontaktierung der Deckelektrode des window-type Kontakts auf die gesamte Dreischichtstruktur und führt zu Schäden in der Tunnelbarriere und damit zu einer reduzierten kritischen Stromdichte. Der Bereich, in dem dieser Effekt auftritt, wird von der Größe des bis dahin bereits strukturierten Fensters in der Isolationslage begrenzt (vergleiche Abschnitt 5.2.1). Die Kantenlänge des Isolationsfensters des hier diskutierten window-type Kontakts misst $11 \mu\text{m}$. Wie bereits gezeigt wurde, stimmt die in Abbildung 5.23 a) gemessene Verteilung gut mit der auf Basis dieser Annahmen erstellten Modellvorhersage überein [Jak21]. Geringfügige Abweichungen sind beispielsweise durch die im Experiment fast unmögliche vollständig senkrechte Ausrichtung der Kantenlänge W zur Magnetfeldrichtung oder ein infolge der Positioniergenauigkeit des Laserlithographen dezentriertes Isolationsfenster zu erklären.

In der vorliegenden Arbeit wurde die gleiche Vorgehensweise bei einem in der UTS500 hergestellten window-type Kontakt der Charge KA-WJJ-1w2, welcher die gleichen Dimensionen wie die des Kontakts HD-WJJ-15w1 Chip1A7 #6 besitzt, angewandt. Der gemessene Verlauf des maximalen Suprastroms $I_s^{\max}(I_B)$ in Abhängigkeit des felderzeugenden Stroms sowie das zur Beschreibung der Verteilung erstellte zwei-dimensionale Modell der kritischen Stromdichte $i_c(z)$ sind in Abbildung 5.24 darge-

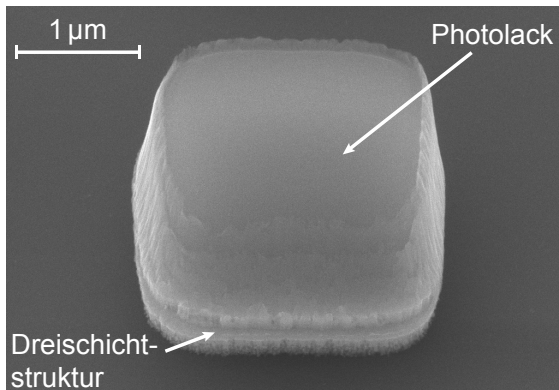


Abb. 5.25: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines quadratischen Nb/Al-AlO_x/Nb-Stempels, welcher vollständig mittels Trockenätzung strukturiert wurde, inklusive der zur Strukturierung verwendeten Photolackmaske.

stellt. Die dem Modell zugrundeliegenden Annahmen sind identisch zu den bereits im vorherigen Absatz diskutierten. Anpassungen am Modell wurden jedoch bezüglich der Tiefe der Absenkung der kritischen Stromdichte im Zentrum des Josephson-Kontakts sowie der Steilheit der Kanten vorgenommen. Der Impulsübertrag der Ar-Ionen während der Reinigung mittels Ionenkanone ist proportional zum Ar-Prozessgasdruck, der Dauer sowie der Wurzel aus der Beschleunigungsspannung [Mau17]. Die an der Ionenkanone der Univex450 anliegende Spannung von 100 V ist im Vergleich zur DCA zwar einen Faktor drei geringer, der Prozessgasdruck von 0,13 Pa hingegen etwa doppelt so hoch (siehe Abschnitt 5.2.3). Außerdem beträgt die Dauer der Ar-Ionen-Reinigung in der UTS500 nicht wie bei der DCA 6 min sondern 8 min, sodass die aus dem Impulsübertrag resultierende Absenkung der kritischen Stromdichte an der Stelle des Isolationsfensters insgesamt stärker ausfallen muss. Des Weiteren sind die bei der Plasmaätzung hervorgerufenen Schäden am Rand der Tunnelbarriere größer, da im Gegensatz zum Kontakt HD-WJJ-15w1 Chip1A7 #6 zur Ätzung der Al-AlO_x-Schicht des Kontakts KA-WJJ-1w2 Chip2 #6 anstelle der säurebasierten Lösung ein plasmaunterstützter Ionenätzprozess (siehe Tabelle 5.1) verwendet wurde. Die Form der Kanten der Stromdichteverteilung in Abbildung 5.24 b) orientiert sich dabei an dem Profil der seitlichen Abtragungen der in Abbildung 5.25 gezeigten Photolackmaske, welche zur vollständigen Trockenätzung einer Dreischichtstruktur auf dieser als Stempel strukturiert wurde. Anhand der sehr guten Übereinstimmung zwischen den Messdaten und der Modellvorhersage in Abbildung 5.24 a) kann eine erfolgreiche Anpassung der Modellparameter geschlussfolgert werden.

5.4.6 Zusammenfassung

Anhand der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchung des Einflusses von verschiedenen Prozessparametern auf die Eigenschaften von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten konnte eine Reihe von Schlüsselfaktoren zur Herstellung ganzer Chargen von qualitativ hochwertigen Josephson-Kontakten identifiziert werden, welche neben allgemein gültigen Zusammenhängen die Spezifikationen der zur Fabrikation ver-

wendeten Sputteranlagen betreffen. Für die in dieser Arbeit in den Vakuumanlagen DCA und UTS500 hergestellten Nb/Al-AIO_x/Nb-Dreischichtstrukturen konnten keine grundlegenden qualitativen Unterschiede, die auf den jeweiligen Basisdruck der Anlagen zurückgeführt werden können, festgestellt werden. Da der Basisdruck beider Anlagen jedoch unterhalb $1 \cdot 10^{-5}$ Pa liegt, war das nach den in der Literatur gemachten Beobachtungen zu erwarten [Ima92a, Kus93]. Relevant ist bei der Geometrie der in dieser Arbeit verwendeten Sputterquellen, bei welchen senkrecht von oben nach unten gesputtert wird, beispielsweise das Verhältnis der Größe des Substrats zum Durchmesser des Sputtertargets. Für Schichtdickenprofile mit einem hohen Maß an Homogenität sollte das Target größer als das Substrat sein. Über die anderen Eigenschaften der abgeschiedenen Metallschichten wie die Oberflächenmorphologie und vor allen Dingen die Verteilung der mechanischen Verspannungen entscheidet hauptsächlich das Zusammenspiel aus Prozessgasdruck, Kathodenspannung und -strom während der Sputterdeposition. Gleichmäßig leicht kompressiv verspannte bis vollständig spannungsfreie Nb-Schichten sind die essentielle Grundlage für die Herstellung von Josephson-Kontakten hoher Qualität. Erst durch solche Nb-Schichten werden die Deposition glatter Al-Schichten geringer Dicke und die damit verbundene Reduktion des Proximity-Effekts sowie Tunnelbarrieren aus gleichmäßig aufgewachsenem AIO_x möglich. Um die hierfür gefundenen optimalen Sputterparameter über einen möglichst langen Zeitraum hinweg konstant halten zu können, empfiehlt es sich, die Nb- und Al-Sputterquelle lediglich für die Herstellung von Dreischichtstrukturen einzusetzen, um eine Abnutzung der Targets darüber hinaus zu vermeiden. Eine nachträgliche Degradierung der Qualität der so hergestellten Nb/Al-AIO_x/Nb-Dreischichtstrukturen kann durch entsprechend eingestellte niederenergetische Plasmaprozesse verhindert werden. Wie sich herausgestellt hat, ist ein nasschemisches Ätzen der Al-Schicht gegenüber einer Plasmaätzung in dieser Hinsicht zu bevorzugen. Daneben spielt die passivierende Wirkung der säurebasierten Ätzlösung auf Nb-Oberflächen eine entscheidende Rolle bei der Herstellung von cross-type Josephson-Kontakten.

5.5 Intrinsische Kapazität von Nb/Al-AIO_x/Nb-Josephson-Kontakten

Das Ziel der Einführung eines Prozesses zur Fabrikation von cross-type Josephson-Kontakten in der Arbeitsgruppe war die Reduktion der Kapazität von Josephson-Kontakten, um so das intrinsische Flussrauschen von dc-SQUIDs verringern zu können. Zur numerischen Vorhersage über die daraus resultierende Verbesserung der Energiesensitivität eines SQUIDs sowie zur präzisen Einstellung des Stewart-McCumber-Parameters β_c entworfenen SQUIDs, bedarf es der genauen Kenntnis der

Kapazität C der verwendeten Josephson-Kontakte. In der vorliegenden Arbeit wurden die in Abschnitt 2.3 eingeführten ungeschunteten dc-SQUIDs zur Messung der Kapazität von cross-type Kontakten genutzt, auf Basis derer die im darauffolgenden Kapitel vorgestellten dc-SQUIDs entworfen wurden. Da die Kapazität von cross-type Josephson-Kontakten keinen parasitären Beitrag besitzt, entspricht die gemessene Kapazität C in diesem Fall gleichzeitig der intrinsischen Kapazität C_{JJ} . Hierdurch konnte anhand der Messung von ungeschunteten SQUIDs basierend auf cross-type Kontakten unterschiedlicher kritischer Stromdichte j_c der für SIS-Kontakte erwartete Zusammenhang $1/C'_{JJ} = p_1 + p_2 \log j_c$ experimentell gefunden werden.

Eine Mikroskopaufnahme sowie das dazugehörige Ersatzschaltbild eines auf zwei $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ großen cross-type Nb/Al-AlO_x/Nb-Kontakten basierenden ungeschunteten SQUIDs, welches im Rahmen dieser Arbeit entworfen und hergestellt wurde, sind in Abbildung 5.26 gezeigt. Die von der SQUID-Schleife umschlossene flussensitive Fläche wurde mit $60\ \mu\text{m}^2$ sehr klein gewählt, da der maximale Suprastrom I_0 eines ungeschunteten SQUIDs im Strombetrieb zur Beobachtung von Shapiro-Stufen hinreichend unterdrückt werden muss. Hierfür ist ein kleiner Werte des Abschirmparameters β_L notwendig [Mag81]. Die SQUID-Schleife mit der Induktivität $L_s = 2(L_1 + L_2)$ setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Den oberen Teil bildet die in der 200 nm dicken Nb-Kontaktierungslage strukturierte Induktivität $2L_1$. Der untere Teil mit der Induktivität $2L_2$ ist in der unteren 100 nm dicken Nb-Lage der zugrundeliegenden Dreischichtstruktur strukturiert. Die beiden Abschnitte treffen an den Stellen der Josephson-Kontakte aufeinander und sind dort auch jeweils mit einer Zuleitung zum Einprägen eines Kontrollstroms $I_{\text{ctr},1}$ beziehungsweise $I_{\text{ctr},2}$ verbunden. Somit kann anhand der Perioden $\Delta I_{\text{ctr},1} = \Phi_0/(2L_1)$ und $\Delta I_{\text{ctr},2} = \Phi_0/(2L_2)$, mit denen sowohl der maximale Suprastrom des SQUIDs I_0 als auch die Amplitude der Resonanzhöhung $I_{r,1}$ der ersten Shapiro-Stufe moduliert wird, die gesamte Induktivität der SQUID-Schleife experimentell bestimmt werden. Mit Hilfe des Simulationsprogramms InductEx²² [Fou05] konnte der Wert der Induktivität für ein wie in Abbildung 5.26 a) gezeigtes ungeschuntetes SQUID mit $2\ \mu\text{m}$ breiten Bahnen zu $L_s \approx 13,8\ \text{pH}$ bestimmt werden. Damit auch die Resonanzkurven von ungeschunteten SQUIDs basierend auf Josephson-Kontakten mit einer geringen kritischen Stromdichte $j_c < 100\ \text{A}/\text{cm}^2$ eine so hohe Amplitude besitzen, dass der theoretisch vorhergesagten Verlauf mit ausreichender Genauigkeit angepasst werden konnte, wurde das in Abbildung 5.26 a) dargestellte SQUID auch mit $4\ \mu\text{m}$ breiten Bahnen und dementsprechend $4\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$ großen Tunnelkontakten strukturiert. Zusätzlich wurde über allen ungeschunteten SQUIDs eine Massefläche strukturiert, um das Übersprechen zwischen den Induktivitäten $2L_1$ und $2L_2$ beim Einprägen eines Kontrollstroms zu unterdrücken [Wil17]. Die dadurch entstandene zusätzliche parasitäre Kapazität, welche parallel zur Kapazität der beiden Josephson-Kontakte geschaltete ist, wurde

²²SUN Magnetics (Pty) Ltd., 15 De Beer Rd, Stellenbosch Central, Stellenbosch, 7600, Südafrika

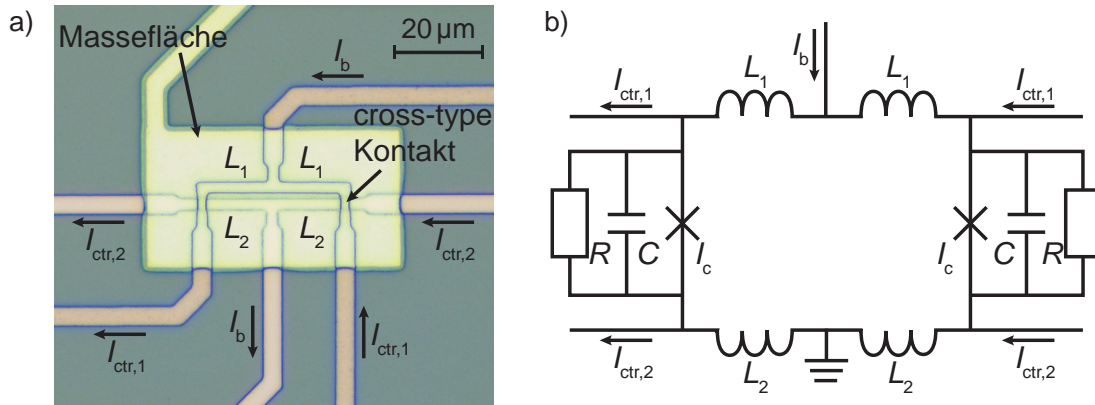


Abb. 5.26: a) Mikroskopaufnahme sowie b) Ersatzschaltbild des für die Bestimmung der Kapazität der Josephson-Kontakte im Rahmen dieser Arbeit entworfene ungeschuntete dc-SQUID basierend auf cross-type Kontakten.

mit Hilfe des Ausdrucks zur Berechnung der Kapazität eines Plattenkondensators bei einer 400 nm dicken Isolationsschicht aus Siliziumdioxid auf ungefähr 6 fF abgeschätzt. Dies entspricht 3% der kleinsten in dieser Arbeit gemessenen Kapazität C_{JJ} und wurde daher bei der Auswertung vernachlässigt.

Alle Messungen an ungeschunteten dc-SQUIDs wurden mit dem in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen experimentellen Aufbau bei einer Temperatur von 4,2 K durchgeführt. Das Einprägen der Kontrollströme mit Hilfe einer Stromquelle der SQUID-Elektronik XXF-1 erfolgte dabei in zwei separaten Abkühlvorgängen, um die Bildung von Masse-schleifen über die Zuleitungen zu verhindern. Für beide Kontrollströme wurde jeweils der maximale Suprastrom I_0 sowie die Amplitude der ersten Stromstufe $I_{r,1}$ in Abhängigkeit des Kontrollstroms gemessen. Die Resonanzkurve der ersten Shapiro-Stufe wurde für den Fall $\Phi_s = (n + 1/2)\Phi_0$, das heißt wenn der Strom I_0 im SQUID minimal ist, aufgezeichnet. Abbildung 5.27 a) zeigt exemplarisch die Modulation des maximalen Suprastroms I_0 als Funktion des Kontrollstroms durch die Induktivität $2L_2$ eines ungeschunteten SQUIDs mit cross-type Kontakten, deren kritische Stromdichte nach der in Abschnitt 5.3.3 vorgestellten Methode zu $j_c = 23 \text{ A/cm}^2$ bestimmt wurde. Mit Hilfe der nach Abschnitt 5.3.4 bestimmten korrigierten Fläche der Josephson-Kontakte von $A_{\text{corr}} = 13,91 \mu\text{m}^2$ und dem simulierten Wert der Induktivität kann für dieses SQUID der Abschirmparameter β_L zu etwa 0,04 abgeschätzt werden, weshalb an die in Abbildung 5.27 a) aufgetragenen Daten der theoretische Verlauf der Modulation

$$I_0 = I_{0,\text{max}} \left| \cos \left(\frac{2\pi L_2 [I_{\text{ctr},2} - \delta I_{\text{ctr},2}]}{\Phi_0} \right) \right| \quad (5.12)$$

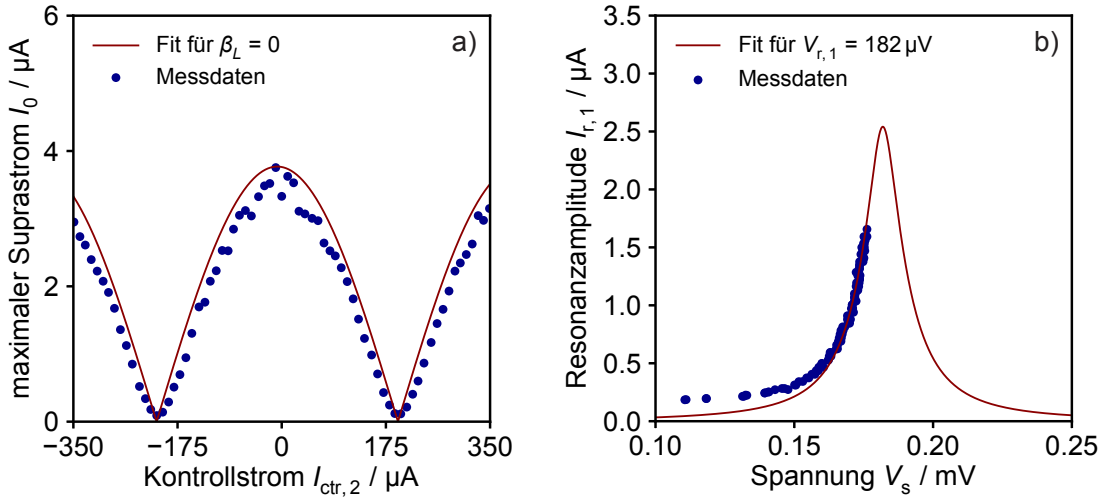


Abb. 5.27: a) Abhängigkeit des maximalen Suprastroms I_0 von dem flusserzeugenden Strom $I_{\text{ctr},2}$ durch die Induktivität $2L_2$ des ungeschunteten dc-SQUIDs KA-CJJ-3w4 Chip10 SQ8 mit der kritischen Stromdichte $j_c = 23 \text{ A/cm}^2$ und einer Tunnelkontaktfläche von $A_{\text{design}} = 16 \mu\text{m}^2$. Die Kurve entspricht dem theoretischen Verlauf für $\beta_L = 0$ b) Gemessener sowie theoretischer Verlauf der ersten Resonanzkurve des ungeschunteten SQUIDs KA-CJJ-3w4 Chip10 SQ8 für $\Gamma = 1,02$ und den Fitparameter $V_{r,1} = 182 \mu\text{V}$.

für ein SQUID mit $\beta_L = 0$ (vergleiche Gleichung 2.40) angepasst wurde. Die Kurve ist dabei um den Offset $\delta I_{\text{ctr},2}$ entlang der Achse des Kontrollstroms verschoben. Die Induktivität L_2 beträgt demnach $2,5 \text{ pH}$. Zusammen mit der aus der Periode $\Delta I_{\text{ctr},1}$ bestimmten Induktivität $L_1 = 2,8 \text{ pH}$ ergibt sich eine SQUID-Induktivität von $L_s = 10,6 \text{ pH}$. Der Wert des für die Anpassung des theoretischen Verlaufs der Resonanzkurve an die gemessenen Daten notwendigen Dämpfungsparameters Γ wurde aus dessen Beziehung zum Verhältnis $I_{r,1}/I_{0,\text{max}}$ extrahiert (siehe Abbildung 2.11 b)) und beträgt für die in Abbildung 5.27 b) gemessene Resonanzamplitude $1,02$. Aus den Werten für den kritischen Strom I_c der Josephson-Kontakte, die SQUID-Induktivität L_s und den Dämpfungsparameter Γ wurde nach Gleichung 2.57 der Verlauf der Resonanzkurve berechnet und durch Variation des Wertes für die Spannung $V_{r,1}$ an die gemessenen Daten in Abbildung 5.27 b) angepasst. Wie zu erkennen, stimmt der gemessene Kurvenverlauf für eine Spannung von $V_{r,1} = 182 \mu\text{V}$ sehr gut mit der theoretischen Vorhersage überein. Lediglich am Fuß der Resonanzerhöhung weichen die Messpunkte vom theoretischen Verlauf ab, da der Strom I_0 des SQUIDs nicht vollständig auf Null unterdrückt werden konnte. Das Maximum des berechneten Kurvenverlaufs wird im Experiment nicht erreicht, da die Amplitude der Resonanz ebenso

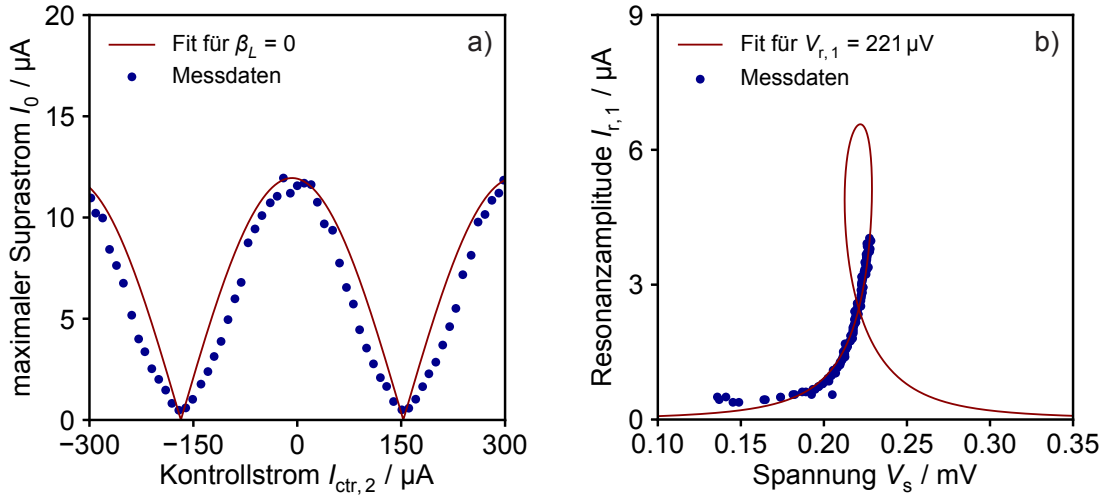


Abb. 5.28: a) Abhängigkeit des maximalen Suprastroms I_0 vom Kontrollstrom $I_{\text{ctr},2}$ durch die Induktivität $2L_2$ des ungeschunteten dc-SQUIDs KA-CJJ-3w6 Chip2 SQ1 mit der kritischen Stromdichte $j_c = 189 \text{ A/cm}^2$ und einer Tunnelkontaktfläche von $A_{\text{design}} = 4 \mu\text{m}^2$. Die Kurve entspricht dem theoretischen Verlauf für $\beta_L = 0$. b) Gemessener sowie theoretischer Verlauf der ersten Resonanzkurve dieses SQUIDs für $\Gamma = 13,33$ und $V_{r,1} = 221 \mu\text{V}$.

wie der kritische Strom eines Josephson-Kontakts aufgrund thermischer Fluktuationen bei $T = 4,2 \text{ K}$ verringert ist. Die Kapazität

$$C = \frac{\Phi_0^2}{4\pi^2(L_1 + L_2)V_{r,1}^2} \quad (5.13)$$

eines einzelnen Josephson-Kontakts des SQUIDs KA-CJJ-3w4 Chip10 SQ8 beträgt folglich $0,625 \text{ pF}$. Die mittlere Abweichung ΔW der Kantenlängen der auf Chip10 dieser Charge integrierten Josephson-Kontakte wurde analog zu Abbildung 5.11 b) zu $-0,27 \mu\text{m}$ bestimmt, wonach die intrinsische Kapazität $C'_{\text{JJ}} = C_{\text{JJ}}/(W_{\text{design}} + \Delta W)^2$ für cross-type Kontakte dieses Chips bei $4,492 \mu\text{F/cm}^2$ liegt.

Analog zu dem hier diskutierten Beispiel wurde mit allen im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten ungeschunteten SQUIDs verfahren. Abbildung 5.28 zeigt dazu zusätzlich exemplarisch die Messergebnisse eines ungeschunteten SQUIDs, dessen Resonanzkurve einen uneindeutigen Verlauf aufweist. Die Tunnelkontakte dieses SQUIDs besitzen jeweils eine nominell $4 \mu\text{m}^2$ große Fläche und eine kritische Stromdichte von $j_c = 189 \text{ A/cm}^2$. Aufgrund des im Vergleich zum vorherigen Beispiel mehr als doppelt so großen kritischen Stroms I_c weicht die in Abbildung 5.28 a) dargestellte Modulationen des Stroms I_0 stärker von der für $\beta_L = 0$ angepassten Kurve ab. Der mit Hilfe der Modulationsperioden $\Delta I_{\text{ctr},1}$ und $\Delta I_{\text{ctr},2}$ ermittelte Wert der SQUID-Induktivität $L_s = 14,0 \text{ pH}$ stimmt mit dem aus Simulationen gewonnen Wert überein.

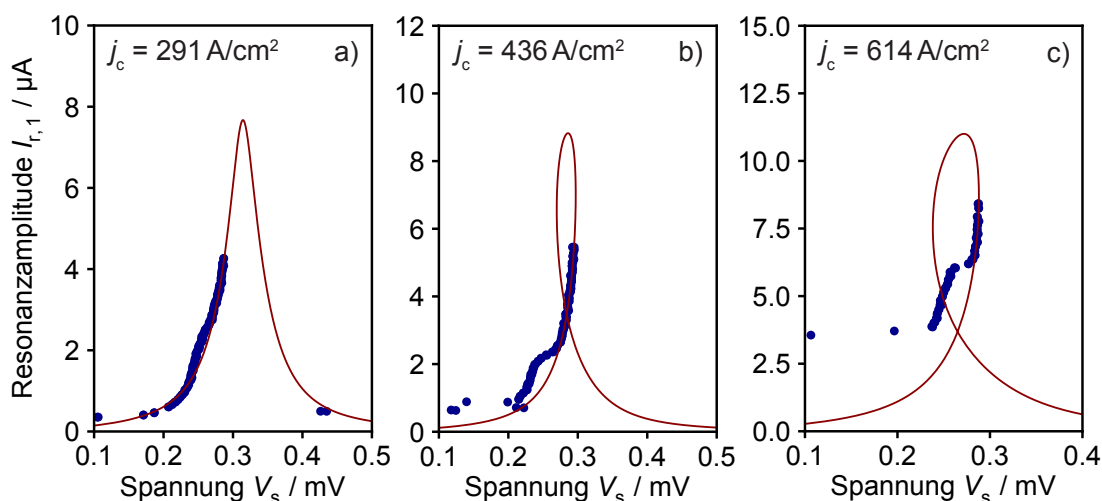


Abb. 5.29: Gemessene Resonanzkurven (blaue Punkte) sowie deren theoretischer Verlauf (rote Kurven) der ungeschunteten dc-SQUIDs a) KA-CJJ-3w5 Chip2 SQ1, b) KA-CJJ-3w7 Chip5 SQ1 und c) KA-CJJ-3w9 Chip10 SQ1, welche auf cross-type Kontakten gleicher Fläche $A_{\text{design}} = 4 \mu\text{m}^2$ jedoch unterschiedlicher kritischer Stromdichte j_c basieren.

Die darauffolgende Anpassung des theoretisch vorhergesagten Verlaufs der ersten Resonanzkurve an die in Abbildung 5.28 b) aufgetragenen Daten verdeutlicht die Wichtigkeit dieser Anpassung für eine genaue Bestimmung der Resonanzspannung $V_{r,1}$. Bei einer Resonanzkurve mit einem wie hier uneindeutigen Verlauf übersteigt die Spannung V_s den Wert der Resonanzspannung V_r und sinkt dann wieder mit steigendem Strom I_b . In dem gezeigten Beispiel liegt die maximale gemessene Spannung auf der Resonanzkurve $6 \mu\text{V}$ über der Resonanzspannung von $V_{r,1} = 221 \mu\text{V}$. Ohne Anpassung des theoretisch vorhergesagten Verlaufs kann dieses Spannungsmaximum fälschlicherweise als Resonanzspannung interpretiert werden, was bei der Berechnung der Kapazität nach Gleichung 5.13 in diesem Fall zu einem Fehler von mehr als 5% führen würde. Dieser Fehler wird umso größer, je höher der Wert des Dämpfungsparameters Γ ist, welcher wiederum proportional zur kritischen Stromdichte j_c der verwendeten Josephson-Kontakte ist.

Ein weiterer Effekt, der mit steigender kritischer Stromdichte der Josephson-Kontakte beobachtet werden kann, ist das Auftreten von Irregularitäten im Verlauf der Resonanzkurven. Die Amplitude solcher in den Abbildungen 5.29 a) - c) exemplarisch gezeigten Irregularitäten steigt mit zunehmender Stromdichte j_c an und es bildet sich eine zusätzliche Stufenform innerhalb der eigentlichen Resonanzstufe aus. Abweichungen vom theoretisch vorhergesagten Verlauf konnten bereits in der Literatur für ungeschuntete SQUIDs mit großem Abschirmparameter $\beta_L > 1$ beobachtet werden [Pat85]. Bei den in dieser Arbeit untersuchten SQUIDs tritt der Effekt bereits

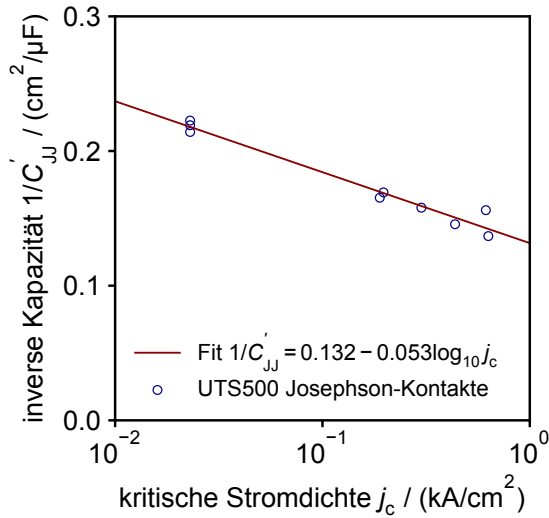


Abb. 5.30: Inverse intrinsische Kapazität pro Fläche C'_{JJ} als Funktion der kritischen Stromdichte j_c für in der UHV-Anlage UTS500 hergestellte Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte. Jeder Datenpunkt entspricht einem charakterisierten ungeschunteten SQUID. Die Anpassung an die Daten, worin C'_{JJ} die Einheit $\mu\text{F}/\text{cm}^2$ und j_c die Einheit kA/cm^2 besitzt, beschreibt die Abhängigkeit $1/C'_{JJ} = 0,132 - 0,053 \log_{10} j_c$.

ab einem Wert von $\beta_L \approx 0,15$ in Erscheinung. In diesem Zusammenhang wurden zwei mögliche Erklärungen für diesen Effekt geliefert [Pat85]. Eine potentielle Ursache könnte die Abnahme der Josephson-Eindringtiefe $\lambda_J = \sqrt{\Phi_0/(2\pi\mu_0 j_c t_B)}$ mit steigender kritischer Stromdichte und der damit verbundene Übergang der verwendeten Josephson-Kontakte in das Regime der sogenannten langen Tunnelkontakte sein. Bei Letzteren kann das vom Fluss des Suprastroms durch den Kontakt selbst generierte Magnetfeld parallel zur Ebene der Tunnelbarriere und die damit verbundenen Resonanzphänomene nicht länger vernachlässigt werden. Mit Hilfe der in Abschnitt 5.4.3 bestimmten magnetischen Dicke t_B kann die Josephson-Eindringtiefe für den in Abbildung 5.29 betrachteten Stromdichte-Bereich zwischen $291 \text{ A}/\text{cm}^2$ und $614 \text{ A}/\text{cm}^2$ zu ungefähr $20 - 30 \mu\text{m}$ bestimmt werden, was jedoch deutlich über der Kantenlänge der Josephson-Kontakte von $2 \mu\text{m}$ liegt. Ein anderer Grund könnten die in der Theorie vernachlässigten Abschirmströme in der SQUID-Schleife sein. Der Einfluss der Abschirmströme auf den Verlauf der Resonanzkurven in ungeschunteten dc-SQUIDs wurde bislang weder in der Literatur noch im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht, sodass hier keine vollständige Erklärung für den in Abbildung 5.29 beobachteten Effekt geliefert werden kann.

Für jedes in dieser Arbeit vollständig charakterisierte ungeschuntete SQUID der Chargenserie KA-CJJ-3 wurde die Kapazität pro Fläche C'_{JJ} mit Hilfe von Gleichung 5.13 sowie der nach Abschnitt 5.3.4 durchgeführten Korrektur der Fläche A der Josephson-Kontakte pro Chip bestimmt. Da sich die hergestellten ungeschunteten SQUIDs aufgrund der fehlenden externen Shunt-Widerstände während den Messungen als besonders empfindlich gegenüber elektrostatischen Entladungen erwiesen, konnte nur für einen Bruchteil der untersuchten SQUIDs die Kapazität C_{JJ} ermittelt werden. Das Inverse dieser Werte ist in Abbildung 5.30 gegen die kritische Stromdichte j_c der Kontakte aufgetragen. An die Daten ist eine Funktion der Form

$1/C'_{JJ} = p_1 + p_2 \log j_c$ angepasst, worin j_c die Einheit kA/cm^2 besitzt. Die Fitparameter betragen $p_1 = 0,132 \text{ cm}^2/\mu\text{F}$ und $p_2 = 0,053 \text{ cm}^2/\mu\text{F}$. Diese sind vergleichbar mit den Literaturwerten $p_1 = 0,200 \text{ cm}^2/\mu\text{F}$ und $p_2 = 0,043 \text{ cm}^2/\mu\text{F}$ [Mae95] beziehungsweise $p_1 = 0,172 \text{ cm}^2/\mu\text{F}$ und $p_2 = 0,043 \text{ cm}^2/\mu\text{F}$ [Tol07] anderer Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte. Dennoch fällt die intrinsische Kapazität der in der UTS500 hergestellten Tunnelkontakte in dem betrachteten Stromdichte-Bereich allgemein geringfügig höher aus, was nach der Analogie eines SIS-Kontakts zu einem Plattenkondensator auf eine dünnere Tunnelbarriere bei gleicher kritischer Stromdichte oder eine höhere relative Permittivität des Aluminiumoxids hindeuten könnte. Für eine genauere Untersuchung der Zusammensetzung und Struktur der Tunnelbarrieren der Josephson-Kontakte kann in einer Fortführung dieser Arbeit auf Verfahren wie die Transmissionselektronenmikroskopie oder die Röntgenphotoelektronenspektroskopie zurückgegriffen werden. Die in Abbildung 5.30 gefundene Abhängigkeit der intrinsischen Kapazität C'_{JJ} von der kritischen Stromdichte j_c kann dagegen bereits jetzt für die Dimensionierung und Auslegung von dc-SQUIDs genutzt werden.

5.6 Vergleich von window-type und cross-type Josephson-Kontakten

Mit Hilfe des cross-type Herstellungsprozesses können, wie bereits gezeigt, Josephson-Kontakte mit einer im Vergleich zu window-type Kontakten signifikant kleineren Fläche ohne parasitäre Überlappungen produziert werden. Bei einem wie für dc-SQUIDs vorgegebenen Wert für den kritischen Strom I_c sind für cross-type Kontakte daher höhere kritische Stromdichten j_c notwendig. Daraus ergibt sich für die Fabrikation der praktische Vorteil, dass bei festgehaltenem Oxidationsdruck deutlich kürzere Oxidationszeiten benötigt werden. Die Auswirkungen der Unterschiede in der Herstellung von cross-type und window-type Kontakten zeigen sich auch anhand der qualitativen Eigenschaften der produzierten Kontakte. Um diese zu veranschaulichen sind in Abbildung 5.31 die Strom-Spannungs-Kennlinie eines window-type sowie die eines cross-type Nb/Al-AlO_x/Nb-Kontakts mit gleichem kritischem Strom $I_c = 7,1 \mu\text{A}$ dargestellt. Beide Tunnelkontakte wurden auf Basis einer in der UTS500 abgeschiedenen Dreischichtstruktur hergestellt. Bei dem window-type Kontakt handelt es sich um einen Josephson-Kontakt der Charge KA-WJJ-1w2 mit der herstellungsbedingt kleinstmöglichen Fläche von $A_{\text{design}} = 4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$. Für den cross-type Kontakt wurde im Hinblick auf die Fabrikation von dc-SQUIDs anstelle der kleinstmöglichen Fläche eine zuverlässiger herstellbare Größe von $A_{\text{design}} = 2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ gewählt. Die im Vergleich zum window-type Kontakt viermal so große kritische Stromdichte hat neben der verkürzten Dauer der Sauerstoffexposition nach dem in Abbildung 5.22 beobachteten Zusammenhang gleichzeitig den positiven Effekt eines

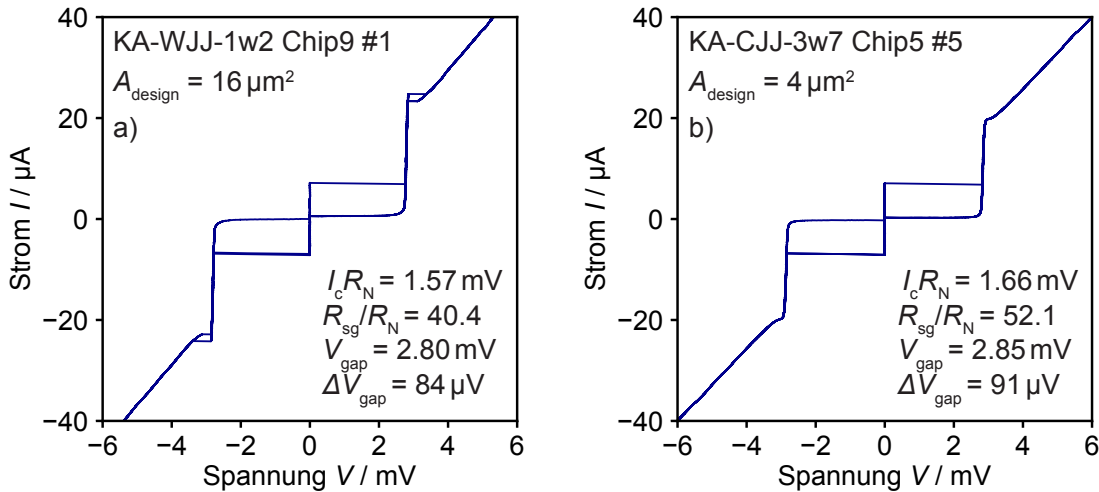


Abb. 5.31: Bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ gemessene Strom-Spannungs-Kennlinien zweier Typen von Josephson-Kontakten mit vergleichbarem kritischem Strom sowie deren charakteristische Kenngrößen zur Beurteilung der qualitativen Gemeinsamkeiten und Unterschiede. Bei der in a) gezeigten Kennlinie handelt es sich um einen window-type Josephson-Kontakt mit der Fläche $A_{\text{design}} = 16\ \mu\text{m}^2$ und bei b) um einen cross-type Kontakt mit der Fläche $A_{\text{design}} = 4\ \mu\text{m}^2$.

höheren $I_c R_N$ -Produkts. Da die Werte der Gap-Spannung V_{gap} sowie des charakteristischen Widerstandsverhältnisses R_{sg}/R_N vergleichbar hoch sind, hat der Typ des Josephson-Kontakts offenbar keinen Einfluss auf die supraleitenden Eigenschaften der Elektroden oder das äußerst geringe Leckstrom-Verhalten im Subgap-Bereich. Dagegen weist die Kennlinie des window-type Kontakts eine stärker ausgeprägte Proximity-Struktur und die des cross-type Kontakts eine größere Gap-Breite ΔV_{gap} auf. Letztere gibt die Spannungsdifferenz zwischen dem oberen und dem unteren Ende des steilen linearen Anstiegs an der Stelle der Gap-Spannung an. Eine Zunahme der Gap-Breite trotz konstanter Gap-Spannung wurde bereits in der Literatur mit steigender Dicke der Al-Schicht für Schichtdicken $d_{\text{Al}} < 10\ \text{nm}$ beobachtet [Kus93]. Da jedoch alle in der UTS500 hergestellten Dreischichtstrukturen die gleichen Schichtdicken besitzen, muss die Differenz in der Dicke der Al-Schicht relativ zur Dicke der Nb-Elektroden hier mit den unterschiedlichen Schichtdicken der obersten Nb-Kontaktierungslage verknüpft sein. Bei gutem supraleitendem Kontakt zwischen der Deckelektrode und der zur Kontaktierung strukturierten obersten Nb-Lage trägt Letztere offenbar zu den supraleitenden Eigenschaften der oberen Nb-Elektrode bei. Diese ist für den in Abbildung 5.31 a) gezeigten window-type Kontakt 300 nm dick, da die Dicke der Kontaktierungslage mindestens genauso hoch wie die Tiefe des Isolationsfensters über der Deckelektrode sein muss (vergleiche Abbildung 5.1). Die Dicke der Nb-Kontaktierung des cross-type Kontakts, dessen Kennlinie in

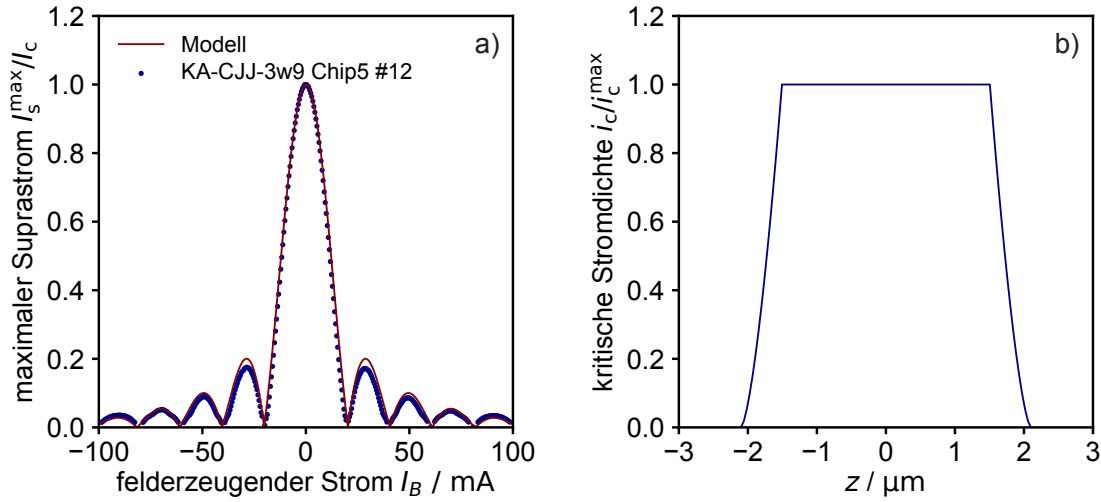


Abb. 5.32: a) Gemessene Magnetfeldabhängigkeit des maximalen Suprastroms I_s^{\max} eines cross-type Josephson-Kontakts der Charge CrossJJmini3w9 mit einer Kantenlänge von $W_{\text{design}} = 4,2 \mu\text{m}$. Der von der Kurve beschriebene Verlauf entspricht der theoretischen Magnetfeldabhängigkeit für die in b) dargestellte modellierte Verteilung der kritischen Stromdichte i_c .

Abbildung 5.31 b) dargestellt ist, beträgt hingegen nur 200 nm, da mit dieser lediglich die bei der Planarisierung des Nb/Al-AIO_x/Nb-Streifens entstandenen Unebenheiten ausgeglichen werden müssen (vergleiche Abbildung 5.2). Da die Gap-Breite von SIS-Kontakten im Gegensatz zu beispielsweise SIS-Mischern für die Eigenschaften von SQUIDs keine Rolle spielt, wurde dem Einfluss der Kontaktierungslage auf den Proximity-Effekt in dieser Arbeit keine weitere Beachtung geschenkt.

Nicht nur die erhöhte kritische Stromdichte von cross-type Josephson-Kontakten wirkt sich positiv auf die Qualität der Tunnelbarriere aus. Wie anhand der Anpassung des in Abbildung 5.32 b) graphisch dargestellten Modells der kritischen Stromdichteverteilung i_c an die in Abbildung 5.32 a) aufgetragene Magnetfeldabhängigkeit des maximalen Suprastroms I_s^{\max} eines cross-type Kontakts der Charge KA-CJJ-3w9 zu erkennen ist, trägt auf mikroskopischer Ebene auch die Bauweise der cross-type Kontakte zu einer homogenen Stromdichteverteilung bei. Da auf ein Isolationsfenster zur Kontaktierung der Deckelektrode verzichtet wird, verteilt sich der Impulsübertrag der Ar-Ionen bei der zuvor durchgeführten Reinigung mittels Ionenkanone gleichmäßig über die gesamte Fläche des Tunnelkontakts, sodass die Stromdichteverteilung $i_c(z)$ keine Vertiefungen wie in den Abbildungen 5.23 b) und 5.24 b) enthält. Zusätzlich ist der Anstieg der Stromdichteverteilung in Abbildung 5.32 b) an den Kanten des cross-type Kontakts KA-CJJ-3w9 Chip5 #12 steiler als der in Abbildung 5.24 b), da infolge der Verwendung der säurebasierten Al-Ätzlösung weniger Schäden am Rand

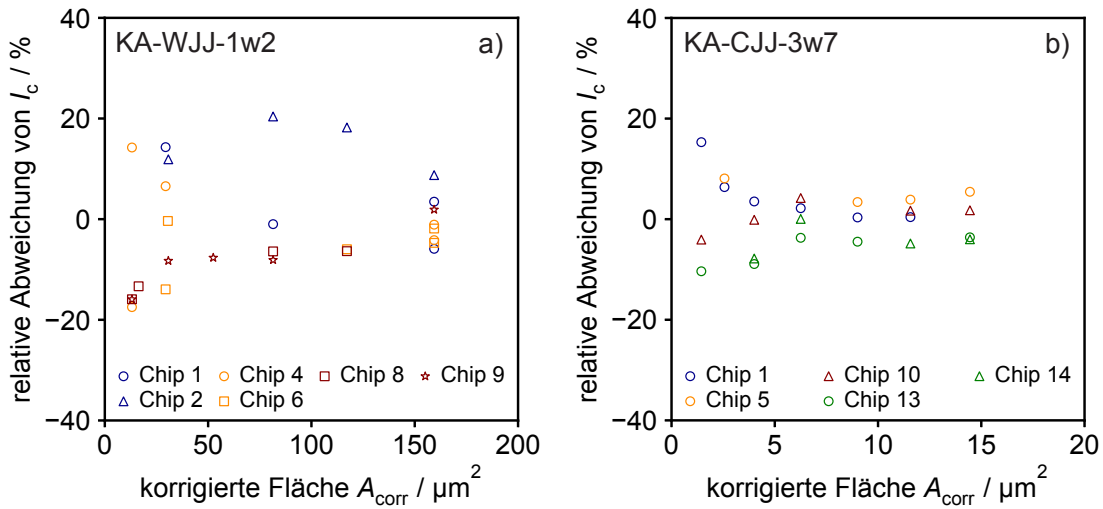


Abb. 5.33: Relative Abweichung der gemessenen kritischen Ströme I_c von der Funktion $I_c = j_c A_{\text{corr}}$ in Abhängigkeit von der korrigierten Fläche A_{corr} a) für window-type Josephson-Kontakte der Charge KA-WJJ-1w2 sowie b) für cross-type Josephson-Kontakte der Charge KA-CJJ-3w7.

der Tunnelbarriere auftreten. Abweichungen der Messdaten in Abbildung 5.32 a) von dem mit Hilfe des Modells erstellten Verlauf sind, wie man besonders gut anhand der Amplitude der ersten Nebenmixima erkennen kann, auf die Ausrichtung der Kontaktlänge W des Kontakts relativ zu den Magnetfeldlinien zurückzuführen [Bar82].

Die Inhomogenität der Stromdichteverteilung i_c , die mit der Ar-Ionenkanonen-Reinigung eines Josephson-Kontakts mit einem zuvor strukturierten Isolationsfenster einhergeht, kann mit der Variation des kritischen Stroms auf dem Substrat einer ganzen Charge von window-type Kontakten in Verbindung gebracht werden. Die Größe des Isolationsfensters kann wie alle mittels UV-Photolithographie strukturierten Flächen auf einem Substrat positionsabhängigen Schwankungen unterliegen. Für den kritischen Strom $I_c = j_c A$ der window-type Kontakte einer Charge bedeutet das, dass neben der Fläche A des Kontakts auch die kritische Stromdichte $j_c = \int_A i_c(y,z) dydz$ variiert. Um die Auswirkungen dieses Effekts zu veranschaulichen, ist in Abbildung 5.33 jeweils die prozentuale Abweichung des anhand der Beziehung $I_c = \kappa J_{\text{gap}}$ gemessenen kritischen Stroms von der Funktion $I_c = j_c A_{\text{corr}}$ für window-type Kontakte der Charge KA-WJJ-1w2 und für cross-type Kontakte der Charge KA-CJJ-3w7 gegen die Fläche aufgetragen. Beide Chargen wurden auf einem $20\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ großen Substrat hergestellt. Die in Abbildung 5.33 b) zu sehenden Chip-abhängigen Abweichungen sind der herstellungsbedingten Variation der Tunnelkontaktfläche zuzuschreiben, wobei der Einfluss kleiner Abweichungen ΔW auf die Fläche der nominell $1\ \mu\text{m}^2$ großen Kontakte am größten ist. Bei den window-type

Kontakten schwankt neben der Größe der Tunnelkontaktfläche auch die der Fläche des Isolationsfensters und damit der Wert der mittleren kritischen Stromdichte pro Josephson-Kontakt mit der Position auf dem Substrat, sodass die in Abbildung 5.33 a) aufgetragenen kritischen Ströme stark um die Fitfunktion $I_c = j_c A_{\text{corr}}$ für eine chargenweit einheitliche kritische Stromdichte j_c streuen.

Aufgrund der hier genannten Vorteile sowie selbstverständlich der reduzierten Kapazität von cross-type Josephson-Kontakten, sollen diese zukünftig in der Arbeitsgruppe standardmäßig zur Herstellung von SQUIDs verwendet werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden bereits eine Reihe von dc-SQUIDs basierend auf unterschiedlichen cross-type Kontakten entwickelt und produziert, welche im nachfolgenden Kapitel diskutiert und mit dc-SQUIDs basierend auf window-type Kontakten verglichen werden sollen.

6. Stromsensor-SQUIDs zur Auslese metallischer magnetischer Kalorimeter

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden erstmals in der Arbeitsgruppe dc-SQUIDs zur Auslese metallischer magnetischer Kalorimeter entworfen und hergestellt, die auf cross-type Josephson-Kontakten basieren. Die Induktivität eines der aktuell in der Arbeitsgruppe entwickelten magnetischen Mikrokalorimeter beträgt zwischen etwa 1,1 nH für das ECHO-Experiment [Man21b] und 8,8 nH für den MOCCA Detektor [Gam19, Sch21]. Zur auslesebezogenen Optimierung der erreichbaren Energieauflösung der verschiedenen Detektoren wurden in dieser Arbeit Stromsensor-SQUIDs mit drei unterschiedlichen Eingangsinduktivitäten entworfen. Diese wurden im Hinblick auf eine maximale Fluss-zu-Fluss-Übertragung $\delta\Phi_s/\delta\Phi_p$ und eine minimale extrinsische Energiesensitivität ϵ_p an die entsprechenden Induktivitäten der individuellen Detektorkanäle von 1,6 nH, 6 nH und 10 nH angepasst. Zu Beginn dieses Kapitels werden die dazu verwendeten Formeln und Überlegungen hergeleitet und diskutiert. Anschließend sind die verschiedenen Schritte und Prozesse zur Mikrofabrikation der entworfenen SQUIDs sowie die Methoden zur Charakterisierung ihrer Eigenschaften beschrieben. Schließlich werden die erstellten SQUID-Designs sowie charakteristische Kenngrößen wie zum Beispiel die Energiesensitivität der hergestellten SQUIDs vorgestellt. Der Fokus der Diskussion liegt dabei auf den Unterschieden der SQUIDs basierend auf cross-type und window-type Josephson-Kontakten sowie den Vor- und Nachteilen der Verwendung von dc-SQUIDs mit einem zusätzlichen Zwischentransformator zur Auslese von metallischen magnetischen Kalorimetern.

6.1 Simulation und Berechnung von Design-Parametern

Bei dem dc-SQUID mit der kleinsten Eingangsinduktivität handelt es sich wie bei den zuvor in der Arbeitsgruppe hergestellten dc-SQUIDs um ein einfach gekoppeltes Washer-SQUID mit integrierter Einkoppelspule. Für die Berechnung der zur Dimensionierung des SQUIDs benötigten Parameter wurde der theoretische Ausdruck für die Energiesensitivität ϵ_p in Bezug auf die Induktivität $L_p = L_m/2 = 1,14$ nH der beiden parallel verschalteten mäanderförmigen Detektionsspulen des ECHO-100k Detektors minimiert. Um während des Abkühlens im Erdmagnetfeld das Einfangen von Flussschläuchen [Sta04] in der SQUID-Schleife zu verhindern, wurde diese im Design mit einer Strukturbreite von 5 μm ausgeführt. Aufgrund des in der Arbeitsgruppe herstellungsbedingt limitierten Mitte-zu-Mitte-Abstand zweier Strukturen

von wenigstens $4\ \mu\text{m}$ können Einkoppelspulen mit mehreren Windungen und folglich einfach gekoppelte dc-SQUIDS mit höherer Eingangsinduktivität auf einer $5\ \mu\text{m}$ breiten SQUID-Schleife nicht realisiert werden. Deshalb wurde zur Auslese von magnetischen Mikrokalorimetern mit einer höheren Induktivität von etwa $6\ \text{nH}$ und $10\ \text{nH}$ zusätzlich je ein supraleitender Flusstransformator entworfen, um die Fluss-zu-Fluss-Kopplung $\delta\Phi_s/\delta\Phi_p$ zwischen SQUID und Detektor zu maximieren. Dieser Transformator ist auf der einen Seite an die Induktivität der Detektionsspule des magnetischen Mikrokalorimeters und auf der anderen Seite an die Induktivität der Einkoppelspule des zuvor entworfenen einfach gekoppelten SQUIDS angepasst.

6.1.1 Minimierung der extrinsischen Energiesensitivität

Ein für die Auslese von metallischen magnetischen Kalorimetern geeignetes Stromsensor-SQUID zeichnet sich durch ein geringes Eigenrauschen und eine größtmögliche Fluss-zu-Fluss-Kopplung aus. Beide Anforderungen können durch die Minimierung der extrinsischen Energiesensitivität $\epsilon_p = S_{\Phi_s,p}/2L_p$, die den Einfluss des Flussrauschens $\sqrt{S_{\Phi_s}}$ des SQUIDS auf eine Detektionsspule mit der Induktivität L_p beschreibt, gleichzeitig erfüllt werden. Die allgemeine Formel zur Berechnung der extrinsischen Energiesensitivität

$$\epsilon_p = \frac{S_{\Phi_s}(L_i + L_{\text{par}} + L_p)}{2L_p L_s k_{\text{is}}^2 s_{\text{in}}} \quad (6.1)$$

wurde bereits in Abschnitt 3.1 hergeleitet und bezieht sich auf eine beliebige Detektionsspule mit der Induktivität L_p , die, wie in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt ist, über eine parasitäre Induktivität L_{par} mit der Einkoppelspule der Induktivität L_i eines gekoppelten dc-SQUIDS verbunden ist. Das Minimum der extrinsischen Energiesensitivität ϵ_p wird demnach erreicht, sobald das Eigenrauschen des SQUIDS $\sqrt{S_{\Phi_s}}$ minimal und der Kopplungsfaktor k_{is} zwischen Einkoppelspule und SQUID-Schleife maximal ist. Ebenso sollte $L_i = L_p + L_{\text{par}}$ gelten, sodass der Abschirmfaktor $s_{\text{in}} = L_i/(L_i + L_{\text{par}} + L_p)$ den maximalen Wert von $0,5$ annimmt. Die Detektionsspule eines Mikrokalorimeters des ECHO-100k Detektors setzt sich aus zwei parallel verschalteten mäanderförmigen Spulen jeweils mit der Induktivität $L_m = 2,27\ \text{nH}$ zusammen [Man21b]. Für die parasitäre Induktivität L_{par} , welche unter anderem die Induktivität von Zuleitungen oder die der zur elektrischen Kontaktierung zwischen Detektor-Chip und SQUID-Chip verwendeten Bonddrähte umfasst, wurde für die im Folgenden durchgeführten Berechnungen ein Wert von $0,5\ \text{nH}$ angenommen [Hen17]. Folglich sollte die Induktivität L_i der Einkoppelspule des Stromsensor-SQUIDS, das zur Auslese des ECHO-100k Detektors eingesetzt werden soll, idealerweise $L_m/2 + L_{\text{par}} = 1,64\ \text{nH}$ betragen. Der Kopplungsfaktor k_{is} kann höchstens den Wert Eins annehmen und wird von der Dicke der zur galvanischen

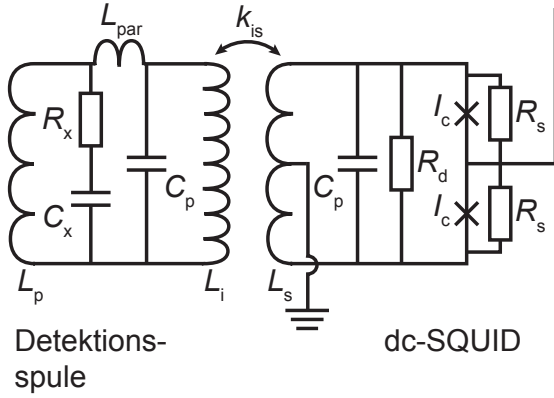


Abb. 6.1: Ersatzschaltbild eines einfach gekoppelten dc-SQUIDs mit integrierter Einkoppelspule und auszulesender Detektionspule L_p . Die durch die parasitäre Kapazität C_p zwischen SQUID-Schleife L_s und Einkoppelspule L_i hervorgerufenen Resonanzen werden von einem Washer-Shunt R_d und einem $R_x C_x$ -Glied gedämpft.

Trennung von Einkoppelspule und SQUID-Washer abgeschiedenen Isolationsschicht sowie der Geometrie der Einkoppelspule auf dem Washer maßgeblich beeinflusst. Das in Gleichung 6.1 enthaltene Flussrauschen mit der spektralen Leistungsdichte

$$S_{\Phi_s} = 2k_B T \frac{L_s^2}{R_s} \left[(1 - k_{is}^2 s_{in})^2 + \frac{\sqrt{2}(1 + \beta_L)^2}{\beta_L^2} \right] \quad (6.2)$$

entspricht wiederum dem in Abschnitt 2.2.3 hergeleiteten weißen Rauschen eines dc-SQUIDs. Aufgrund der abschirmenden Wirkung des Flusstransformators, welcher von den beiden mäanderförmigen Spulen, der parasitären Induktivität sowie der Einkoppelspule gebildet wird, wurde hierbei statt der geometrischen Induktivität L_s der SQUID-Schleife die geschirmte Induktivität $L_s(1 - k_{is}^2 s_{in})$ verwendet [Knu88]. Der Transferkoeffizienten V_{Φ_s} , welcher das intrinsische Spannungsrauschen des SQUIDs in ein Flussrauschen überführt, wird ebenfalls von der magnetischen Schirmung durch den Flusstransformator beeinflusst [Knu88]. Dieser Effekt ist jedoch vernachlässigbar gering. Die Größe der geometrischen Induktivität L_s sowie der Shunt-Widerstände R_s des im Rahmen dieser Arbeit entworfenen einfach gekoppelten dc-SQUIDs zur Auslese des ECHO-100k Detektors basiert schließlich auf der numerischen Minimierung des Ausdrucks

$$\epsilon_p = k_B T \sqrt{L_s C} \sqrt{\frac{\pi \beta_L}{\beta_c}} \left[(1 - k_{is}^2 s_{in})^2 + \frac{\sqrt{2}(1 + \beta_L)^2}{\beta_L^2} \right] \frac{L_i + L_{par} + L_m/2}{k_{is}^2 s_{in} L_m/2} \quad (6.3)$$

$$= k_B T \sqrt{\frac{\beta_L \Phi_0 C}{2I_c}} \sqrt{\frac{\pi \beta_L}{\beta_c}} \left[(1 - k_{is}^2 s_{in})^2 + \frac{\sqrt{2}(1 + \beta_L)^2}{\beta_L^2} \right] \frac{2L_{par} + L_m}{k_{is}^2 s_{in}^2 L_m} \quad (6.4)$$

Variiert wurden dabei die Parameter $\beta_c = 2\pi I_c R_s^2 C / \Phi_0$ und $\beta_L = 2I_c L_s / \Phi_0$ unter der Voraussetzung, dass $L_i = L_{par} + L_m/2$ gilt und der Kopplungsfaktor k_{is} maximal

0,75 betragen darf. Letzteres entspricht erfahrungsgemäß dem in der Arbeitsgruppe technisch umsetzbaren Limit der Kopplungsstärke. Der angestrebte kritische Strom I_c der Josephson-Kontakte wurde dabei zuvor auf $6\ \mu\text{A}$ festgelegt. Des Weiteren wurde die Variation der Parameter β_L und β_c auf $\beta_L \leq 1$ und $\beta_c \leq 0,7$ beschränkt, um ein hysteretisches Verhalten des SQUIDs zu vermeiden.

Gemäß dem Ergebnis dieser Minimierung sollte das zu entwerfende SQUID einen Abschirmparameter von $\beta_L = 0,86$ und einen Stewart-McCumber-Parameter von $\beta_c = 0,70$ besitzen. Wird das SQUID auf Basis von $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ großen in der UTS500 am IMS hergestellten cross-type Josephson-Kontakten realisiert, die bei einem kritischen Strom von $I_c = 6\ \mu\text{A}$ nach dem in Abbildung 5.30 gefundenen Zusammenhang $1/C'_{JJ} = 0,132 - 0,053 \log_{10} j_c$ eine Kapazität von $C = 0,23\ \text{pF}$ besitzen, entspricht das einer SQUID-Induktivität von $L_s = 147\ \text{pH}$ und einem Shunt-Widerstand von $R_s = 12,9\ \Omega$. Bei der Betriebstemperatur des ECHO-100k Detektors von $T = 20\ \text{mK}$ liegt die theoretisch erreichbare minimale Energiesensitivität bezogen auf einen Detektor kanal dann bei $\epsilon_{p,\text{ECHO}100\text{k}} = 0,35\ h$. Bei den gradiometrisch verschalteten mäanderförmigen Spulen der in dieser Arbeitsgruppe entwickelten magnetischen Mikrokalorimeter ist es sinnvoll, auch die extrinsische Energiesensitivität $\epsilon_m = S_{\Phi_{s,m}}/2L_m$ in Bezug auf eine einzelne Mäander-Spule anzugeben. Da ihre Induktivität $L_m = 2L_p$ doppelt so groß ist wie die Induktivität L_p eines gesamten Detektor kanals und die Fluss-zu-Fluss-Übertragung $\delta\Phi_s/\delta\Phi$ zwischen der SQUID-Schleife und einer Mäander-Spule nur halb so groß wie die Fluss-zu-Fluss-Übertragung $\delta\Phi_s/\delta\Phi_p$ für eine einzelne Detektionsspule ist (vergleiche Gleichung 4.4), ist die extrinsische Energiesensitivität bezogen auf einen Detektor pixel

$$\epsilon_m = \frac{S_{\Phi_{s,m}}}{2L_m} = \frac{S_{\Phi_s}}{2L_m} \left(\frac{\delta\Phi}{\delta\Phi_s} \right)^2 = \frac{S_{\Phi_s}}{2(2L_p)} \left(2 \frac{\delta\Phi_p}{\delta\Phi_s} \right)^2 = 2\epsilon_p \quad (6.5)$$

gerade das Doppelte der Energiesensitivität ϵ_p bezogen auf einen Detektor kanal. Das auf Grundlage dieser optimalen Parameter erstellte SQUID-Design wird in Abschnitt 6.3.1 vorgestellt werden.

Wie bereits erwähnt, sind die Einkoppelspulen der in dieser Arbeitsgruppe hergestellten SQUIDs nur mit einer einzigen Windung auf dem SQUID-Washer realisiert. Eine Einkoppelspule mit einer Induktivität von $L_i = 1,64\ \text{nH}$ kann auf einem SQUID-Washer mit einer Induktivität von $L_s = 147\ \text{pH}$ planar strukturiert werden, indem der Washer als Parallelgradiometer zweiter Ordnung und die Einkoppelspule als serielles Gradiometer zweiter Ordnung ausgeführt wird. Dadurch wird die Induktivität einer einzelnen Washer-Schleife viermal so groß wie die SQUID-Induktivität L_s , während die Induktivität einer einzelnen Schleife der Einkoppelspule nur ein Viertel von der Induktivität L_i beträgt (vergleiche Abschnitt 3.3). Für ein SQUID mit einer angestrebten Eingangsinduktivität von $6\ \text{nH}$ oder $10\ \text{nH}$ muss jedoch auf einen

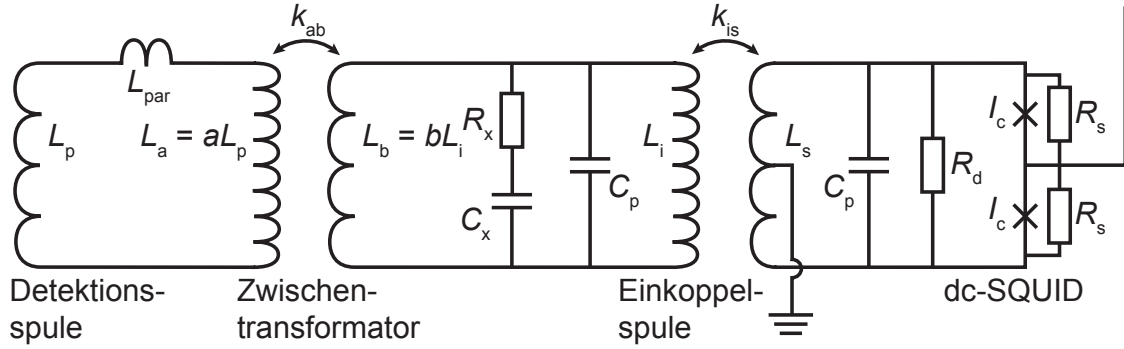


Abb. 6.2: Ersatzschaltbild eines gekoppelten dc-SQUIDs mit Zwischentransformator. Die Induktivitäten L_a und L_b der primären und sekundären Spule des Zwischentransformators sind durch die Parameter a und b als Vielfaches der Induktivitäten L_p und L_i der Detektionsspule und der Einkoppelspule angegeben.

zusätzlichen supraleitenden Flusstransformator zwischen Detektionsspule und Einkoppelspule zurückgegriffen werden, um die hohe Eingangsinduktivität ohne große Kopplungsverluste mit einer geringen SQUID-Induktivität zu vereinen.

Für die Umsetzung der wie in Abbildung 6.2 schematisch dargestellten gekoppelten SQUIDs mit Zwischentransformator wurde das Design des zuvor entworfenen einfach gekoppelten SQUIDs inklusive der Größe der Parameter L_s , L_i und R_s übernommen und lediglich die Dimensionierung der Induktivitäten L_a und L_b des Flusstransformators entsprechend der Induktivität der vorgesehenen Detektionsspule angepasst. Durch diese Vorgehensweise kann das Resonanzverhalten sowie das intrinsische Flussrauschen des SQUIDs unabhängig von der Größe einer Detektionsspule optimiert und anschließend jede beliebige Induktivität über einen eigens dafür entworfenen Transformator angeschlossen werden. Die Verwendung eines zusätzlichen Zwischentransformators bietet gegenüber der Verwendung des einfach gekoppelten SQUIDs mit nomineller Eingangsinduktivität $L_i = 1,64 \text{ nH}$ einen Vorteil in Bezug auf die extrinsische Energiesensitivität

$$\epsilon_p = \frac{S_{\Phi_s, P}}{2L_p} = \frac{S_{\Phi_s}}{2L_p} \frac{S_{\Phi_s, P}}{S_{\Phi_s}} = \frac{S_{\Phi_s}}{2L_p} \left(\frac{\delta\Phi_p}{\delta\Phi_s} \right)^2, \quad (6.6)$$

wenn die Fluss-zu-Fluss-Übertragung des SQUIDs mit Zwischentransformator

$$\frac{\delta\Phi_s}{\delta\Phi_p} = \frac{M_{is}M_{ab}}{(L_p + L_a + L_{par})(L_b + L_i) - M_{ab}^2} \quad (6.7)$$

(siehe Gleichung 3.15) größer als die Kopplung $\delta\Phi_s/\delta\Phi_p = M_{is}/(L_i + L_{\text{par}} + L_p)$ des SQUIDs ohne Zwischentransformator ist. Da eine erhöhte Fluss-zu-Fluss-Kopplung neben einer verbesserten Energieauflösung eines magnetischen Mikrokalorimeters maßgeblich zu einer vergrößerten Signalhöhe der Ausgangsspannung eines zur Auslese verwendeten SQUIDs beiträgt, resultieren die Parameter zur Konstruktion der Flusstransformatoren in dieser Arbeit daher aus der Maximierung dieser Kopplung.

6.1.2 Maximierung der Fluss-zu-Fluss-Kopplung

Zur Maximierung der Fluss-zu-Fluss-Kopplung wurden die Induktivitäten $L_a = aL_p$ und $L_b = bL_i$ der primären und sekundären Spule des Zwischentransformators wie bereits in Abschnitt 3.2 als Vielfache der Induktivitäten der Detektions- und der Einkoppelspule formuliert. Bei gegebener Induktivität L_s der SQUID-Schleife und Kopplungsstärke k_{is} sowie vorgesehener Induktivität L_p der Detektionsspule sind dann die Parameter zur Maximierung der Fluss-zu-Fluss-Kopplung (vergleiche Gleichung 3.17)

$$\frac{\delta\Phi_s}{\delta\Phi_p} = \frac{\sqrt{L_s}}{\sqrt{L_p}} \frac{k_{is}k_{ab}\sqrt{ab}}{1 + a + b + L_{\text{par}}/L_p(1 + b) + ab(1 - k_{ab}^2)} \quad (6.8)$$

gerade durch die Variablen a und b gegeben. Im Fall vernachlässigbar kleiner parasitärer Induktivität $L_{\text{par}} \approx 0$ wird das Maximum der Fluss-zu-Fluss-Kopplung erreicht, sofern

$$a = \frac{1 + b}{1 + (1 - k_{ab}^2)b} \quad \text{und} \quad b = \frac{1 + a}{1 + (1 - k_{ab}^2)a} \quad (6.9)$$

identisch sind. Der Wert der Variablen hängt dann, wie Abbildung 6.3 zeigt, nur noch vom Kopplungsfaktor k_{ab} zwischen den Spulen des Zwischentransformators ab. Insbesondere im Bereich hervorragender Kopplungsstärken zwischen 0,9 und 1, welche für eine maximale Fluss-zu-Fluss-Übertragung angestrebt werden, besitzt diese Abhängigkeit einen steilen Anstieg. Der Kopplungsfaktor k_{ab} hängt wiederum von der Realisierung des planar strukturierten Flusstransformators ab, weshalb es sich beim Entwurf der Flusstransformatoren in dieser Arbeit um einen iterativen Prozess handelte. Zunächst wurde ein technisch realisierbarer Wert für den Kopplungsfaktor angenommen und mit diesem die Größe der Variablen a und b ermittelt, bei welcher Gleichung 6.8 maximal wird. Die Induktivitäten L_a und L_b der beiden Transformator-Spulen sowie die Kopplung k_{ab} des auf Basis dieser Werte erstellten Designs wurden mit Hilfe des Simulationsprogramms InductEx bestimmt. Der simulierte Wert des Kopplungsfaktors k_{ab} diente anschließend wiederum als Grundlage für eine erneute

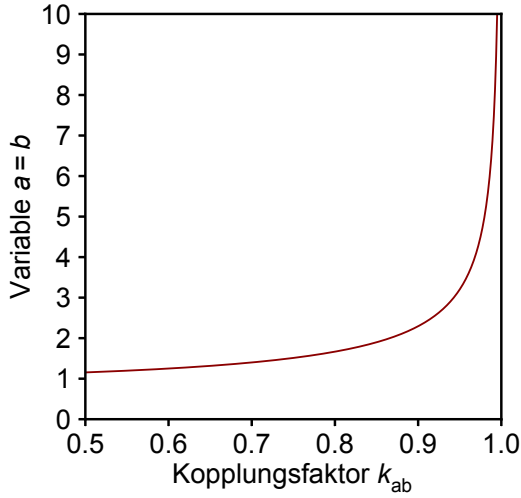


Abb. 6.3: Abhängigkeit der Größe der Variablen a und b vom Kopplungsfaktor k_{ab} zwischen den Spulen eines Zwischentransformators bei maximaler Fluss-zu-Fluss-Übertragung $\delta\Phi_s/\delta\Phi_p$ und vernachlässigbarer parasitärer Induktivität L_{par} .

Berechnung der optimalen Parameter a und b . Dieser Prozess wurde so lange wiederholt, bis der praktisch größtmögliche Kopplungsfaktor k_{ab} und gleichzeitig eine zur Optimierung der Fluss-zu-Fluss-Übertragung geeignete Dimensionierung der Induktivitäten $L_a = aL_p$ und $L_b = bL_i$ erreicht werden konnte. Bei einem in dieser Arbeit maximal erreichbaren Kopplungsfaktor von $k_{ab} = 0,98$ und einer parasitären Induktivität von $L_{par} = 0,5 \text{ nH}$ wird die maximale Fluss-zu-Fluss-Kopplung für eine Detektionsspule von $L_p = 10 \text{ nH}$ bei $a = 5,03$ und $b = 5,28$ erreicht. Wird eine derartige Detektionsspule über einen solchen Flusstransformator an ein einfach gekoppeltes SQUID mit Induktivität $L_s = 147 \text{ pH}$ und Kopplungsfaktor $k_{is} = 0,75$ gekoppelt, beträgt die Fluss-zu-Fluss-Übertragung $\delta\Phi_s/\delta\Phi_p = 3,62\%$. Wird die gleiche Detektionsspule dagegen ohne Zwischentransformator direkt an die Einkoppelspule des einfach gekoppelten SQUIDs mit der Induktivität $L_i = 1,64 \text{ nH}$ angeschlossen, beträgt die Fluss-zu-Fluss-Übertragung nur $3,03\%$. Mit Hilfe eines supraleitenden Zwischentransformators kann in diesem Fall die Signalübertragung vom Detektor zum SQUID und damit das gemessene Ausgangssignal am SQUID folglich um 20% gesteigert werden. Aufgrund der gradiometrischen Anordnung der mäanderförmigen Detektionsspulen der in dieser Arbeitsgruppe entwickelten Detektoren ist die Fluss-zu-Fluss-Übertragung $\delta\Phi_s/\delta\Phi$ gegenüber eines Detektors mit einer einzelnen Detektionsspule der Induktivität $L_p = 0,5L_m$ um einen Faktor 2 verringert (vergleiche Gleichung 4.4). Wie sich zeigt, gilt dies sowohl für einfach gekoppelte dc-SQUIDs als auch für SQUIDs mit Zwischentransformator (vergleiche Gleichungen 3.10 und 3.11):

$$\frac{\delta\Phi_s}{\delta\Phi} = \frac{M'_{is}}{L_m + 2(L'_i + L_{par})} \quad (6.10)$$

$$= \frac{M_{ab}M_{is}/(L_i + L_b)}{L_m + 2L_a[1 - k_{ab}^2 L_b/(L_i + L_b)] + 2L_{par}} = \frac{1}{2} \frac{\delta\Phi_s}{\delta\Phi_p} \quad (6.11)$$

Bei einem magnetischen Mikrokalorimeter mit gradiometrisch verschalteten mäanderförmigen Detektionsspulen der Induktivität $L_m = 2 \cdot 10 \text{ nH}$ ist daher mit einer Signalübertragung von $\delta\Phi_s/\delta\Phi = 1,81 \%$ zu rechnen.

6.1.3 Dämpfung von Resonanzen

In die in dieser Arbeit erstellten SQUID-Designs wurden ebenfalls elektrische Bauteile zur Dämpfung potentieller Resonanzen integriert. Diese bestehen, wie in den Abbildungen 6.1 und 6.2 gezeigt, aus einem Shunt-Widerstand R_d parallel zur Induktivität der SQUID-Schleife sowie einem $R_x C_x$ -Glied parallel zur Induktivität der Einkoppelspule. Diese sollen sowohl die Resonanzen infolge der parasitären Kapazität C_p zwischen Einkoppelspule und SQUID-Schleife, als auch die Mikrostreifenleiter-Resonanzen dämpfen (vergleiche Abschnitt 3.1). Zur Abschätzung des Einflusses der parasitären Kapazität kann diese mit Hilfe der Formel

$$C_p = \frac{l_{i,1/4} C'_{\text{str}}}{8} = \frac{l_{i,1/4}}{8} \frac{\epsilon_0 \epsilon_r w_i K_f}{d_{\text{Iso}}} \quad (6.12)$$

theoretisch vorhergesagt werden [Enp92b]. Darin entspricht $l_{i,1/4}$ der Länge der Einkoppelspule auf einer einzelnen Washer-Schleife und C'_{str} der Mikrostreifenleiter-Kapazität pro Einheitslänge. Letztere wird wiederum von der Strukturweite w_i der Einkoppelspule, der Dicke d_{Iso} der Isolationsschicht zwischen Einkoppelspule und SQUID-Washer sowie dem sogenannten Feldverstärkungsfaktor $K_f(w_i, d_i, d_{\text{Iso}})$ bestimmt [Cha79]. Wird die Einkoppelspule wie in dieser Arbeit mit einer Dicke von $d_i = 400 \text{ nm}$ als $3 \mu\text{m}$ breite Bahn strukturiert und über eine 300 nm dicke SiO_2 -Schicht mit der Permittivität $\epsilon_r = 3,9$ galvanisch vom Washer getrennt, beträgt der Feldverstärkungsfaktor $K_f \approx 1,4$ und damit die Mikrostreifenleiter-Kapazität pro Einheitslänge $C'_{\text{str}} = 0,48 \text{ nF/m}$. Die Länge der Einkoppelspule pro Washer-Schleife wurde für das in dieser Arbeit entworfene gekoppelte SQUID zu etwa $l_{i,1/4} \approx 430 \mu\text{m}$ vermessen. Da der Washer als Parallelgradiometer zweiter Ordnung realisiert ist, muss Gleichung 6.12 für die Berechnung der parasitären Kapazität $C_{p,w}$ über die gesamte Induktivität des SQUID-Washers mit einem Faktor 4 multipliziert werden [Enp92b]. Daraus ergibt sich für die parasitäre Kapazität des gekoppelten SQUIDS in dieser Arbeit ein Wert von $C_{p,w} \approx 0,10 \text{ pF}$. Diese ist damit etwa halb so groß wie die Kapazität $C = 0,23 \text{ pF}$ eines $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ großen cross-type Josephson-Kontakts, wodurch die Frequenz der $L_s C_p$ -Resonanz $f_{L_s C_p} = 1/(2\pi \sqrt{L_s 4C_p}) = 40,6 \text{ GHz}$ in den Bereich der optimalen Betriebsfrequenz des SQUIDS von $f_{\text{op}} = I_c R_s / \Phi_0 = 11,3 \text{ GHz}$ bei $I_c = 6 \mu\text{A}$ und $R_s = 12,9 \Omega$ (vergleiche Abschnitt 3.1) fällt [Ryh89]. Deshalb wurde zur Dämpfung dieser Resonanz bei allen SQUIDS in dieser Arbeit ein Widerstand $R_d = R_s$ parallel zur Gesamtinduktivität des Washers geschaltet.

Während die Frequenz f_{lw} der Mikrostreifenleiter-Resonanz, bei welcher der SQUID-Washer als signalführender Leiter und die Einkoppelspule als Massefläche agieren, aufgrund der parallelen Anordnung der SQUID-Schleifen im Bereich von 100 GHz liegt, muss beim umgekehrten Fall der Einkoppelspule als signalführender Leiter infolge der Realisierung dieser als seriell Gradimeter mit einer Resonanzfrequenz nahe der Betriebsfrequenz des SQUIDs gerechnet werden. Die Frequenz

$$f_{l_i} = \frac{c_{\text{str}}}{2l_i} = \frac{1}{2l_i \sqrt{L'_{\text{str}} C'_{\text{str}}}} \quad (6.13)$$

hängt von der Gesamtlänge $l_i = 4l_{i,1/4}$ der Einkoppelspule sowie der Ausbreitungsgeschwindigkeit c_{str} elektromagnetischer Signale innerhalb der Einkoppelspule ab [Enp92b]. Letztere berechnet sich für Mikrostreifenleiter bekanntermaßen aus dem Inversen der Wurzel über die Mikrostreifenleiter-Kapazität C'_{str} und -Induktivität $L'_{\text{str}} = \mu_0(d_{\text{Iso}} + 2\lambda)/(w_i + 2d_{\text{Iso}} + 4\lambda)$ pro Einheitslänge [Cha79]. Hierbei entspricht λ der magnetischen Eindringtiefe der supraleitenden Spulen, welche im Rahmen von Abschnitt 5.4.3 für die in der UTS500 abgeschiedenen Nb-Schichten zu $\lambda = 48$ nm bestimmt wurde. Die daraus resultierende Resonanzfrequenz von $f_{l_i} = 36,3$ GHz ist damit nicht wie gefordert mindestens viermal so groß wie die optimale Betriebsfrequenz f_{op} , weshalb bei den entworfenen SQUIDs auch Shunt-Widerstände R_x parallel zur Zuleitung der Einkoppelspule integriert wurden. Die Größe des Widerstands entspricht dabei der nominellen Impedanz des Streifenleiters [Cha79, Enp92a]

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L'_{\text{str}}}{C'_{\text{str}}}} \quad (6.14)$$

Für das in dieser Arbeit entworfene SQUID mit integrierter Einkoppelspule ergibt sich daher ein Widerstand von $R_x = 16,5 \Omega$. Die Shunt-Kapazität C_x dient der Unterdrückung des niederfrequenten Stromrauschens, das von dem Widerstand R_x verursacht wird, und ist so dimensioniert, dass gleichzeitig die Güte

$$Q_{L_i C_p} = R_x \sqrt{\frac{(C_x + C_p/4)(L'_i + L_p)}{L'_i L_p}} \quad (6.15)$$

der $L_i C_p$ -Resonanz auf einen moderaten Wert von $Q_{L_i C_p} \approx 2$ festgelegt wird [Can96]. Aufgrund der Realisierung der Einkoppelspule als seriell Gradimeter zweiter Ordnung ist dabei die parasitäre Kapazität im Eingangskreis insgesamt um einen Faktor 4 gegenüber der parasitären Kapazität pro Gradimeterschleife reduziert. Abhängig von der Induktivität L_p der an die Einkoppelspule angeschlossenen Spule, welche im Falle des einfach gekoppelten SQUIDs der Induktivität der Detektionsspule und im Falle eines SQUIDs mit Zwischentransformator der Induktivität L_b entspricht,

nimmt die Induktivität der Einkoppelpule den geschirmten Wert $L'_i = L_i(1 - k_{is}^2 s)$ an. Der Faktor $s = (\beta_L s_{in} k_{is}^2) / (6 + 2\beta_L + \beta_L s_{in} k_{is}^2)$ beschreibt dabei den Einfluss der Abschirmströme in der SQUID-Schleife in Anwesenheit eines Flusstransformators. Der Wert der Shunt-Kapazität C_x ist daraufhin für jedes SQUID mit variierender Eingangsinduktivität verschieden und liegt bei den SQUIDs in dieser Arbeit im Bereich zwischen 10 pF und 20 pF.

6.2 Experimentelle Methoden

Die dc-SQUIDs, welche auf Basis der im vorherigen Abschnitt bestimmten Design-Parameter entworfenen wurden, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit selbstständig hergestellt und vollständig charakterisiert. Für die zur Herstellung genutzten Dünnschichtverfahren wurden die in Abschnitt 5.2.3 beschriebenen Vakuumanlagen und Prozesse verwendet. Der Großteil der anschließenden Charakterisierung wurde bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ in einem Transportbehälter für flüssiges Helium durchgeführt. Die Messungen des Flussrauschens $\sqrt{S_{\Phi_s}}$ fanden dagegen bei der üblichen Betriebstemperatur der in dieser Arbeitsgruppe entwickelten metallischen magnetischen Kalorimeter von $T = 20\text{ mK}$ in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungskryostaten statt. Dazu wurde die in der Arbeitsgruppe genutzte Methode der Kreuzkorrelationsmessung verwendet [Uhr17], welche in diesem Kapitel kurz vorgestellt werden soll.

6.2.1 Mikrofabrikation

Die Produktion der entwickelten dc-SQUIDs im institutseigenen Reinraum geschah in Zusammenarbeit mit dem Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme (IMS) in Karlsruhe. Die Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur für die Herstellung der Josephson-Kontakte sowie alle anderen supraleitenden Schichten aus Nb wurden am IMS abgeschieden. Die Deposition der Isolationslagen und einer Schicht aus Gold-Palladium für resistive Elemente sowie die gesamte Strukturierung wurden dagegen am Kirchhoff-Institut für Physik (KIP) in Heidelberg durchgeführt. Neben den auf cross-type Josephson-Kontakten basierenden SQUIDs, welche in dieser Arbeit auf zwei unterschiedliche Weisen realisiert wurden, wurden die selben SQUIDs auch auf Grundlage von window-type Kontakten hergestellt, um den Einfluss des Typs eines Josephson-Kontakts sowie der verringerten Kapazität der cross-type Kontakte untersuchen zu können. Die SQUID-Designs unterscheiden sich dabei lediglich im Bereich der Josephson-Kontakte voneinander (siehe Abschnitt 6.4.3). Um beim späteren Vergleich auch Unterschiede in den zur Herstellung abgeschiedenen Schichten ausschließen zu können, wurden dazu drei Chargen SQUIDs basierend auf Dreischichtstruk-

Tab. 6.1: Zusammenfassung der einzelnen Mikrofabrikationsschritte für die Herstellung der ihm Rahmen dieser Arbeit entwickelten Stromsensor-SQUIDs basierend auf window-type und cross-type Josephson-Kontakten. Bei dem Typ II Verfahren verlaufen Ein- und Rückkoppelspule innerhalb der Nb/Al-AIO_x/Nb-Dreischichtstruktur unterhalb des SQUID-Washers.

| Lage | Material | Dicke [nm] | Prozessart | Strukturen | | |
|------|---------------------|------------|---------------------------|---|---|--|
| | | | | cross-type Typ I | cross-type Typ II | window-type |
| 1 | Nb | 100 | ICP-RIE | | Josephson-Kontakte, Ein- und Rückkoppelspule, elektrische Zuleitung, sekundäre Shunt-Elektroden | Josephson-Kontakte, SQUID-Washer, elektrische Zuleitung, sekundäre Transformator-Spule, Shunt-Elektroden |
| 2 | Al-AIO _x | 7 | Nassätzen/ Plasmaätzen | Josephson-Kontakte, elektrische Zuleitung | | |
| 3 | Nb | 100 | ICP-RIE | | | |
| 4 | SiO ₂ | 220 | Lift-Off | Planarisierung | Planarisierung | - |
| 5 | SiO ₂ | 150 | Lift-Off | - | isolierende Schicht | - |
| 6 | Nb | 200 | ICP-RIE | SQUID-Washer, elektrische Zuleitung, sekundäre Transformator- Spule, Shunt-Elektroden | SQUID-Washer, Shunt-Elektroden, elektrische Zuleitung | - |
| 7 | SiO ₂ | 150 | Lift-Off | isolierende Schichten | - | isolierende Schichten |
| 8 | SiO ₂ | 150 | Lift-Off | | - | |
| 9 | AuPd | 260 | Lift-Off | resistive Elemente | resistive Elemente | resistive Elemente |
| 10 | Nb | 400 | Lift-Off | Ein- und Rückkoppelspule, primäre Transformator-Spule, Shunt-Elektroden | - | Ein- und Rückkoppelspule, primäre Transformator-Spule, Shunt-Elektroden |

turen mit variierender kritischer Stromdichte j_c und Tunnelkontakten unterschiedlichen Typs und Fläche zeitgleich auf drei $20\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ großen Si-Substratstücken produziert. Eine Auflistung der insgesamt 10 verschiedenen Fabrikationslagen ist in Tabelle 6.1 zu finden.

Als Grundlage für die Herstellung der dc-SQUIDs basierend auf cross-type Josephson-Kontakten diene der in Abschnitt 5.2.2 beschriebene Fabrikationsprozess. Die darin zuletzt nach der Planarisierung der strukturierten Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur abgeschiedene Kontaktierungslage aus Nb wurde bei der Herstellung von SQUIDs gleichzeitig zur Strukturierung des SQUID-Washers genutzt. Ebenfalls in dieser Lage ist die sekundäre Transformator-Spule der SQUIDs mit Zwischentransformator sowie die untere Elektrode der Shunt-Kapazität C_x strukturiert. Um darauffolgende metallische Schichten galvanisch von diesen Strukturen zu trennen, wurden an der Sputteranlage Alcatel SCM 601 zwei Isolationslagen aus SiO₂ abgeschieden (vergleiche Abschnitt 5.2.3). Die Gesamtdicke dieser isolierenden Schicht misst 300 nm, sodass die darunterliegende 200 nm dicke Nb-Schicht vollständig bedeckt ist. Die Deposition zweier separat mittels Lift-Off-Verfahren strukturierter SiO₂-Schichten soll, wie in Abbildung 6.4 a) schematisch gezeigt, durch die so ausgebildeten Stufen vor allem die Kontaktierung der Nb-Basiselektrode beispielsweise zur Verschaltung der Shunt-Widerstände erleichtern. Letztere bestehen ebenso wie die Dämpfungswiderstände R_d und R_x aus einer 260 nm dicken AuPd-Schicht mit einem Schichtwiderstand von $1,23\ \Omega/\square$. Diese wurde im Anschluss an die isolierenden Schichten an der Sputteranlage DCA bei einer Leistung von 100 W sowie einem Prozessgasdruck von $p_{Ar} = 1,33\text{ Pa}$ abgeschieden und in einem Lift-Off-Verfahren strukturiert. Die abschließende Nb-Lage diene dann zur elektrischen Kontaktierung zwischen den Elektroden der Josephson-Kontakte und den Shunt-Widerständen. Dazu wurde diese mit einer Schichtdicke von 400 nm abgeschieden. Des Weiteren sind in dieser Lage die über dem isolierten SQUID-Washer verlaufende Ein- und Rückkoppelspule, die obere Elektrode der Shunt-Kapazität C_x sowie die auf der sekundären Spule integrierte primäre Spule der Zwischentransformatoren strukturiert.

Zur Herstellung von dc-SQUIDs basierend auf window-type Josephson-Kontakten wird, wie bereits erwähnt, zu dem in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Prozess zur Fabrikation von window-type Kontakten nur eine einzige zusätzliche resistive Lage zur Umsetzung der Shunt- und Dämpfungswiderstände benötigt [Kem15]. Diese besteht wie bei den cross-type Kontakte basierten SQUIDs aus einer 260 nm dicken AuPd-Schicht, welche ebenfalls an der DCA abgeschieden wurde. In der Reihenfolge der Fabrikationslagen nimmt diese den Platz zwischen der Isolierung mit zwei jeweils 150 nm dicken SiO₂-Lagen und der letzten Nb-Lage zur Kontaktierung ein. Supraleitende Strukturen wie SQUID-Washer oder sekundäre Transformator-Spulen konnten aufgrund dessen, dass zur Strukturierung der Basis- und der Deckelektrode

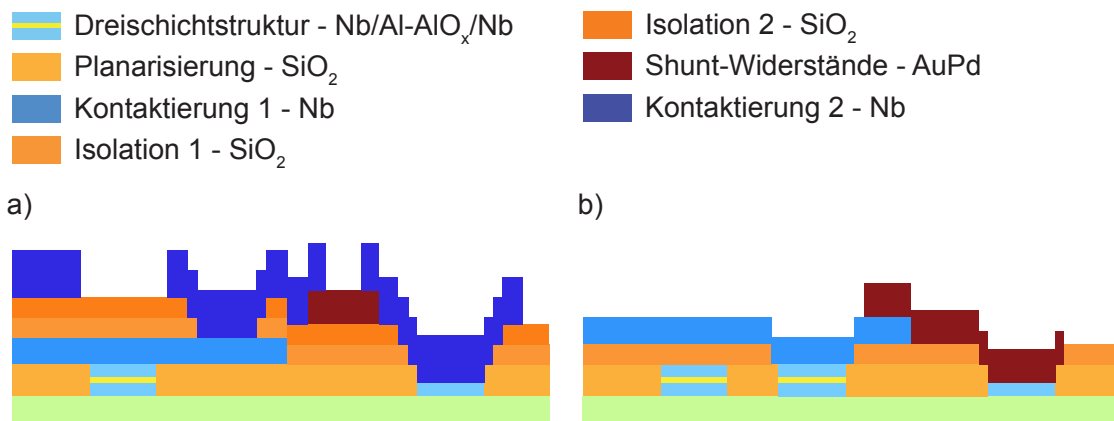


Abb. 6.4: Schematischer Querschnitt der für die Herstellung eines dc-SQUIDs basierend auf cross-type Josephson-Kontakten benötigten Lagen für den Fall, dass Ein- und Rückkoppelspule a) in einer Nb-Schicht oberhalb des SQUID-Washers (Typ I) und b) mit der Dreischichtstruktur unterhalb des SQUID-Washers (Typ II) strukturiert werden. Die Dicke der Lagen ist der Übersichtlichkeit wegen nicht maßstabsgetreu.

der window-type Kontakte zwei separate lithographische Lagen verwendet werden, neben den Basiselektroden in die untere Nb-Lage der Dreischichtstruktur integriert werden. Dadurch konnte auf eine zusätzliche Nb-Lage zwischen Nb/Al-AIO_x/Nb-Dreischichtstruktur und den Isolationsschichten verzichtet werden. Die Kontaktierung zu den Deckelektroden sowie den Shunt-Widerständen erfolgte mit der Strukturierung der zuletzt abgeschiedenen 400 nm dicken Nb-Schicht, in welcher wie bei den cross-type Kontakte basierten SQUIDs auch die Ein- und Rückkoppelspulen sowie primäre Transformator-Spulen zu finden sind.

Der wesentliche Unterschied der beiden Prozesse zur Herstellung von dc-SQUIDs alternativ basierend auf cross-type oder window-type Josephson-Kontakten liegt, abgesehen von der Umsetzung der Tunnelkontakte selbst, in der Anzahl der benötigten Depositionslagen. Dc-SQUIDs mit cross-type Kontakten bestehen effektiv aus einer SiO₂- und einer Nb-Lage mehr (siehe Tabelle 6.1). Deshalb wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit zusätzlich ein weiterer Fabrikationsprozess für cross-type Kontakte basierte SQUIDs entwickelt, mit dem die Anzahl der benötigten Depositionslagen um zwei verringert werden konnte. Dieser im Folgenden Typ II Prozess genannte Herstellungsprozess beruht auf der Idee, alle bisher in der zehnten Lage enthaltenen Strukturen aus Nb, wie beispielsweise die Einkoppelspule, in die Lage der Nb/Al-AIO_x/Nb-Dreischichtstruktur zu integrieren. Jeder Abschnitt dieser Strukturen stellt dann tatsächlich einen eigenen Tunnelkontakt dar, dessen kritischer Strom aufgrund der Größe der Abschnitte im Vergleich zur Fläche der Josephson-Kontakte des Washers jedoch deutlich größer als der Betriebsstroms des SQUIDs

ist. Die in die Dreischichtstruktur eingebundenen Elemente sollten sich daher wie einfache supraleitende Strukturen aus Nb verhalten. Ein- und Rückkoppelspule verlaufen somit unterhalb des SQUID-Washers, welcher wie bei den SQUIDs nach dem zuvor beschriebenen Typ I Verfahren in der Nb-Lage zur Kontaktierung der Deckelektroden der Josephson-Kontakte strukturiert ist. Gekoppelte dc-SQUIDs mit Zwischentransformator wurden mit diesem Prozess bisher noch nicht realisiert. Zur galvanischen Trennung zwischen den Spulen und dem Washer wurde nur eine isolierende Schicht aus SiO_2 nach der Planarisierung der Nb/Al-AlO_x/Nb-Strukturen abgeschieden, welche durch die Verwendung eines Lift-Off-Prozesses nur im Bereich der Josephson-Kontakte sowie an Stellen zur Durchkontaktierung ausgespart ist. Eine einzelne 150 nm dicke Schicht ist dabei zur vollständigen Bedeckung der ohnehin weitestgehend planarisierten Strukturen ausreichend. Die abschließende Lage dieses Prozesses bildet eine 260 nm dicke Schicht aus AuPd. Wie anhand Abbildung 6.4 b) zu erkennen ist, werden dadurch resistive Elemente nicht wie gewöhnlich von oben sondern von unten durch Nb-Bahnen kontaktiert. Vor- und Nachteile der mit diesem neuartigen Verfahren hergestellten gekoppelten dc-SQUIDs sollen in Abschnitt 6.3.3 diskutiert werden.

6.2.2 Charakterisierung

Zur Charakterisierung der SQUIDs bei $T = 4,2\text{ K}$ wurden die mikrostrukturierten Chips auf eine Trägerplatine aufgeklebt, über Bonddrähte aus Aluminium elektrisch kontaktiert und ähnlich wie bei der Charakterisierung von Josephson-Kontakten auf dem Probenhalter eines Messstabs befestigt, welcher für die Messung in flüssiges Helium getaucht wurde (vergleiche Abschnitt 5.3.1). Der Messstab ist ebenfalls mit einer weichmagnetischen Schirmung aus Kryoperm und einem supraleitenden Schild aus Niob ausgestattet, um magnetische Störfelder zu unterdrücken. Während der Messung wurden sowohl Strom-Spannungs- als auch Fluss-Spannungs-Kennlinien mit Hilfe eines Oszilloskops (Tektronix TDS 5052) aufgenommen. Dazu wurden die SQUIDs mit einer breitbandigen SQUID-Elektronik des Typs XXF-1 betrieben. Aus der Steigung $R_s/2$ des ohmschen Bereichs der Strom-Spannungs-Kennlinien kann beispielsweise direkt der Wert der Shunt-Widerstände abgelesen werden. Der Wert des Abschirmparameters β_L kann bei bekanntem kritischen Strom I_c der Josephson-Kontakte über dessen Abhängigkeit von der normierten Modulation $\Delta I_0/2I_c$ des maximalen Suprastroms des SQUIDs bestimmt werden. Diese Abhängigkeit entstammt numerischen Simulationen [Tes77] und ist in Abbildung 6.5 a) aufgetragen. Hieraus

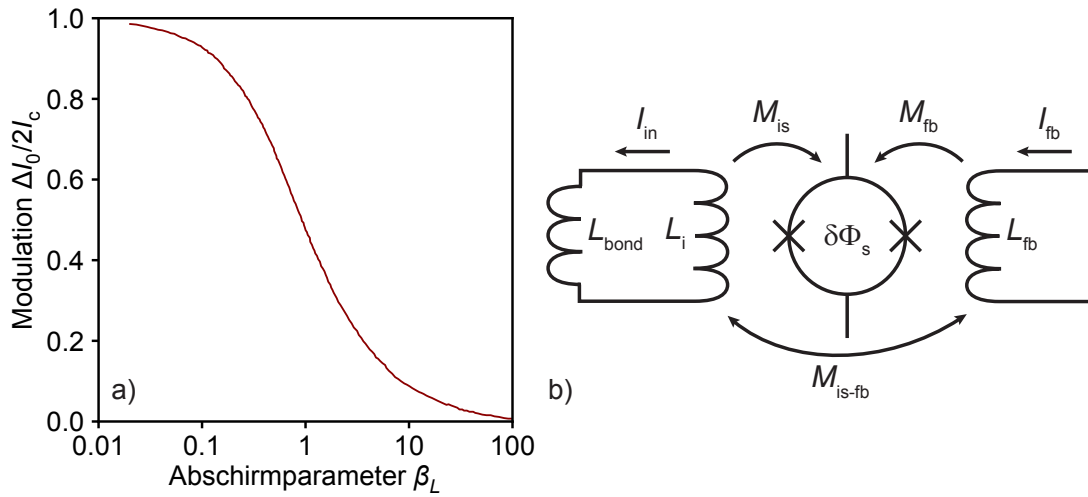


Abb. 6.5: a) Numerisch simulierte Abhängigkeit der normierten Modulation $\Delta I_0/2I_c$ des maximalen Suprastroms eines dc-SQUIDs vom Abschirmparameter β_L [Tes77]. b) Schematische Darstellung eines gekoppelten dc-SQUIDs mit supraleitend kurzgeschlossener Einkoppelspule zur Messung der parasitären Kopplung M_{is-fb} zwischen Ein- und Rückkoppelspule.

lässt sich schließlich die Größe der Induktivität L_s abschätzen. Der kritische Strom wurde hierbei über die Relation

$$I_c \approx \frac{I_{b,\max}}{2} + \frac{k_B T}{\Phi_0} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{I_{b,\max} \Phi_0}{k_B T}} \right) \quad (6.16)$$

aus dem Wert des Betriebsstroms $I_{b,\max}$, für welchen der Spannungshub ΔV_s maximal ist, berechnet [Dru96b]. Die Stromsensitivität $1/M_{is}$ der Einkoppelspule und $1/M_{fb}$ der Rückkoppelspule wurde anhand der Periodizität der Fluss-Spannungskennlinie gegenüber dem Strom in der jeweiligen Spule bestimmt. Für die SQUIDs mit Zwischentransformator wurde durch das Einprägen eines Stroms durch die primäre Transformator-Spule anstelle der Stromsensitivität der Einkoppelspule die effektive Einkoppelsensitivität $1/M'_{is}$ des gesamten Eingangskreises gemessen, woraus sich später die Gegeninduktivität M_{ab} der Spulen des jeweiligen Zwischentransformators ableiten lässt.

Wie bei den bisher in der Arbeitsgruppe entwickelten gekoppelten dc-SQUIDs sind zur Vermeidung von Kopplungsverlusten auch bei den SQUIDs in dieser Arbeit Ein- und Rückkoppelspule gleichzeitig planar auf dem SQUID-Washer strukturiert [Kem15, Ric17]. Hierdurch tritt zwangsläufig eine parasitäre Kopplung M_{is-fb} zwischen den beiden Spulen auf, die es insbesondere zur Auslese metallischer magnetischer Kalorimeter zu reduzieren gilt, da andernfalls beim Betrieb des SQUIDs mit

Flussrückkopplung parasitäre elektrische Ströme im Eingangskreis aus Detektions- und Einkoppelpule zu einer verminderten Energieauflösung und einem reduzierten Signal $\delta\Phi$ führen können. Zur experimentellen Bestimmung dieser parasitären Kopplung kann, wie in Abbildung 6.5 b) schematisch gezeigt, die Einkoppelpule mit einem supraleitenden Niob-Draht der Induktivität L_{bond} kurzgeschlossen werden. In diesem Fall erzeugt ein Stromfluss δI_{fb} durch die Rückkoppelpule aufgrund der Flusserrhaltung einen Strom

$$\delta I_{\text{in}} = -\frac{\delta I_{\text{fb}} M_{\text{is-fb}}}{L_{\text{ges}}} \quad (6.17)$$

innerhalb der geschlossenen supraleitenden Schleife mit der Gesamtinduktivität $L_{\text{ges}} = L_i + L_{\text{bond}}$. Da nun beide Ströme δI_{fb} und δI_{in} über die Gegeninduktivitäten der Spulen einen magnetischen Fluss

$$\delta\Phi_s = \delta I_{\text{fb}} M_{\text{fb}} + \delta I_{\text{in}} M_{\text{is}} = M'_{\text{fb}} \delta I_{\text{fb}} \quad (6.18)$$

in der SQUID-Schleife induzieren, verhält sich die Gegeninduktivität der Rückkoppelpule wie eine effektive Gegeninduktivität M'_{fb} . Durch Einsetzen von Gleichung 6.17 in Gleichung 6.18 erhält man einen Ausdruck, mit dem die parasitäre Kopplung

$$M_{\text{is-fb}} = \frac{M_{\text{fb}} - M'_{\text{fb}}}{M_{\text{is}}} L_{\text{ges}} \quad (6.19)$$

durch die Messung der geometrischen und der effektiven Gegeninduktivität der Rückkoppelpule bei offener und kurzgeschlossener Einkoppelpule bestimmt werden kann.

Für die oben beschriebene Messung sowie zur Berechnung der Fluss-zu-Fluss-Kopplung zwischen einem Stromsensor-SQUID und einem Detektor bedarf es der Kenntnis der Induktivität L_i der Einkoppelpule. Diese kann wiederum durch das resistive Kurzschließen der Einkoppelpule mit einem Aluminium-Draht ermittelt werden. Dieser besitzt bei $T = 4,2\text{ K}$ den normaleitenden Widerstand R_{bond} und verursacht ein thermisches Stromrauschen $\sqrt{S_{I,\text{bond}}} = \sqrt{4k_{\text{B}}T/R_{\text{bond}}}$, das über die Gegeninduktivität der Einkoppelpule M_{is} in das SQUID einkoppelt. Die spektrale Leistungsdichte des scheinbaren Flussrauschens im SQUID

$$S_{\Phi_s,\text{SQ}}(f) = M_{\text{is}}^2 \left(\frac{4k_{\text{B}}T}{R_{\text{bond}}} \right) \left[\frac{1}{1 + (2\pi f L_{\text{ges}}/R_{\text{bond}})^2} \right] + S_{\Phi_s,\text{w}} \quad (6.20)$$

setzt sich in diesem Fall aus dem Spektrum $S_{\Phi_s,\text{w}}$ des intrinsischen weißen Rauschens des SQUIDS und dem des Rauschens im Eingangskreis zusammen. Letzteres zeigt die Charakteristik eines Tiefpasses mit der Abschneidefrequenz $f_c = R_{\text{bond}}/(2\pi L_{\text{ges}})$,

welcher vom Widerstand des Aluminium-Drahts und der Gesamtinduktivität des Eingangskreises L_{ges} gebildet wird. Zur Bestimmung der Induktivität der Einkoppelspule L_i sowie der effektiven Induktivität L'_i der SQUIDs mit Zwischentransformator wurden daher Rauschspektren von zweistufigen SQUID-Aufbauten mit normalleitend kurzgeschlossenem Eingangskreis aufgenommen und eine Funktion in Form von Gleichung 6.20 an diese angepasst.

6.2.3 Kreuzkorrelationsmessung

Die Messung des Rauschens eines dc-SQUIDs in einstufiger oder zweistufiger Konfiguration beinhaltet immer auch die Messung parasitären Rauschens wie das der verwendeten SQUID-Elektronik oder das des Verstärker-SQUIDs. Eine Methode zur Unterdrückung dieser parasitären Beiträge stellt eine Kreuzkorrelationsmessung dar [Rub10]. Bei einer Kreuzkorrelationsmessung wird das zu untersuchende SQUID zweistufig von zwei SQUID-Arrays simultan ausgelesen. Die Ausgangssignale

$$x(t) = s(t) + a(t) \quad \text{und} \quad y(t) = s(t) + b(t) \quad (6.21)$$

der beiden Auslesekanäle setzen sich dabei aus deren Eigenbeiträgen $a(t)$ und $b(t)$ sowie dem Signal $s(t)$ des zu untersuchenden SQUIDs zusammen. Das Wiener-Khintchine-Theorem [Wie30, Khi34] besagt, dass die spektrale Leistungsdichte $S_{xx}(f)$ eines Signals $x(t)$ gerade der Fouriertransformation ihrer Autokorrelationsfunktion $R_{xx}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} x^*(t)x(t+\tau) dt$ entspricht. Für die spektrale Leistungsdichte des kreuzkorrelierten Signals gilt dann folglich

$$\langle S_{xy}(f) \rangle_m = \frac{1}{\Delta t} \langle Y(f)X(f)^* \rangle_m \quad , \quad (6.22)$$

wobei Δt der Messdauer, $X(f)$ und $Y(f)$ den Fouriertransformationen der Ausgangssignale und $\langle \rangle_m$ der Mittelung über m Messungen entspricht. Für $m \rightarrow \infty$ konvergiert Gleichung 6.22 gegen die spektrale Leistungsdichte des Signals $s(t)$:

$$\mathbf{E}\{S_{xy}\} = \frac{1}{\Delta t} \mathbf{E}\{YX^*\} = \frac{1}{\Delta t} \mathbf{E}\{(S+B) \cdot (S+A)^*\} \quad (6.23)$$

$$= \frac{1}{\Delta t} (\mathbf{E}\{SS^*\} + \mathbf{E}\{SA^*\} + \mathbf{E}\{BS^*\} + \mathbf{E}\{BA^*\}) = S_{ss} \quad , \quad (6.24)$$

da der Erwartungswert der Kreuzbeiträge $\mathbf{E}\{SA^*\} = \mathbf{E}\{BS^*\} = \mathbf{E}\{BA^*\} = 0$ aufgrund der statistischen Unabhängigkeit der Signale $s(t)$, $a(t)$ und $b(t)$ verschwindet.

Aufgezeichnet wurden die Spektren in dieser Arbeit mit einem wie in Abbildung 6.6 schematisch dargestellten Aufbau bestehend aus dem zu untersuchenden SQUID

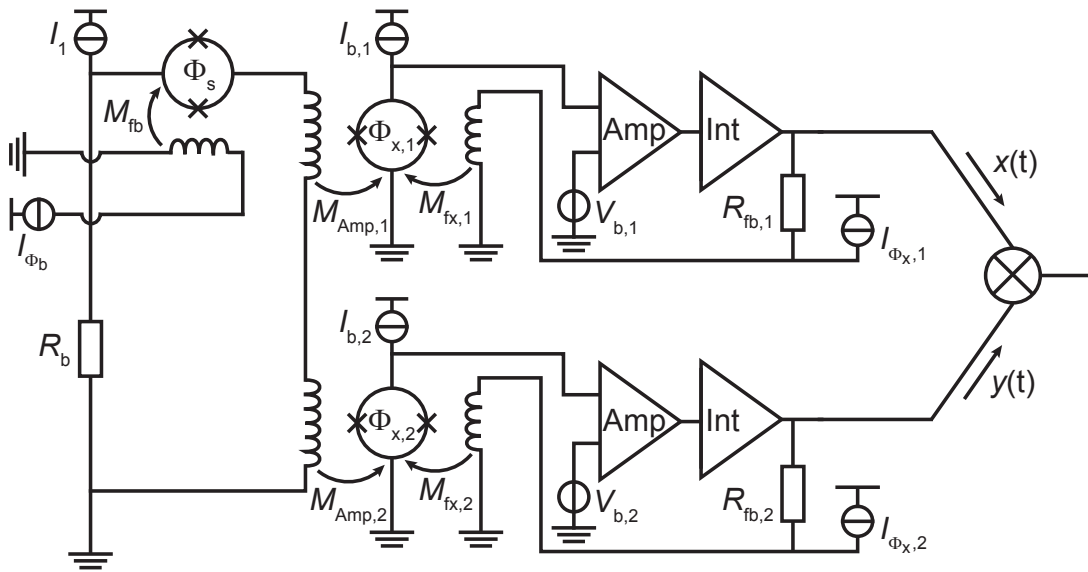


Abb. 6.6: Schematische Darstellung eines Aufbaus zur Kreuzkorrelationsmessung. Das Flussrauschen $\sqrt{S_{\Phi_s}}$ des zu untersuchenden SQUIDS wird dabei unabhängig von zwei rückgekoppelten SQUID-Arrays, welche hier vereinfachend als einzelne SQUID-Zelle dargestellt sind, verstärkt und ausgelesen. Die unkorrelierten Rauschbeiträge der Ausgangssignale $x(t)$ und $y(t)$ werden durch die Kreuzkorrelation eliminiert.

im Spannungsbetrieb und den beiden SQUID-Arrays zur simultanen zweistufigen Auslese. Der Aufbau ähnelt dem in Abbildung 4.5 gezeigten zweistufigen dc-SQUID Aufbau mit dem Unterschied, dass hier das jeweilige Signal Φ_x in den beiden SQUID-Arrays von der Flussrückkopplung linearisiert wird. Die spektrale Leistungsdichte

$$S_x = S_{\Phi_s} \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi_s} \right)^2 M_{\text{Amp}}^2 + S_{\Phi_x} + \frac{S_{V,\text{el}}}{V_{\Phi_x}^2} + \frac{S_{I,\text{el}}}{I_{\Phi_x}^2} \quad (6.25)$$

eines Auslesekanals setzt sich dann aus dem Spektrum des SQUID-Arrays S_{Φ_x} , dem Beitrag der Raumtemperatur-Elektronik sowie der spektralen Leistungsdichte S_{Φ_s} des magnetischen Flusses Φ_s im SQUID, welcher über die Gegeninduktivität M_{Amp} und den Fluss-zu-Strom-Koeffizienten $\partial I / \partial \Phi_s$ des Eingangskreises in das SQUID-Array einkoppelt, zusammen. Dabei wurde das thermische Spannungsrauschen des Widerstands $R_b \ll R_{\text{dyn}}$ aufgrund dessen Größe im Vergleich zum dynamischen Widerstand des SQUIDS vernachlässigt. Im gemittelten Kreuzkorrelationsspektrum $\langle S_{xy} \rangle_m$ verschwinden die letzten drei unkorrelierten Terme aus Gleichung 6.25, so dass das intrinsische Flussrauschen des untersuchten SQUIDS

$$S_{\Phi_s} = \frac{\langle S_{xy} \rangle_m}{M_{\text{Amp}}^2} \left(\frac{\partial I}{\partial \Phi_s} \right)^{-2} \quad (6.26)$$

bei bekannter Eingangssensitivität $M_{\text{Amp},1}^{-1} = M_{\text{Amp},2}^{-1} = M_{\text{Amp}}^{-1}$ der SQUID-Arrays direkt aus der Kreuzkorrelationsmessung bestimmt werden kann, ohne um den Beitrag der SQUID-Elektronik oder der Verstärker-SQUIDs korrigieren zu müssen.

Für die Mittelung des Kreuzkorrelationsspektrums wurden die Signale $x(t)$ und $y(t)$ über einen Zeitraum von 30 min zeitgleich mit Hilfe eines Analog-Digital-Wandlers (NI USB-6361) aufgezeichnet und anschließend in M gleichlange Zeitintervalle unterteilt. Für jedes dieser M Intervalle wurde dann die spektrale Leistungsdichte S_{xy} des Rauschspektrums berechnet und über alle M Spektren gemittelt. Die Anzahl der Zeitintervalle richtet sich dabei danach, welcher Frequenzbereich des Spektrums aufgelöst werden soll. Für die in dieser Arbeit gemessenen Rauschspektren wurden fünf verschiedene Werte für die Anzahl M der Zeitintervalle gewählt, sodass sich schließlich das finale Spektrum über den gesamten Frequenzbereich zwischen $5 \cdot 10^{-4}$ Hz und $2,5 \cdot 10^3$ Hz aus fünf jeweils gemittelten Spektren $\langle S_{xy} \rangle_M$ zusammensetzt. Eine detaillierte Beschreibung der Signalverarbeitungskette sowie des Prozesses zur Datenverarbeitung sind in vorherigen Arbeiten zu finden [Uhr17, Kaa20].

6.3 dc-SQUID mit integrierter Einkoppelspule

Das im Rahmen dieser Arbeit entworfene Stromsensor-SQUID, dessen Eingangsimpedanz an die Induktivität des ECHO-100k Detektors angepasst werden sollte, wurde zunächst mit Hilfe des in Abschnitt 6.2.1 beschriebenen Typ I Verfahrens hergestellt. Charakteristische Eigenschaften wie die parasitäre Kopplung $M_{\text{is-fb}}$ oder die Energiesensitivität der so produzierten SQUIDs sollen im Folgenden diskutiert werden. Anschließend werden die aus dem Wechsel auf das Typ II Herstellungsverfahren resultierenden Änderungen und deren Auswirkungen auf die Kenngrößen der SQUIDs besprochen.

6.3.1 SQUID-Design

Abbildung 6.7 a) zeigt eine Mikroskopaufnahme des entworfenen Stromsensor-SQUIDs. Wie die in der Arbeitsgruppe bestehenden dc-SQUID-Designs wurde dieses als Parallelgradiometer zweiter Ordnung mit integrierter Ein- und Rückkoppelspule realisiert. Die beiden flusserzeugenden Spulen sind mit einer Bahnbreite von $3 \mu\text{m}$ jeweils als seriell-Gradiometer zweiter Ordnung auf den $5 \mu\text{m}$ breiten Washer-Schleifen strukturiert und räumlich durch jeweils zwei separate Washer-Löcher so weit wie möglich voneinander getrennt. Die Zuleitungen der Spulen sowie die Betriebsstromeinspeisung sind als Streifenleiter ausgeführt, um die Fläche zwischen den Zuleitungen und damit deren parasitäre Induktivität zu minimieren. Die angestrebten Werte der Design-Parameter, welche aus den in Abschnitt 6.1 durchgeführten

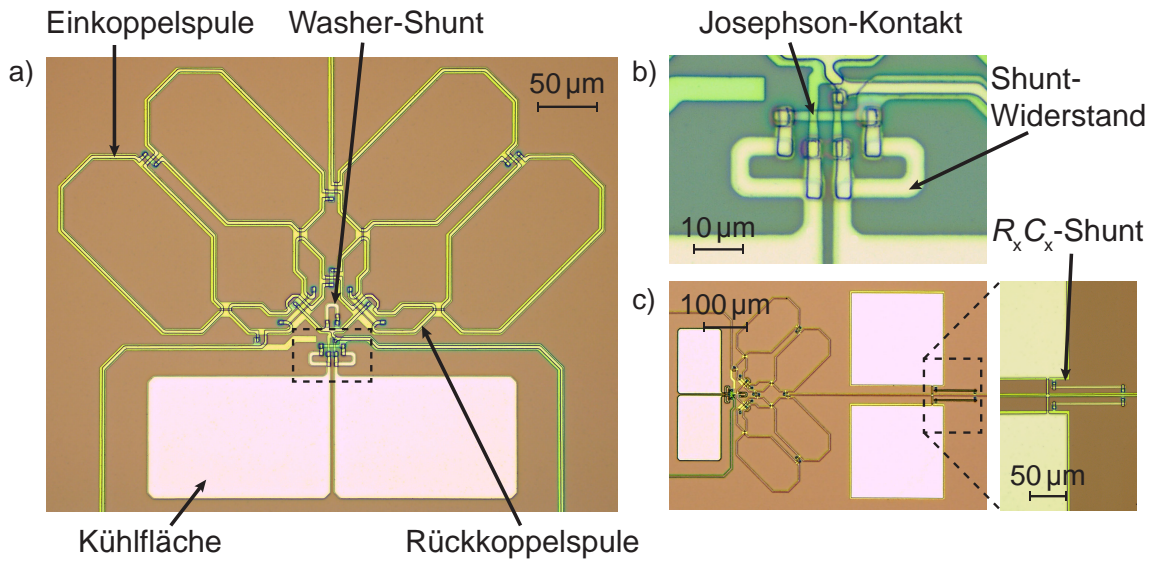


Abb. 6.7: a) Mikroskopaufnahme des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten dc-SQUIDs mit integrierter Ein- und Rückkoppelspule. b) Vergrößerte Darstellung des in a) markierten Ausschnitts im Bereich der geschunteten cross-type Josephson-Kontakte. c) Aufnahme des gekoppelten dc-SQUIDs inklusive des $R_x C_x$ -Shunts parallel zum Eingang der Einkoppelspule.

Berechnungen resultieren, sowie die im Design umgesetzten Werte sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Induktivitäten wurden mit dem Simulationsprogramm InductEx numerisch berechnet. Für die Simulationen wurde dabei die im Rahmen von Abschnitt 5.4.3 ermittelte magnetische Eindringtiefe von $\lambda = 48 \text{ nm}$ verwendet. Zum Zeitpunkt des Erstellens des SQUID-Designs war der Wert der magnetischen Eindringtiefe noch nicht experimentell bestimmt worden, weshalb von einem Wert von 90 nm ausgegangen wurde. Daher fallen die in Tabelle 6.2 gelisteten final simulierten Induktivitäten geringfügig kleiner als vorgesehen aus. Der Kopplungsfaktor k_{is} übersteigt dagegen sogar das für die Berechnungen in Abschnitt 6.1 gesetzte Limit von $0,75$. Mit der Gegeninduktivität $M_{is} = 339 \text{ pH}$ zwischen SQUID-Washer und Einkoppelspule konnte dadurch der maximale Wert der Gegeninduktivität existierender SQUID-Designs in der Arbeitsgruppe von ungefähr 230 pH überschritten werden, woraus sich neben der angepassten Induktivität der Einkoppelspule von $L_i = 1,62 \text{ nH}$ nach Gleichung 4.4 eine verbesserte Signalübertragung für den ECHO-100k Detektor ergeben sollte. Für die $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ großen cross-type Josephson-Kontakte, deren Bereich im SQUID-Design vergrößert in Abbildung 6.7 b) dargestellt ist, wurde ein kritischer Strom von $I_c = 6 \mu\text{A}$ und damit eine kritische Stromdichte von $j_c = 150 \text{ A/cm}^2$ angestrebt. Zusammen mit der simulierten SQUID-Induktivität von $L_s = 124 \text{ pH}$ entspricht dies einem Abschirmparameter von $\beta_L = 0,72$. Um auch für den Fall, dass die kritische

Tab. 6.2: Zusammenstellung der angestrebten sowie im entwickelten Design umgesetzten Werte der SQUID-Parameter. Induktivitäten und Kopplungen wurden mit Hilfe des Simulationsprogramms InductEx berechnet.

| Parameter | angestrebter Wert | Simulations-/ Design-Wert |
|---------------|-------------------|---------------------------|
| L_s | 147 pH | 124 pH |
| L_i | 1,64 nH | 1,62 nH |
| L_{fb} | - | 336 pH |
| M_{is} | > 230 pH | 339 pH |
| M_{fb} | - | 51 pH |
| M_{is-fb} | - | 6 pH |
| k_{is} | 0,75 | 0,76 |
| k_{fb} | - | 0,25 |
| β_L | 0,86 | 0,72 |
| β_c | 0,70 | 0,51 |
| $R_s (= R_d)$ | 12,9 Ω | 11,0 Ω |
| R_x | 16,5 Ω | 17,6 Ω |
| C_x | 10 pF | 10 pF |

Stromdichte herstellungsbedingt abweicht, kein hysteretisches Verhalten des SQUIDs zu riskieren, wurde für die Shunt-Widerstände der beiden Josephson-Kontakte eine Größe von $R_s = 11,0 \Omega$ gewählt, sodass bei einer Kapazität der Josephson-Kontakte von $C = 0,23$ pF der Stewart-McCumber-Parameter $\beta_c = 0,51$ beträgt. Die Shunt-Widerstände sind jeweils elektrisch mit einer Kühlfläche verbunden, welche die im Widerstand entstehende Wärme abführen und somit den Effekt heißer Elektronen verringern soll [Wel94]. Die Größe des Washer-Shunts R_d ist identisch zur Größe der Shunt-Widerstände R_s . Das $R_x C_x$ -Glied parallel zur Zuleitung der Einkoppelspule ist, wie in Abbildung 6.7 c) zu erkennen, als Parallelschaltung aus zwei Widerständen $2R_x$ und zwei Kapazitäten $C_x/2$ realisiert. Der Design-Wert $R_x = 17,6 \Omega$ weicht dabei geringfügig von dem in Abschnitt 6.1.3 berechneten Wert ab, da die für den Entwurf zunächst angenommene magnetische Eindringtiefe von 90 nm auch in Gleichung 6.14 einfließt. Zur Demonstration der Skalierbarkeit des Herstellungsprozesses wurde das gleiche SQUID auch auf Basis von $3 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$ großen cross-type Josephson-Kontakten mit dementsprechend angepasster kritischer Stromdichte und Größe der Shunt-Widerstände $R_s = R_d$ produziert.

6.3.2 Charakteristische Größen

Die in dieser Arbeit produzierten Chargen von SQUIDs enthielten von jedem der entworfenen SQUID-Designs mehrere Exemplare, sodass anhand des Vergleichs der Ergebnisse der Charakterisierung dieser Exemplare die gewonnenen Kenngrößen auf chargenweite Streuungen untersucht werden konnten. Dabei wurden nur äußerst geringe Variationen beispielsweise bezüglich des kritischen Stroms oder der ermittelten (Gegen-)Induktivitäten beobachtet, sodass im Folgenden jeweils die Eigenschaften eines einzelnen SQUIDs repräsentativ diskutiert werden.

Die bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ für den magnetischen Fluss $\Phi_s = n\Phi_0$ und $\Phi_s = (n + 1/2)\Phi_0$ aufgenommenen Strom-Spannungs-Kennlinien eines solchen SQUIDs sind in Abbildung 6.8 a) gezeigt. Leichte, vermutlich resonanzbedingte Irregularitäten zeichnen sich vor allem oberhalb von etwa $100\text{ }\mu\text{V}$ ab, die von den Dämpfungselementen offenbar nicht ausreichend geglättet werden konnten. Diese beeinflussen jedoch den Betrieb bei $I_{b,\text{max}} = 9,9\text{ }\mu\text{A}$ nicht. Aus dem Doppelten der Steigung des ohmschen Bereichs der Kennlinien kann direkt der Wert der Shunt-Widerstände zu $R_s = 11,4\text{ }\Omega$ bestimmt werden. Dieser weicht nur $0,4\text{ }\Omega$ vom Design-Wert ab, was zum einen auf eine hohe Strukturtreue und zum anderen auf die Zuverlässigkeit des Werts für den Schichtwiderstand der AuPd-Schichten hinweist. Die in Abbildung 6.8 b) gezeigte Fluss-Spannungs-Kennlinie besitzt einen maximalen Spannungshub von $\Delta V_{s,\text{max}} = 44,5\text{ }\mu\text{V}$ bei einem Betriebsstrom von $I_{b,\text{max}} = 9,9\text{ }\mu\text{A}$. Gemäß Gleichung 6.16 beträgt der kritische Strom eines Josephson-Kontakts demnach $I_c = 5,5\text{ }\mu\text{A}$. Der für das Design angestrebte Wert des Stewart-McCumber-Parameters von $\beta_c = 0,51$ konnte folglich zuverlässig eingestellt werden. Die Modulation des maximalen Suprastroms des SQUIDs, welche aus der Differenz der Werte I_0 der beiden in Abbildung 6.8 a) gezeigten Kennlinien bei $V_s = 0$ bestimmt wurde, beträgt $\Delta I_0 = 6,2\text{ }\mu\text{A}$. Im Spannungsbetrieb mit $R_b \ll R_{\text{dyn}}$ entspricht diese dem maximalen Stromhub des SQUIDs. Dadurch ist das SQUID optimal an die zweistufige Auslese mit einem der in der Arbeitsgruppe hergestellten SQUID-Arrays angepasst. Diese besitzen eine Eingangssensitivität von $1/M_{\text{Amp}} = 12,9\text{ }\mu\text{A}/\Phi_0$ [Kem15], sodass der maximale Flusshub $\Delta\Phi_x = M_{\text{Amp}}\Delta I_0$, den der Stromhub des spannungsbetriebenen SQUIDs in einem SQUID-Array induziert, kleiner als $\Phi_0/2$ ist (vergleiche Abschnitt 4.4) und die resultierende Fluss-Spannungs-Kennlinie des gesamten zweistufigen Aufbaus der eines einstufigen Aufbaus gleicht [Dru07]. Ferner kann aus der normierten Modulation $\Delta I_0/2I_c$ anhand Abbildung 6.5 a) der Wert des Abschirmparameters zu $\beta_L = 0,72$ abgeschätzt werden. Die SQUID-Induktivität von $L_s = 135\text{ pH}$ stimmt damit in guter Näherung mit dem aus Simulationen erhaltenen Wert (siehe Tabelle 6.2) überein und weicht, wie in der Vergangenheit bei anderen SQUID-Designs in der Arbeitsgruppe bereits beobachtet [Kem15], von diesem weniger als 10% ab. Eine ebenso gute Übereinstimmung wurde für die Gegeninduktivitäten zwischen der

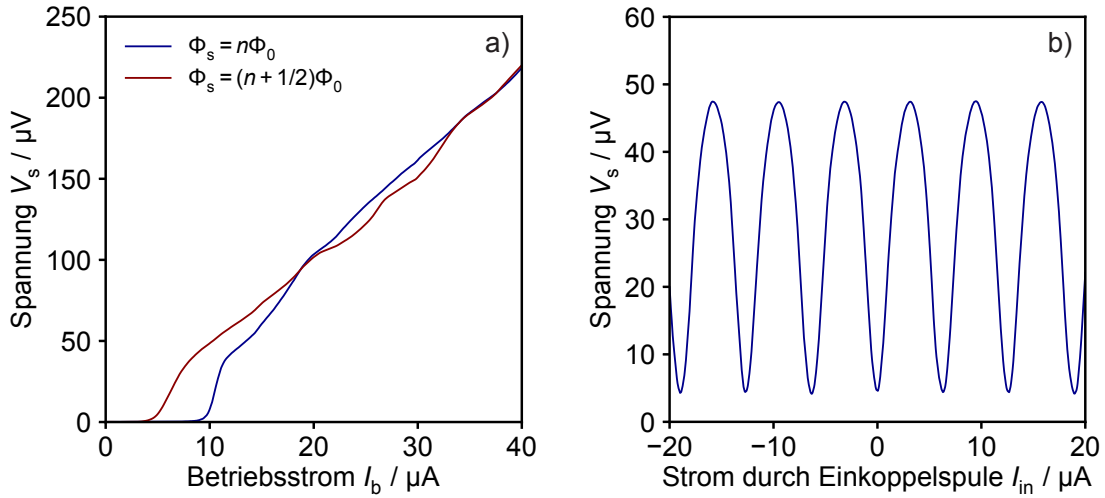


Abb. 6.8: Bei einer Temperatur von $T = 4,2$ K gemessene a) Strom-Spannungs-Kennlinien für zwei Werte des magnetischen Flusses mit minimalem und maximalem Strom I_0 sowie b) Fluss-Spannungs-Kennlinie in Abhängigkeit des Stroms I_{in} durch die Einkoppelspule bei einem Betriebsstrom von $I_{b,max} = 9,9 \mu\text{A}$ des SQUIDs mit der Bezeichnung SQ-CJJ-4w1 Chip3 #1. Dieses wurde nach dem in Abbildung 6.7 gezeigten Design in dieser Arbeit hergestellt.

SQUID-Schleife und der Ein- und der Rückkoppelspule gefunden. Diese wurden aus den Fluss-Spannungs-Kennlinien zu $M_{is} = 328$ pH und $M_{fb} = 50$ pH bestimmt und weichen von den Simulationswerten in Tabelle 6.2 lediglich 3% ab.

Für die Messung der Induktivität L_i der Einkoppelspule wurde bei 4,2 K das in Abbildung 6.9 gezeigte Rauschspektrum eines zweistufigen Aufbaus aufgenommen, bei welcher die Einkoppelspule des untersuchten Stromsensor-SQUIDs resistiv kurzgeschlossen war. Dieses weist, wie in Abschnitt 6.2.2 beschrieben, neben der Abschneidefrequenz der SQUID-Elektronik bei etwa 2 MHz das Verhalten eines Tiefpasses auf. Durch die Anpassung von Gleichung 6.20 an das gemessene Spektrum konnte der Widerstand $R_{bond} = 0,97$ m Ω , welcher dem Widerstand des Aluminium-Bonddrahts am Eingang der Einkoppelspule entspricht, sowie die Gesamtinduktivität $L_{ges} = 1,45$ nH dieses Tiefpasses ermittelt werden. Letztere setzt sich aus der Induktivität der Bonddrähte, welche den experimentell bestimmten Wert von 0,10 nH/m Ω besitzen [Man21b], der parasitären Induktivität der Zuleitung zur Einkoppelspule sowie der Induktivität der Einkoppelspule selbst zusammen. Für die Abschätzung der parasitären Induktivität der Zuleitungen wurde mit Hilfe numerischer Simulationen durch das Programm InductEx die Induktivität eines solchen Streifenleiters pro Einheitslänge zu 0,14 pH/ μm berechnet. Bei einer Zuleitung von etwa 670 μm Länge ergibt sich damit für die Einkoppelspule ein Wert von $L_i = 1,27$ nH. Dieser

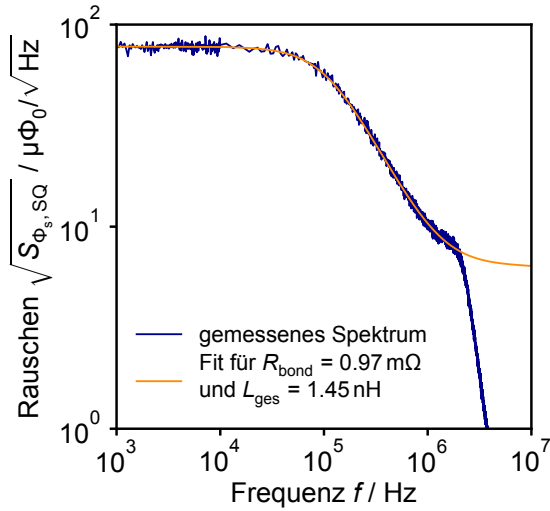


Abb. 6.9: Gemessenes Rauschspektrum des dc-SQUIDs SQ-CJJ-4w1 Chip3 #3 im zwei-stufigen Aufbau mit resistiv kurzgeschlossener Einkoppelpule bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ zur Bestimmung der Induktivität L_i . Der Fit entspricht der Anpassung von Gleichung 6.20 an das gemessene Spektrum.

weicht um etwa 20% nach unten vom simulierten Wert ab (vergleiche Tabelle 6.2). Diese Beobachtung wurde in ähnlichem Ausmaß ebenfalls bereits in früheren Arbeiten gemacht [Fer15, Ric17]. Die Ursache dieser Abweichungen ist jedoch derzeit immer noch ungeklärt. Mit Hilfe der aus Abbildung 6.9 bestimmten Induktivität L_{ges} der kurzgeschlossenen Einkoppelpule konnte nach Gleichung 6.19 auch die parasitäre Kopplung $M_{\text{is-fb}}$ zwischen Ein- und Rückkoppelpule berechnet werden. Für die Rückkoppelpule wurde eine Stromsensitivität von $1/M_{\text{fb}} = 41,7 \mu\text{A}/\Phi_0$ bei offener Einkoppelpule und $1/M'_{\text{fb}} = 41,1 \mu\text{A}/\Phi_0$ bei supraleitend kurzgeschlossener Einkoppelpule gemessen. Die daraus resultierende parasitäre Kopplung von $M_{\text{is-fb}} = 3,2 \text{ pH}$ fällt somit sogar noch geringer als der simulierte Wert von 6 pH (siehe Tabelle 6.2) aus, und ist vergleichbar zur parasitären Kopplung bereits existierender SQUIDs, die speziell im Hinblick auf eine geringe parasitäre Kopplung entworfen wurden [Ric17].

Das Rauschen des gekoppelten dc-SQUIDs wurde mit Hilfe des in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Kreuzkorrelationsaufbaus bestehend aus zwei in der Arbeitsgruppe hergestellten SQUID-Arrays der Charge mit der internen Bezeichnung HDSQ11bw3 bei einer Temperatur von 20 mK bestimmt. Dazu wurde das Kreuzkorrelationsspektrum mit der Eingangssensitivität der SQUID-Arrays $1/M_{\text{Amp}}$ und dem Fluss-zu-Strom-Koeffizienten $\partial I/\partial\Phi_s$ in ein Spektrum des magnetischen Flussrauschens überführt und Gleichung 2.51 an das gemessene Spektrum angepasst. Aus der in Abbildung 6.10 dargestellten Anpassung ergibt sich für den Anteil des $1/f$ -artigen Flussrauschens ein Wert von $\sqrt{S_{\Phi_s, 1/f}}(1 \text{ Hz}) = 3,21 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ mit einem Exponenten von $\alpha = 0,64$ und für das weiße Rauschen ein Wert von $\sqrt{S_{\Phi_s, w}} = 0,79 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Diese Werte entsprechen nach Gleichung 2.48 intrinsischen Energiesensitivitäten von $\epsilon_{1/f} = 264,3 h$ und $\epsilon_w = 14,8 h$. Für die Energiesensitivität des niederfrequenten Zusatzrauschens von SQUIDs mit variierendem Design, die auf Basis verschiedener Materialien an diversen Anlagen auf unterschiedliche Weise hergestellt wurden,

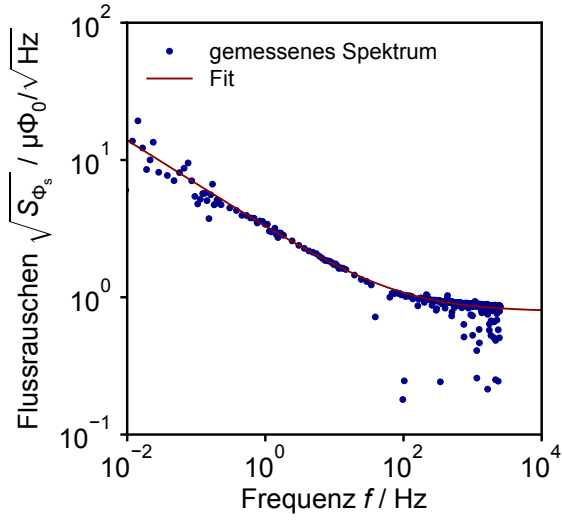


Abb. 6.10: Spektrum des intrinsischen magnetischen Flussrauschens $\sqrt{S_{\Phi_s}}$ des dc-SQUIDs SQ-CJJ-4w1 Chip3 #1, welches bei einer Temperatur von $T = 20$ mK mit Hilfe eines Kreuzkorrelationsaufbau gemessen wurde. Der Fit entspricht der Anpassung der Funktion 2.51 an das gemessene Spektrum.

konnte bereits in der Vergangenheit eine universelle Abhängigkeit vom Exponenten α und der Eckfrequenz f_c , bei welcher der Beitrag des weißen Rauschens und der des $1/f$ -artigen Rauschens den gleichen Wert besitzen, beobachtet werden [Kem16]. Diese folgt dem Zusammenhang

$$\epsilon_{1/f}(f) = \epsilon_{1/f}(f_c) \times \left(\frac{f_c}{f}\right)^\alpha . \quad (6.27)$$

Das dc-SQUID, dessen Rauschspektrum in Abbildung 6.10 gezeigt ist, reiht sich dabei in eine Gruppe Nb-basierter SQUIDs ein, deren Energiesensitivität $\epsilon_{1/f}$ näherungsweise durch Gleichung 6.27 mit der Eckfrequenz $f_c = 68,8$ Hz und der Energiesensitivität $\epsilon_{1/f}(f_c) = 25,5 h$ in Abhängigkeit vom Exponenten α beschrieben werden kann. Das niederfrequente Zusatzrauschen des in dieser Arbeit entworfenen SQUIDs ist somit vergleichbar zum $1/f$ -artigen Rauschen anderer SQUIDs, welche auf Basis unterschiedlicher Designs, Fabrikationsprozesse sowie Josephson-Kontakt-Typen hergestellt wurden [Dru11, Kem16]. Die experimentell bestimmte Energiesensitivität $\epsilon_w = 14,8 h$ im Bereich des weißen Rauschens liegt dagegen deutlich über dem nach Gleichung 2.50 theoretisch vorhergesagten Wert von $\epsilon_{w,\text{theo}} = 0,4 h$. Dabei wurde für die Berechnung eine Temperatur von 200 mK verwendet, was aus Erfahrung typischerweise der Temperatur, bei welcher die dc-SQUIDs in der Arbeitsgruppe thermisch vom Kryostaten abkoppeln, entspricht [Fer15]. Energiesensitivitäten $\epsilon < 1 h$ können jedoch in der Realität allein aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation nicht erreicht werden. Darüber hinaus wird der theoretisch vorhergesagte Wert auch im Fall $\epsilon_{w,\text{theo}} > 1 h$ praktisch nie erreicht [Dru17]. Dies hat im Allgemeinen mehrere Ursachen. Wie aus Abschnitt 3.1 bereits bekannt, führt die parasitäre Kapazität C_p zwischen SQUID-Schleife und Einkoppelspule unweigerlich zu einer

Erhöhung der Energiesensitivität. Der Einfluss der parasitären Kapazität kann zwar durch Dämpfungselemente verringert werden; das von Dämpfungswiderständen verursachte Stromrauschen wird jedoch in Gleichung 2.50 nicht berücksichtigt. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Kreuzkorrelationsaufbau müssen noch zwei zusätzliche Rauschquellen betrachtet werden. Diese umfassen das vom Widerstand R_b verursachte Spannungsrauschen sowie das Stromrauschen der Stromquelle I_{Φ_b} , mit welcher der Arbeitspunkt des untersuchten dc-SQUIDs während der Messung eingestellt wird. Das von einem Widerstand $R_b = 300 \text{ m}\Omega$ induzierte Flussrauschen ist aufgrund des hohen Transferkoeffizienten von $V_{\Phi_s} = 188 \text{ }\mu\text{V}/\Phi_0$ hier vernachlässigbar gering. Das weiße Stromrauschen der Stromquellen der XXF-1 SQUID-Elektronik wurde in der Arbeitsgruppe experimentell zu $\sqrt{S_{I_{\Phi_b}}} = 2,44 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$ bestimmt [Kaa20], woraus sich für das dc-SQUID mit der Rückkoppelsensitivität $1/M_{fb} = 41,7 \text{ }\mu\text{A}/\Phi_0$ ein induziertes Flussrauschen von $0,06 \text{ }\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ ergibt. Darüber hinaus wäre es denkbar, dass aufgrund einer ungeeigneten Geometrie oder Größe der Kühlflächen an den Shunt-Widerständen (vergleiche Abbildung 6.7 a)) die Temperatur des SQUIDs bereits bei höheren Temperaturen in Sättigung geht [Fal08]. Dieser Effekt kann neben dem Einfluss der Dämpfungswiderstände auf das weiße SQUID-Rauschen in einer Fortführung dieser Arbeit untersucht werden. Bei der experimentellen Suche nach dem optimalen Kompromiss zwischen der dämpfenden Wirkung eines Bauelements und dessen Beitrag zum Rauschen handelt es sich allerdings um einen aufwändigen Prozess, der eine größere Anzahl an Designvariationen erfordert, was im Rahmen der vorliegenden Arbeit leider nicht möglich war.

Unter der Annahme, dass das hier vorgestellte Stromsensor-SQUID im Rahmen eines zweistufigen Aufbaus zur Auslese des ECHO-100k Detektors verwendet wird, kann mit Hilfe von Rechnungen analog zu den in den Abschnitten 4.3 und 4.5 vorgestellten Simulationen die erreichbare Energieauflösung ΔE_{FWHM} des Detektors abgeschätzt werden. Es wird hierbei angenommen, dass ein typischerweise in der Arbeitsgruppe verwendetes 16-SQUID-Serien-Array als rauscharmer Verstärker bei mK-Temperaturen eingesetzt wird. Das Rauschen eines derartigen SQUID-Arrays inklusive Raumtemperaturelektronik beträgt $\sqrt{S_{\Phi_{x,w}}} = 0,41 \text{ }\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ im Bereich des weißen Rauschens und das niederfrequente Rauschen besitzt bei 1 Hz eine Amplitude von $\sqrt{S_{\Phi_{x,1/f}}(1 \text{ Hz})} = 1,41 \text{ }\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ sowie einen Rauschexponenten von $\alpha = 0,62$. Ferner besitzen diese SQUID-Arrays eine besonders hohe Eingangssensitivität von $1/M_{\text{Amp}} = 8 \text{ }\mu\text{A}/\Phi_0$, sodass der Flussverstärkungsfaktor $G_{\Phi} = M_{\text{Amp}} I_{\Phi_s}$ [Wei96] (vergleiche Abschnitt 4.4) bei einem Transferkoeffizienten von $I_{\Phi_s} = 14,0 \text{ }\mu\text{A}/\Phi_0$ einen Wert von 1,75 annimmt. Für eine maximale Fluss-zu-Fluss-Verstärkung von ≈ 3 können Sensor-SQUID und SQUID-Array zukünftig weiter aufeinander abgestimmt werden, was durch eine höhere Eingangssensitivität seitens des SQUID-Arrays aber auch durch einen höheren Fluss-zu-Strom-Transferkoeffizienten I_{Φ_s} erreicht wird. Zusammengefasst ergibt sich für das gesamte Flussrauschen des zweistufigen Auf-

baus ein Wert von $\sqrt{S_{\Phi_s, \text{SQ}, w}} = 0,82 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ im Bereich hoher Frequenzen und $\sqrt{S_{\Phi_s, \text{SQ}, 1/f}}(1 \text{ Hz}) = 3,31 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ für den $1/f$ -artigen Anteil. Nach Gleichung 3.2 entsprechen diese Werte gekoppelten Energiesensitivitäten von $\epsilon_{c, w} = 25,8 h$ und $\epsilon_{c, 1/f} = 419,5 h$. Dabei wurde ein Kopplungsfaktor von $k_{is} = 0,79$ verwendet, welcher aus den experimentell bestimmten Induktivitäten M_{is} , L_s und L_i resultiert. Die nach Gleichung 4.5 aus dem theoretischen Signal-Rausch-Verhältnis berechnete erreichbare Energieauflösung des ECHO-100k Detektors beträgt damit $\Delta E_{\text{FWHM}} = 2,15 \text{ eV}$. Mit den bisher in der Arbeitsgruppe verwendeten dc-SQUIDs konnte experimentell bereits eine Energieauflösung von $\Delta E_{\text{FWHM}, \text{exp}} = 3,52 \text{ eV}$ erzielt werden [Man21b]. Die Verwendung des in der vorliegenden Arbeit entwickelten Stromsensor-SQUIDs führt damit perspektivisch zu einer Verbesserung der Auflösung des Detektors um fast 40%. Der Zugewinn ist hierbei vor allen Dingen auf die hohe Stromsensitivität von $1/M_{is} = 6,3 \mu\text{A}/\Phi_0$ zurückzuführen. Aufgrund derer liegt die resultierende Fluss-zu-Fluss-Übertragung von $\delta\Phi_s/\delta\Phi = 5,65 \%$ über der Kopplung in der Arbeitsgruppe existierender SQUID-Designs von 4,06 %, wodurch trotz eines im Vergleich zu bisherigen SQUIDs leicht erhöhten Rauschniveaus der Beitrag des SQUID-Rauschens zum Gesamtrauschen des Detektors reduziert werden kann. Die im ECHO-Experiment angestrebte Energieauflösung von $< 5 \text{ eV}$ ist dadurch sichergestellt.

Dass ein Washer-Shunt R_d parallel zur Induktivität des SQUID-Washers das Resonanzverhalten der in dieser Arbeitsgruppe entwickelten dc-SQUIDs merklich reduziert, konnte in der Vergangenheit bereits mehrfach demonstriert werden [Ric17, Bau18]. In der vorliegenden Arbeit wurden erstmals bei allen entworfenen SQUIDs auch Dämpfungselemente parallel zur Induktivität der Einkoppelspule verbaut. Zur Untersuchung des Effekts dieses Dämpfungsglieds wurden neben vollständig gedämpften SQUIDs auch solche mit Washer-Shunt jedoch ohne $R_x C_x$ -Glied in die Charge SQ-WJJ-4w1 aufgenommen. Die in Abbildung 6.11 gezeigten Kennlinien eines solchen SQUIDs mit ungedämpftem Eingangskreis weisen offensichtlich äquidistante resonanzbedingte Stromstufen auf. Die Grundfrequenz der zugrundeliegenden Resonanz beträgt $54 \mu\text{V}/\Phi_0 = 26,1 \text{ GHz}$. Bei der auftretenden Resonanz handelt es sich vermutlich um eine stehende Welle von Josephson-Wechselströmen über die Länge der Einkoppelspule. Die Frequenz f_i dieser Mikrostreifenleiter-Resonanz wurde mit Hilfe von Gleichung 6.13 zu 36,3 GHz berechnet. Dabei wurde für die Länge l_i die gesamte Länge von 1,72 mm, die die Einkoppelspule auf dem SQUID-Washer verläuft, eingesetzt. Berücksichtigt man jedoch ferner, dass die 670 μm lange Zuleitung zur Spule ebenfalls als Streifenleiter realisiert ist, ergibt sich für die Länge l_i ein Wert von 2,39 mm. Die daraus folgende Resonanzfrequenz von 26,3 GHz stimmt innerhalb der Mess- und Rechengenauigkeit mit dem aus Abbildung 6.11 extrahierten Wert von 26,1 GHz überein. Der hier diskutierte Fall einer resonanzbedingt degradierten Strom-Spannungs-Kurve zeigt, dass bei einer Einkoppelspule wie in dem in Abbildung 6.7 a) gezeigten Design mit einer derartiger Länge auf einen dämpfenden

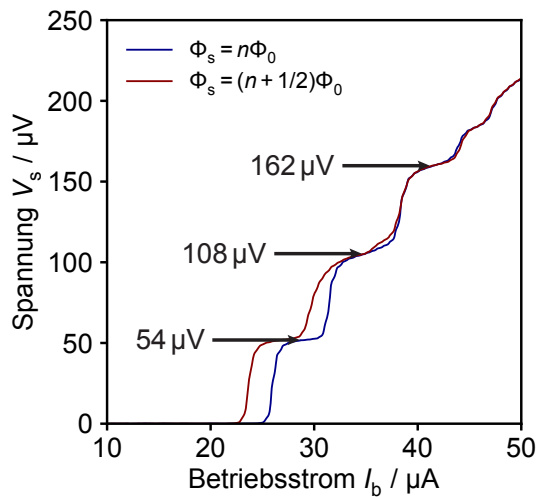


Abb. 6.11: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinien eines gekoppelten dc-SQUIDS der Charge SQ-WJJ-4w1, bei welchem ein Washer-Shunt $R_d = 5 \Omega$, jedoch kein $R_x C_x$ -Dämpfungsglied parallel zur Induktivität der integrierten Einkoppelspule verbaut wurde.

den Widerstand parallel zur Induktivität der Einkoppelspule nicht verzichtet werden kann.

6.3.3 dc-SQUID nach dem Typ II Herstellungsverfahren

Das in Abschnitt 6.2.1 vorgestellte Herstellungsverfahren vom Typ II stellt eine Möglichkeit dar, dc-SQUIDS auf Basis von cross-type Josephson-Kontakten zu realisieren, ohne dabei im Vergleich zum window-type Kontakte basierten Herstellungsprozess die Anzahl der Depositionslagen und damit den Arbeitsaufwand erhöhen zu müssen. Tatsächlich kann mit diesem Prozess die Anzahl lithographischer Lagen sogar im Vergleich zu den beiden anderen Prozessen von sechs auf vier verringert werden. Die erfolgreiche Etablierung des Typ II Fabrikationsprozesses setzt jedoch voraus, dass aufgrund der Strukturierung felderzeugender Spulen in der Lage der Nb/Al- AlO_x /Nb-Dreischichtstruktur keine zusätzlichen Resonanzen oder Stromfluktuationen auftreten. Mögliche Stromfluktuationen könnten beispielsweise den gleichen Ursprung wie Fluktuationen des kritischen Stroms haben, welche bekanntermaßen niederfrequentes Zusatzrauschen in dc-SQUIDS verursachen und durch das willkürliche Einfangen und Freisetzen von Elektronen in Defekten in der Tunnelbarriere zustande kommen.

Dc-SQUIDS nach dem Typ II Prozess wurden für die vorliegende Arbeit im Rahmen einer Charge basierend auf $3 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$ großen cross-type Kontakten mit einer angestrebten kritischen Stromdichte von $j_c = 66 \text{ A/cm}^2$ umgesetzt. Wie exemplarisch anhand der bei $T = 4,2 \text{ K}$ aufgenommenen Strom-Spannungs-Kennlinien des dc-SQUIDS mit der Bezeichnung SQ-CJJ-5w1 Chip11 #2 in Abbildung 6.12 zu erkennen ist, weisen die dc-SQUIDS nach dem Typ II Verfahren im Vergleich zu den Kennlinien in Abbildung 6.8 a) keine zusätzlichen Irregularitäten über die bereits beschriebenen

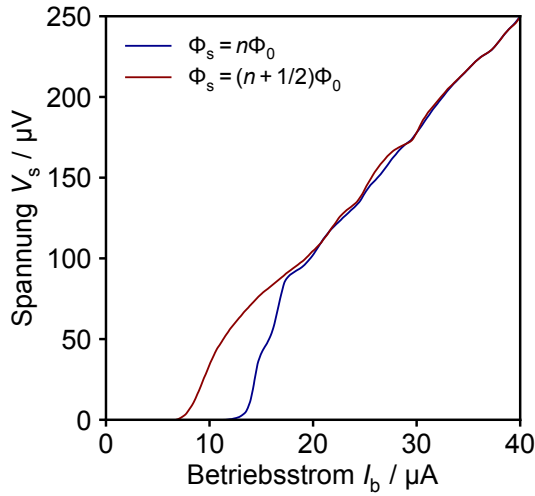


Abb. 6.12: Bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ gemessene Strom-Spannungskennlinien eines Stromsensor-SQUIDs mit der Bezeichnung SQ-CJJ-5w1 Chip11 #2, welches nach dem Typ II Verfahren hergestellt wurde.

hinaus auf. Der kritische Strom dieses SQUIDs ist mit $I_c = 7,6\ \mu\text{A}$ gegenüber dem angestrebten Wert von $6\ \mu\text{A}$ nur leicht erhöht. Gemäß der aus den Strom-Spannungskennlinien bestimmten Modulation $\Delta I_0/2I_c$ des maximalen Suprastroms liegt der Wert des Abschirmparameters bei $\beta_L = 1$. Die daraus resultierende Induktivität des SQUID-Washers von $L_s = 136\ \text{pH}$ stimmt mit der in Abschnitt 6.3.2 bestimmten Induktivität überein. Der Einfluss auf die SQUID-Induktivität der im Typ II Herstellungsprozess nur halb so dick gewählten Isolationsschicht zwischen den felderzeugenden Spulen und dem SQUID-Washer sowie der 4 mal geringeren Schichtdicke der Nb-Lage, in welcher Ein- und Rückkoppelspule strukturiert sind (vergleiche Abschnitt 6.2.1) ist offenbar vernachlässigbar gering. Ähnliches kann für den Kopplungsfaktor k_{is} zwischen Einkoppelspule und SQUID-Schleife beobachtet werden. Für dessen Berechnung wurde analog zu Abbildung 6.9 das Rauschspektrum eines dc-SQUIDs vom Typ II mit supraleitend kurzgeschlossener Einkoppelspule aufgenommen und daraus die Induktivität der Einkoppelspule zu $L_i = 1,33\ \text{nH}$ bestimmt. Bei einer gemessenen Eingangssensitivität von $1/M_{\text{is}} = 6,1\ \mu\text{A}/\Phi_0$ ergibt sich daraus ein Kopplungsfaktor von 0,80. Die Strukturierung der felderzeugenden Spulen in der Lage der Dreischichtstruktur hat demnach erwartungsgemäß keinen Einfluss auf die charakteristischen Größen der dc-SQUIDs.

Dagegen stellt sich die im Typ II Fabrikationsprozess vorgesehene Kontaktierung der Shunt-Widerstände durch die darunterliegende unterste Nb-Lage als so nicht umsetzbar heraus. Während bei den nach den anderen beiden Prozessen hergestellten dc-SQUIDs die Größe der Shunt-Widerstände im Experiment sehr gut mit den angestrebten Werten übereinstimmt, weicht der Wert der Shunt-Widerstände von $R_s = 13,2\ \Omega$, der aus dem ohmschen Bereich der in Abbildung 6.12 gezeigten Kennlinie bestimmt wurden, um fast 80% von dem Design-Wert von $7,4\ \Omega$ ab. Eine solche starke Abweichung konnte bislang bei der Herstellung von SQUIDs in der

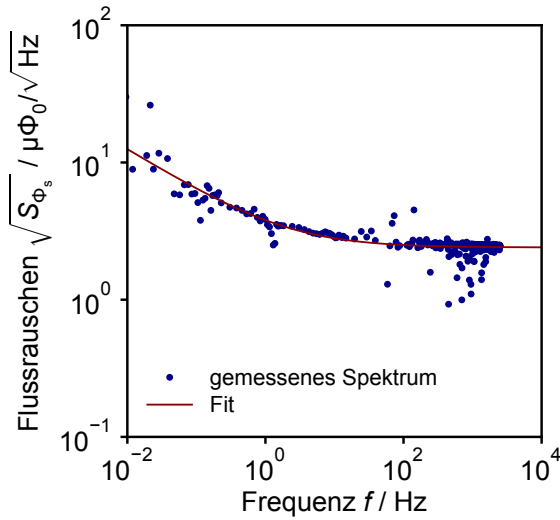


Abb. 6.13: Gemessenes frequenzabhängiges Flussrauschen $\sqrt{S_{\Phi_s}}$ des Typ II dc-SQUIDs SQ-CJJ-5w1 Chip11 #2 bei einer Temperatur von $T = 20$ mK.

Arbeitsgruppe noch nicht beobachtet werden. Bisher waren allerdings alle Shunt-Widerstände immer planar strukturiert und wurden von oben durch eine abschließende Nb-Schicht kontaktiert. Die erhöhten Widerstandswerte können demnach von Engstellen in der AuPd-Schicht mit erhöhter Resistivität an den Stellen, an denen die Widerstände Kanten der darunter strukturierten Isolationsschichten überwinden müssen, verursacht worden sein (vergleiche Abbildung 6.4 b)). Die Abhängigkeit der Resistivität von der Dicke dieser Engstellen und ob beispielsweise eine dickere AuPd-Schicht dieses Problem lösen kann, sollte perspektivisch in einer Fortführung dieser Arbeit untersucht werden. Eine andere Alternative könnte eine Änderung der Reihenfolge der Mikrofabrikationsschritte im Typ II Herstellungsprozess darstellen, bei welcher die resistiven Elemente bereits vor der Abscheidung der Isolationsschicht strukturiert werden. Dadurch würde die Anzahl an Stufen, welche von den Widerständen überwunden werden müssen, auf ein Minimum reduziert werden.

Aufgrund des mit den zu großen Shunt-Widerständen einhergehenden Stewart-McCumber-Parameters von $\beta_c = 1,93$ war mit einem infolge eines hysteretischen Verhaltens erhöhten weißen Rauschens zu rechnen [Ryh89]. Dieses beträgt nach dem in Abbildung 6.13 gezeigten Rauschspektrum des SQUIDs SQ-CJJ-5w1 Chip11 #2 vom Typ II $\sqrt{S_{\Phi_s,w}} = 2,40 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und ist einen Faktor 3 höher als das gemessene weiße Rauschen von $0,79 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ des dc-SQUIDs vom Typ I (vergleiche Abbildung 6.10). Eine gleichzeitige Zunahme des weißen Rauschens infolge der zusätzlichen parasitären Kapazität zwischen der unteren und oberen Nb-Lage der Nb/Al-AIO_x/Nb-Dreischichtstruktur entlang der darin strukturierten felderzeugenden Spulen ist zudem denkbar [Ryh92]. Diese Hypothese kann allerdings erst anhand zukünftiger nicht-hysteretischer Typ II dc-SQUIDs überprüft werden. Das niederfrequente Zusatzrauschen unterscheidet sich dagegen nicht von dem des in Abschnitt 6.3.2 diskutierten dc-SQUIDs nach dem Typ I Herstellungsverfahren, dessen Ver-

gleichbarkeit zum niederfrequenten Rauschen anderer Nb-basierter dc-SQUIDs, die anhand unterschiedlicher Designs und Fabrikationsprozesse hergestellt wurden, bereits demonstriert werden konnte. Dieses beträgt gemäß der Anpassung in Abbildung 6.13 $\sqrt{S_{\Phi_s,1/f}}(1 \text{ Hz}) = 2,95 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bei einer Frequenz von $f = 1 \text{ Hz}$ und skaliert mit einem Exponenten von $\alpha = 0,62$. Folglich sind mit der Strukturierung der felderzeugenden Spulen in der Lage der Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur neben dem aus der Literatur [Kem16] erwarteten magnetischen Flussrauschen offenbar keine zusätzlichen niederfrequenten Rauschbeiträge verbunden. Aufgrund dessen und dem Ausbleiben zusätzlicher parasitärer Resonanzen stellt das neuartige Typ II Verfahren unter der Voraussetzung, dass die Größe der Shunt-Widerstände zukünftig zuverlässig dimensioniert werden kann, eine vielversprechende Alternative zur Herstellung von cross-type Kontakte basierten SQUIDs dar.

6.4 Stromsensor-SQUIDs mit Zwischentransformator

Um die Fluss-zu-Fluss-Kopplung zwischen dc-SQUID und Detektor zu verbessern, wurden im Rahmen dieser Arbeit in der Arbeitsgruppe erstmalig dc-SQUIDs mit einem Zwischentransformator entworfen. Zur Demonstration der prinzipiellen Umsetzbarkeit und des Einflusses eines zusätzlichen supraleitenden Flusstransformators auf die charakteristischen Eigenschaften eines Stromsensor-SQUIDs wurden zunächst Transformatoren zur Auslese von Detektoren mit einer Induktivität der Detektionsspulen von 6 nH und 10 nH entworfen und an das in Abschnitt 6.3 vorgestellte dc-SQUID gekoppelt. Das Design dieser Transformatoren sowie die experimentell bestimmten Eigenschaften sollen im Folgenden diskutiert werden. Schließlich soll anhand der experimentellen Ergebnisse die Frage geklärt werden, ob und in welchem Ausmaß ein Zwischentransformator zu einer verbesserten Energieauflösung und einem erhöhten Auslesesignals eines magnetischen Mikrokalorimeters beitragen kann.

6.4.1 Transformator-Design

Gemäß Gleichung 6.8 hängt die Fluss-zu-Fluss-Kopplung $\delta\Phi_s/\delta\Phi_p$ eines gekoppelten SQUIDs mit Zwischentransformator unter anderem von den Parametern a und b ab, mit denen die Induktivitäten der Spulen des Zwischentransformators als Vielfache $L_a = aL_p$ und $L_b = bL_i$ ausgedrückt werden können. Für eine verschwindend geringe parasitäre Induktivität L_{par} wird das Maximum der Fluss-zu-Fluss-Übertragung für den Fall, dass $a \approx b$ ist, erreicht. Folglich ist die Induktivität L_a der primären Spule des Transformators sehr viel größer als die Induktivität der sekundären Spule. Bei den in Abbildung 6.14 gezeigten Transformatoren sind daher die primären Spulen jeweils als Gradiometer erster oder zweiter Ordnung mit mehreren Windungen auf den

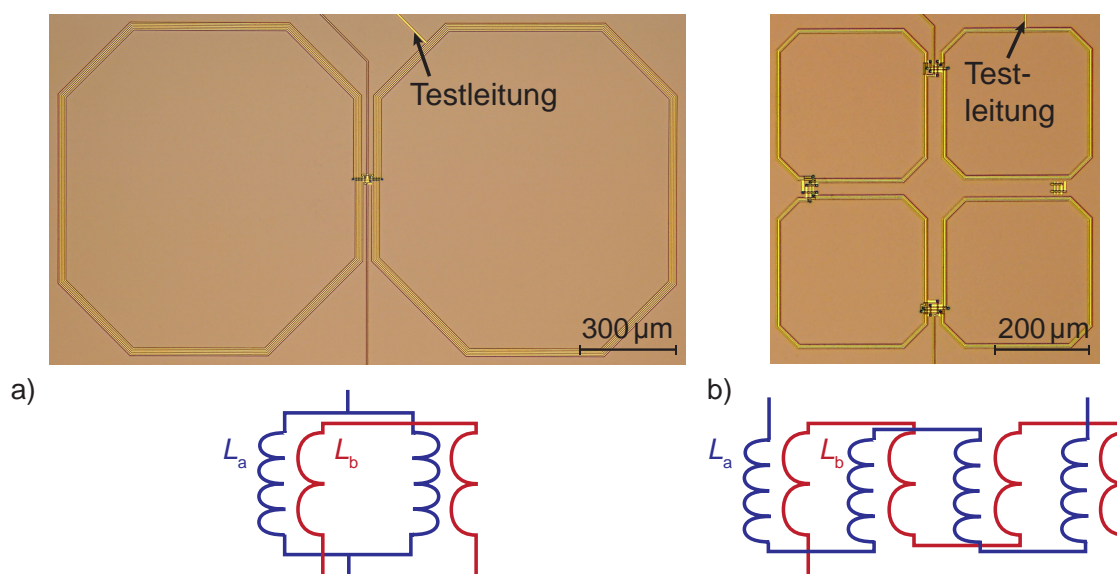


Abb. 6.14: Lichtmikroskopaufnahmen sowie Schemata der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Flusstransformatoren, welche zur Auslese von magnetischen Mikrokalorimetern mit einer Induktivität von a) $L_p = 10$ nH und b) $L_p = 6$ nH zwischen die jeweilige Detektionsspule und die Einkoppelspule des in Abschnitt 6.3 vorgestellten dc-SQUIDs geschaltet werden. Mit Hilfe der Testleitungen können die Transformatoren auf Kurzschlüsse zwischen der sekundären Spule und der darüber verlaufenden primären Spule geprüft werden.

als $10\ \mu\text{m}$ und $25\ \mu\text{m}$ breite Bahn strukturierten sekundären Spulen realisiert. Gradiometer erster Ordnung sind dabei zur Unterdrückung variierender magnetischer Störfelder grundsätzlich ausreichend [Dru07]; mit Gradiometern höherer Ordnung können die Abmessungen eines Transformators jedoch verringert und damit die Anzahl der SQUIDs mit Zwischentransformator, die auf einem SQUID-Chip platziert werden können, erhöht werden. Mit Hilfe von InductEx-Simulationen konnte gezeigt werden, dass für den größeren der beiden Transformatoren in Abbildung 6.14 a) ein Kopplungsfaktor von $k_{ab} = 0,98$ und für den kleineren Transformator in Abbildung 6.14 b) ein Kopplungsfaktor von $k_{ab} = 0,94$ erreicht wird. Die Werte der Parameter a und b , die sich aus der Maximierung von Gleichung 6.8 für diese Kopplungsstärken sowie den Simulationenwerten L_s , L_i und k_{is} des SQUID-Designs aus Tabelle 6.2 ergeben, sind in Tabelle 6.3 aufgeführt. Daneben finden sich die Simulationenwerte der Parameter im finalen Design. Diese weichen insbesondere für das Design des $10\ \text{nH}$ -Transformators relativ stark von den angestrebten Werten für eine maximale Fluss-zu-Fluss-Kopplung ab, da die Designs vor dem Beginn der Kooperation mit dem IMS in Karlsruhe erstellt wurden und damit ursprünglich auf die SQUID-Fabrikation in der DCA am KIP in Heidelberg ausgelegt waren. Da die Schichten der Nb- und SiO_2 -Lagen der am KIP hergestellten SQUIDs dicker sind, wurden da-

Tab. 6.3: Auflistung der zum Erreichen einer maximalen Fluss-zu-Fluss-Kopplung $\delta\Phi_s/\delta\Phi$ angestrebten Werte der Parameter a und b bei gegebenem Kopplungsfaktor k_{ab} sowie die gemäß InductEx-Simulationen im Design erreichten Werte der in dieser Arbeit entwickelten Zwischentransformatoren zur Anpassung der Eingangsinduktivität eines Stromsensor-SQUIDs an magnetische Mikrokalorimeter mit $L_p = 10$ nH und $L_p = 6$ nH.

| | Parameter | angestrebter Wert | Simulations-/ Design-Wert |
|---------------|---------------------------|-------------------|---------------------------|
| $L_p = 10$ nH | k_{ab} | - | 0,98 |
| | a | 5,03 | 3,93 |
| | b | 5,28 | 3,80 |
| | $\delta\Phi_s/\delta\Phi$ | 1,83 % | 1,82 % |
| $L_p = 6$ nH | k_{ab} | - | 0,94 |
| | a | 2,93 | 2,86 |
| | b | 3,18 | 2,58 |
| | $\delta\Phi_s/\delta\Phi$ | 1,99 % | 2,00 % |

bei in den Simulationen zunächst anstelle der maximalen Kopplungsfaktoren k_{ab} von 0,98 und 0,94 nur Werte bis 0,97 und 0,92 sowie allgemein größere Induktivitäten erreicht. In diesem Bereich hängen die Parameter a und b stark vom Kopplungsfaktor k_{ab} ab (vergleiche Abbildung 6.3). Dass die daraus resultierende Abweichung von den angestrebten Werten die Größe der Fluss-zu-Fluss-Kopplung jedoch nur sehr wenig beeinflusst, zeigen die rechnerisch vorhergesagten Werte $\delta\Phi_s/\delta\Phi$ in Tabelle 6.3.

6.4.2 Charakteristische Größen

Experimentell kann die Fluss-zu-Fluss-Übertragung mit Hilfe der gemessenen effektiven Induktivitäten der hergestellten dc-SQUIDs, die sich jeweils aus dem in Abschnitt 6.3 vorgestellten einfachen Stromsensor-SQUID und den beiden hier beschriebenen Flusstransformatoren zusammensetzen, berechnet werden. Die effektive SQUID-Induktivität L'_s kann analog zu einem einfach gekoppelten SQUID aus der Modulation $\Delta I_0/2I_c$ des maximalen Suprastroms bestimmt werden. Dazu sind in Abbildung 6.15 die Strom-Spannungs-Kennlinien der SQUIDs SQ-CJJ-4w1 Chip 15 mit 10 nH-Eingangsinduktivität und SQ-CJJ-4w1 Chip 10 #2 mit 6 nH-Eingangsinduktivität aufgetragen. Für das SQUID mit 10 nH-Eingangsinduktivität findet man bei einer Modulation von $\Delta I_{0,10\text{ nH}} = 5,64$ μA und einem kritischen Strom von $I_{c,10\text{ nH}} = 4,2$ μA gemäß Abbildung 6.5 a) eine effektive SQUID-Induktivität von $L'_{s,10\text{ nH}} = 121$ pH. Analog dazu beträgt die effektive Induktivität des SQUIDs mit 6 nH-Eingangsinduktivität $L'_{s,6\text{ nH}} = 116$ pH. Die Werte bestätigen die Erwartung nach Gleichung 3.9,

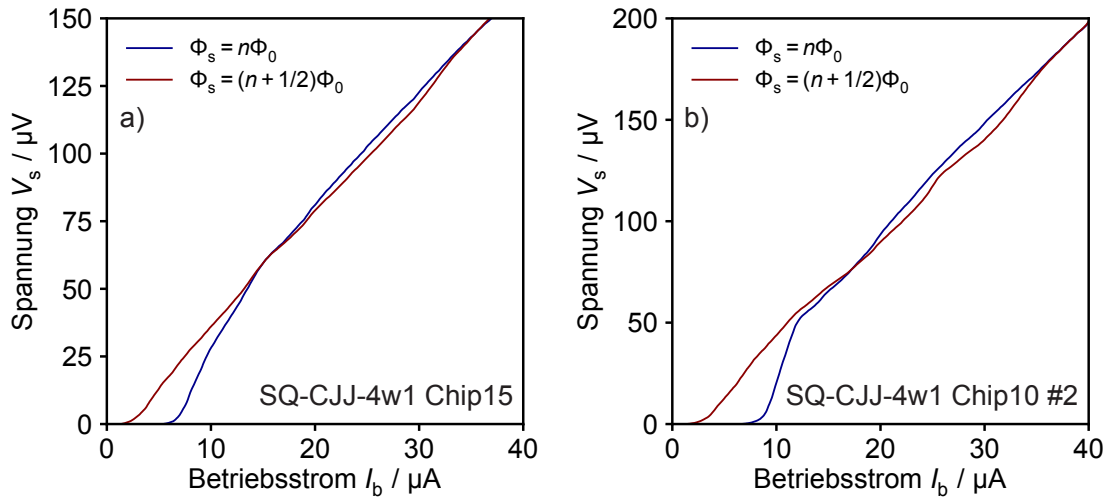


Abb. 6.15: Strom-Spannungs-Kennlinien der Stromsensor-SQUIDs a) SQ-CJJ-4w1 Chip15 mit einem 10 nH-Zwischentransformator und b) SQ-CJJ-4w1 Chip10 #2 mit einem 6 nH-Transformator, gemessen bei einer Temperatur von $T = 4,2$ K.

dass die geometrische SQUID-Induktivität von $L_s = 135$ pH des einfach gekoppelten dc-SQUIDs von dem zwischengeschalteten Flusstransformator mit der kleineren sekundären Spule L_b stärker geschirmt wird. Gemäß Gleichung 3.9 und den für das einfach gekoppelte SQUID bestimmten Werten $k_{is} = 0,79$, $L_s = 135$ pH und $L_i = 1,27$ nH besitzt diese eine Induktivität von $L_{b,10\text{nH}} = 6,23$ nH $= 4,91L_i$ im Fall des 10 nH-Transformators und $L_{b,6\text{nH}} = 4,29$ nH $= 3,38L_i$ für den 6 nH-Transformator. Darin ist die parasitäre Induktivität der jeweiligen Zuleitung zwischen der Einkoppelspule und der sekundären Transformator-Spule, welche anhand der Induktivität des Streifenleiters pro Einheitslänge $0,14$ pH/ μm (siehe Abschnitt 6.3.2) und der Länge der Zuleitung abgeschätzt werden kann, bereits abgezogen. Die Werte L_b stimmen mit den Simulationen sehr gut überein. Die effektive Induktivität der Einkoppelspulen L'_i kann wiederum analog zu Abbildung 6.9 aus den Rauschspektren der SQUIDs mit Zwischentransformator im zweistufigen Aufbau mit kurzgeschlossenen primären Transformator-Spulen bestimmt werden. Diese wurden für die beiden SQUIDs, deren Kennlinien in Abbildung 6.15 gezeigt sind, gemessen und ergaben abzüglich der Induktivität des Bonddrahts eine effektive Induktivität L'_i von $8,37$ nH für das SQUID mit 10 nH-Eingangsimpedanz und $5,47$ nH für das SQUID mit 6 nH-Eingangsimpedanz. Die daraus nach Gleichung 3.10 abgeleiteten Werte $L_{a,10\text{nH}} = 38,47$ nH $= 3,85L_p$ und $L_{a,6\text{nH}} = 16,71$ nH $= 2,78L_p$ für die Induktivität der primären Transformator-Spulen stimmen ebenfalls sehr gut mit den Simulationen überein. Zu deren Berechnung mussten allerdings die simulierten Werte des Kopplungsfaktors k_{ab} verwendet werden. Schließlich wurden die effekti-

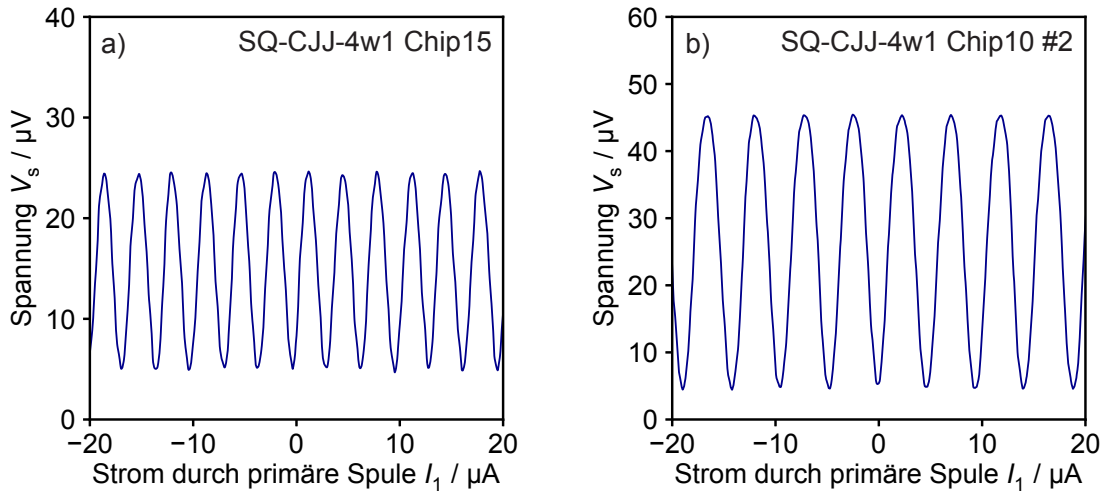


Abb. 6.16: a) Aus Abbildung 6.15 a) resultierende Fluss-Spannungs-Kennlinie des auf die Auslese eines Detektors mit 10 nH Induktivität ausgelegten SQUIDs SQ-CJJ-4w1 Chip15 bei einem Betriebsstrom von $I_{b,max} = 7,4 \mu\text{A}$. b) Fluss-Spannungs-Kennlinie des dc-SQUIDs SQ-CJJ-4w1 Chip10 #2 mit 6 nH-Transformator, dessen Stroms-Spannungs-Kennlinien in Abbildung 6.15 b) gezeigt sind, bei $I_{b,max} = 9,1 \mu\text{A}$.

ven Gegeninduktivitäten M'_{is} aus der Periodizität der in Abbildung 6.16 gezeigten Fluss-Spannungs-Kennlinien zu $M'_{is,10\text{nH}} = 627 \text{ pH}$ und $M'_{is,6\text{nH}} = 440 \text{ pH}$ bestimmt.

Für die Energieauflösung der in der Arbeitsgruppe entwickelten Detektoren spielt neben der Fluss-zu-Fluss-Übertragung das intrinsische Flussrauschen der Stromsensor-SQUIDs eine entscheidende Rolle. Ein dc-SQUID mit Zwischentransformator verhält sich dabei wie ein einfach gekoppeltes dc-SQUID jedoch mit verringerter SQUID-Induktivität aufgrund der magnetischen Schirmung durch den Flusstransformator. Dies zeigt der Vergleich der beiden in Abbildung 6.17 dargestellten Rauschspektren der SQUIDs SQ-CJJ-4w1 Chip7 mit 10 nH-Eingangsinduktivität und SQ-CJJ-4w1 Chip10 #1 mit 6 nH-Eingangsinduktivität, welche wie alle anderen Rauschspektren in dieser Arbeit mit Hilfe eines Kreuzkorrelationsaufbaus bei $T = 20 \text{ mK}$ gemessen wurden. Bei dem in Abbildung 6.17 a) aufgetragenen Rauschspektrum können im Bereich hoher Frequenzen einige Punkte mit überhöhter Amplitude beobachtet werden. Diese können auf Rauschspitzen, die von einem Netzbrummen mit einer Grundfrequenz von 50 Hz verursacht wurden, zurückgeführt werden [Uhr17]. Aus der Anpassung der Daten an eine Funktion in Form von Gleichung 2.51 findet man einen Wert von $\sqrt{S_{\Phi_s,1/f,10\text{nH}}(1\text{ Hz})} = 3,47 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ bei $f = 1 \text{ Hz}$ und einen Exponenten von $\alpha_{10\text{nH}} = 0,68$ für das niederfrequente Zusatzrauschen in Abbildung 6.17 a) sowie $\sqrt{S_{\Phi_s,1/f,6\text{nH}}(1\text{ Hz})} = 3,33 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und $\alpha_{6\text{nH}} = 0,70$ für das $1/f$ -artige Rauschen in Abbildung 6.17 b) des SQUIDs mit 6 nH-Eingangsinduktivität. Diese Werte sind in-

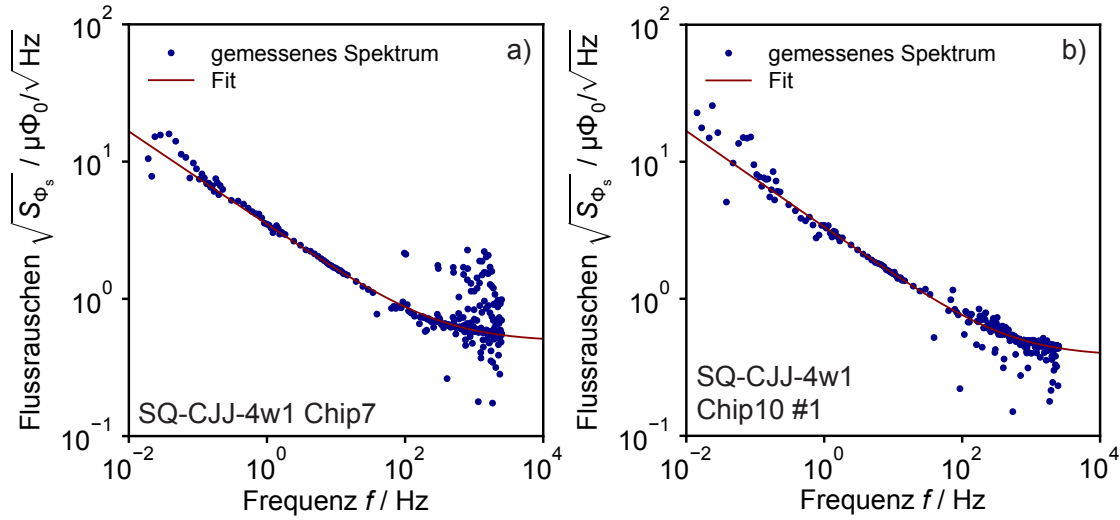


Abb. 6.17: Mit Hilfe eines Kreuzkorrelationsaufbaus gemessenes Spektrum des intrinsichen Flussrauschens $\sqrt{S_{\Phi_s}}$ a) des dc-SQUIDS SQ-CJJ-4w1 Chip 7 mit einem auf 10 nH ausgelegten Transformator und b) des dc-SQUIDS SQ-CJJ-4w1 Chip10 #1 mit einer Eingangsinduktivität von 6 nH bei einer Temperatur von $T = 20$ mK.

nerhalb der Mess- und Anpassungsgenauigkeit miteinander vereinbar und vergleichbar zu denen für das niederfrequente Rauschen des SQUIDS ohne Zwischentransformator, welches in Abbildung 6.10 aufgetragen ist. Daraus kann geschlossen werden, dass ein zusätzlicher Flusstransformator zwischen einem gekoppelten SQUID und einer potentiellen Detektionsspule keine Auswirkungen auf das magnetische Zusatzrauschen in der SQUID-Schleife hat. Dass der Beitrag des weißen Rauschens $\sqrt{S_{\Phi_s, w, 6 \text{ nH}}} = 0,38 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ des SQUIDS mit dem kleineren 6 nH-Transformator etwa 20% niedriger als das Rauschniveau von $\sqrt{S_{\Phi_s, w, 10 \text{ nH}}} = 0,49 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ des SQUIDS mit dem 10 nH-Transformator ist, liegt zum einen an der Größe der Shunt-Widerstände von $R_{s, 6 \text{ nH}} = 12,2 \Omega$ dieses SQUIDS, die im Vergleich zu den Shunts $R_{s, 10 \text{ nH}} = 11,0 \Omega$ des SQUIDS mit 10 nH-Eingangsinduktivität fabriktionsbedingt leicht erhöht sind und nach Gleichung 6.2 das Flussrauschen verringern. Die Differenz der Widerstände von $1,2 \Omega$ ist jedoch nicht ausreichend, um die Differenz der Rauschniveaus von $0,11 \mu\Phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$ zu erklären. Der andere Effekt, der nach Gleichung 6.2 zur Reduktion des weißen Rauschens des SQUIDS mit 6 nH-Eingangsinduktivität führt, ist die stärker geschirmte SQUID-Induktivität von $L'_{s, 6 \text{ nH}} = 116 \text{ pH}$ unter der Voraussetzung, dass die Abschirmparameter der zugrundeliegenden einfach gekoppelten SQUIDS im ungeschirmten Fall ohne zusätzliche Transformatoren wie hier etwa den gleichen Wert von $\beta_L \approx 0,7$ annehmen.

In Anbetracht der verschiedenen Induktivitäten der Detektionsspulen der aktuell in der Arbeitsgruppe entwickelten Detektoren ist das in dieser Arbeit entworfene

dc-SQUID mit großem Zwischentransformator, welches auf eine Eingangsinduktivität von 10 nH ausgelegt wurde, besonders zur Auslese des MOCCA Detektors mit einer Induktivität von 8,8 nH pro Kanal geeignet. Zur Vorhersage der dadurch theoretisch erreichbaren Energieauflösung ΔE_{FWHM} des MOCCA Detektors, wird ein zweistufiger Aufbau betrachtet, welcher sich aus dem gekoppelten SQUID, dessen Rauschspektrum in Abbildung 6.17 a) gezeigt ist, und dem SQUID-Array mit der Bezeichnung HDSQ11bw3-3A12-SQ2, dessen Rauschwerte bereits zur Berechnung der Energieauflösung des ECHo Detektors in Abschnitt 6.3.2 verwendet wurden, zusammensetzt. Der Verstärkungsfaktor G_{Φ} beträgt in dieser Konfiguration ebenfalls 1,75, sodass im zweistufigen Aufbau das $1/f$ -artige Rauschen bei $f = 1$ Hz den Wert $\sqrt{S_{\Phi_s, \text{SQ}, 1/f}(1 \text{ Hz})} = 3,58 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und das frequenzunabhängige weiße Rauschen den Wert $\sqrt{S_{\Phi_s, \text{SQ}, w}} = 0,56 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ annimmt. Zusammen mit der nach Gleichung 6.10 berechneten Fluss-zu-Fluss-Übertragung von $\delta\Phi_s/\delta\Phi = 1,77\%$ ergibt sich nach numerischen Simulationen des Signal-Rausch-Verhältnisses gemäß Gleichung 4.5 für die Energieauflösung ein Wert von $\Delta E_{\text{FWHM}} = 90,2$ eV. Im Gegensatz dazu wird unter Verwendung des in Abschnitt 6.3.2 vorgestellten einfach gekoppelten dc-SQUIDs eine deutlich schlechtere Energieauflösung von nur 104,1 eV erreicht, was zum einen am höheren weißen Rauschen des ungeschirmten SQUIDs und zum anderen an der geringeren Fluss-zu-Fluss-Übertragung von 1,55% liegt.

Wird das dc-SQUID mit der kleineren Eingangsinduktivität von 6 nH, dessen intrinsisches Flussrauschen in Abbildung 6.17 b) aufgetragen ist, beispielsweise zur Auslese des maXs100 Detektors mit einer Induktivität von 6,65 nH pro auszulesendem Kanal eingesetzt, liegt die Fluss-zu-Fluss-Kopplung von $\delta\Phi_s/\delta\Phi = 1,75\%$ tatsächlich unter der Kopplung von 1,95%, die unter Verwendung des einfach gekoppelten SQUIDs ohne Zwischentransformator erreicht werden kann. Dies ist unter anderem auf den für diesen Transformator niedrigeren Kopplungsfaktor von $k_{\text{ab}} = 0,94$ zurückzuführen, der aus der Realisierung des Transformators als Gradiometer zweiter Ordnung resultiert. Im diesem Fall kann der Zugewinn, der durch die Anpassung der Eingangsinduktivität von $L'_i = 5,47$ nH an die Induktivität des Detektors mit Hilfe des Zwischentransformators erzielt wird, den Verlust der Größe des Kopplungsfaktors k'_{is} nicht kompensieren. Trotzdem bietet das SQUID mit Zwischentransformator auch hier einen Vorteil für die Energieauflösung des Detektors, welche bei zweistufiger Auslese mit dem gleichen SQUID-Array wie bisher und einem Verstärkungsfaktor von $G_{\Phi} = 1,6$ $\Delta E_{\text{FWHM}} = 24,4$ eV beträgt, gegenüber der Auslese ohne zusätzlichen Flusstransformator, bei welcher theoretisch eine Energieauflösung von nur 26,8 eV erzielt wird. Grund dafür ist das verringerte weiße Rauschen des dc-SQUIDs, das mit der magnetischen Schirmung des zusätzlichen Flusstransformators einhergeht. Folglich kann ein dc-SQUID mit Zwischentransformator erst dann zu einer Verbesserung der Energieauflösung eines metallischen magnetischen Kalorimeters beitragen, wenn die durch den Transformator hervorgerufene Reduktion des weißen SQUID-

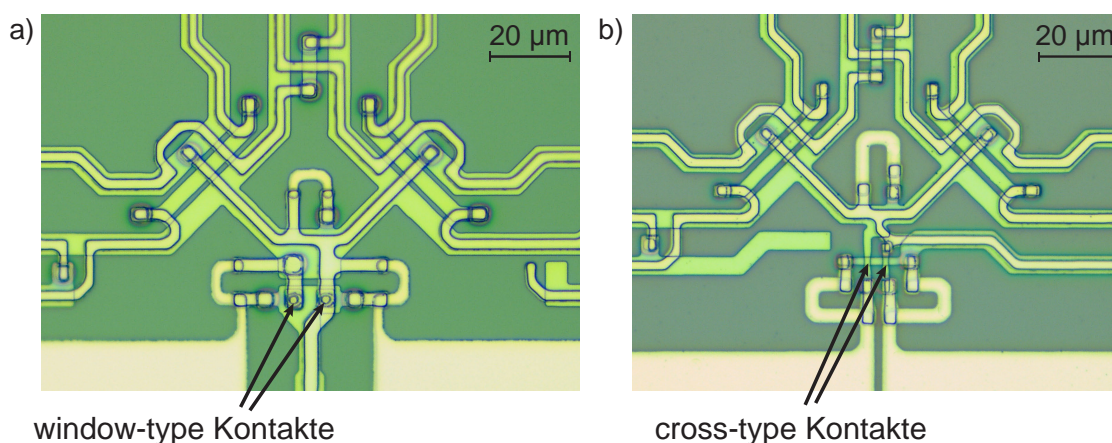


Abb. 6.18: Lichtmikroskopaufnahme eines Ausschnitts des entwickelten dc-SQUIDs mit integrierter Ein- und Rückkoppelspule, welches a) einmal auf window-type Josephson-Kontakten und b) einmal auf cross-type Josephson-Kontakten basiert.

Rauschens gegenüber dem möglichen Verlust der Fluss-zu-Fluss-Kopplung durch das Zwischenschalten des Transformators überwiegt.

6.4.3 dc-SQUIDs basierend auf window-type Josephson-Kontakten

Neben den auf cross-type Josephson-Kontakten basierenden SQUIDs wurden alle bisher vorgestellten SQUID-Designs auch auf Grundlage von window-type Kontakten realisiert, um den Einfluss des Typs eines Josephson-Kontakts sowie der verringerten Kapazität der cross-type Kontakte untersuchen zu können. Die auf Basis der unterschiedlichen Typen von Josephson-Kontakten entworfenen SQUID-Designs unterscheiden sich dabei lediglich im Bereich der Tunnelkontakte voneinander. Abbildung 6.18 zeigt dazu im Vergleich die bereits in Abbildung 6.10 gezeigte Mikroskopaufnahme eines dc-SQUIDs im Bereich der cross-type Kontakte sowie einen dazu äquivalenten Ausschnitt für ein dc-SQUID, das auf window-type Kontakten basiert. Aufgrund der gegenüber der von cross-type Kontakten sichtlich größeren Fläche der window-type Kontakte von $4,5\ \mu\text{m} \times 4,5\ \mu\text{m}$ wurde die angestrebte kritische Stromdichte der Dreischichtstruktur für die auf window-type Kontakten basierende SQUID-Charge zum Erreichen eines kritischen Stroms von $I_c = 6\ \mu\text{A}$ auf $j_c = 30\ \text{A}/\text{cm}^2$ angepasst. Während der Charakterisierung der SQUIDs dieser Charge stellte sich jedoch heraus, dass die gemessenen kritischen Ströme der Josephson-Kontakte etwa einen Faktor 2 über dem angestrebten Wert von $6\ \mu\text{A}$ liegen. Die genaue Ursache hierfür ist bis zum jetzigen Zeitpunkt unklar. Um fabrikationsbedingten Variationen des kritischen Stroms zuvor zu kommen, wurden die auf window-type Kontakten basierenden SQUIDs mit unterschiedlichen Shunt-Größen zwischen $4,5\ \Omega$ und $6\ \Omega$ entworfen. Ei-

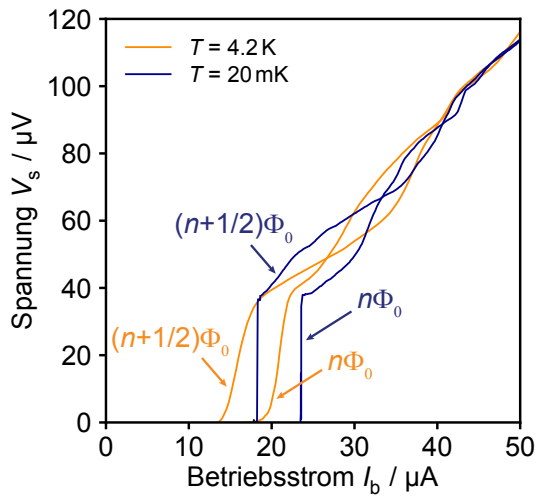


Abb. 6.19: Strom-Spannungs-Kennlinien des window-type Kontaktbasierten dc-SQUIDs mit der Bezeichnung SQ-WJJ-4w1 Chip11 #3, gemessen bei $T = 4,2\text{ K}$ und $T = 20\text{ mK}$. Bei tiefen Temperaturen zeigt sich das aufgrund des überhöhten kritischen Stroms erwartete hysteretische Verhalten.

ne derartige Abweichung war jedoch nicht absehbar. So liegt selbst für die SQUIDs mit den kleinsten Shunt-Widerständen bei einer Kapazität von $C = 0,95\text{ pF}$, welche sich aus dem Zusammenhang $C'_{JJ}(j_c)$ in Abbildung 5.30 unter Vernachlässigung des parasitären Beitrags der window-type Kontakte ergibt, der Stewart-McCumber-Parameter bei Werten $> 0,7$, sodass mit einem hysteretischen Verhalten bei mK-Temperaturen gerechnet werden muss. Die SQUID-Induktivität der dc-SQUIDs mit window-type Kontakten weicht nach Berechnungen mit dem Simulationsprogramm InductEx mit $L_s = 119\text{ pH}$ nur geringfügig von dem in Tabelle 6.2 gelisteten Wert für das cross-type Kontakte basierte Design ab. Die geringe Differenz ist dabei auf unterschiedliche parasitäre Induktivitäten im Bereich der Josephson-Kontakte zurückzuführen (vergleiche Abbildung 6.18). Dadurch ist für die window-type Kontakte basierten SQUIDs mit etwa doppelt so hohem kritischem Strom auch der Abschirmparameter $\beta_L > 1$ und folglich mit einem hysteretischen Verhalten bei tiefen Temperaturen zu rechnen. Abbildung 6.19 zeigt dazu exemplarisch die Kennlinien eines window-type Kontakte basierten SQUIDs, welche bei den Temperaturen $T = 4,2\text{ K}$ und $T = 20\text{ mK}$ aufgezeichnet wurden. Aufgrund der beobachtbaren stark ausgeprägten Hysterese bei 20 mK konnte für dieses SQUID leider kein Rauschspektrum bei tiefen Temperaturen aufgenommen werden. Der vorliegende Fall einer fabrikationsbedingt etwa doppelt so hohen kritischen Stromdichte verdeutlicht, dass Josephson-Kontakte mit geringer kritischer Stromdichte für die Herstellung von SQUIDs weniger geeignet sind, da kleine Schwankungen um die angestrebte kritische Stromdichte relativ betrachtet bereits zu einer signifikanten Abweichung der SQUID-Parameter β_L und β_c von den Design-Werten und im schlimmsten Fall zu einem hysteretischen Verhalten führen können. Hier sind folglich cross-type Kontakte mit kleiner Fläche und hoher kritischer Stromdichte klar im Vorteil.

Dank der um etwa 15% gegenüber der geometrischen SQUID-Induktivität gesenkten effektiven Induktivität L'_s der gekoppelten SQUIDs mit 6 nH -Eingangsinduk-

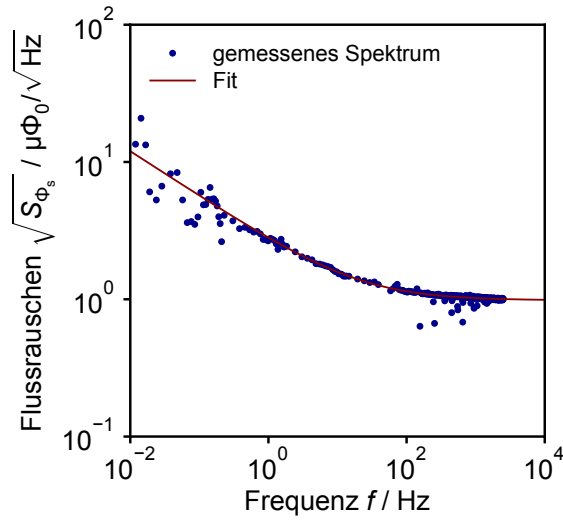


Abb. 6.20: Bei $T = 20$ mK gemessenes Spektrum des intrinsischen magnetischen Flussrauschens $\sqrt{S_{\Phi_s}}$ des window-type Kontakte basierten dc-SQUIDs SQ-WJJ-4w1 Chip4 #3 mit 6 nH-Eingangsimpedanz.

tivität konnte trotz stark erhöhter kritischer Ströme das Rauschspektrum eines auf Basis von window-type Josephson-Kontakten hergestellten dc-SQUIDs mit einem 6 nH-Transformator bei einer Temperatur von 20 mK gemessen werden, ohne dabei ein hysteretisches Verhalten zu beobachten. Dieses Rauschspektrum ist in Abbildung 6.20 gezeigt. Das niederfrequente Rauschen skaliert darin mit einem Exponenten von $\alpha = 0,66$ und beträgt $\sqrt{S_{\Phi_s,1/f}}(1 \text{ Hz}) = 2,64 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und weicht somit nicht signifikant von den zuvor bestimmten niederfrequenten Rauschbeiträgen der cross-type Kontakte basierten SQUIDs ab. Das niederfrequente Zusatzrauschen ist bei den in der vorliegenden Arbeit entwickelten und hergestellten SQUIDs damit unabhängig vom Typ sowie der Fläche der Josephson-Kontakte. Das weiße Rauschen bei hohen Frequenzen ist dagegen mit einem Beitrag von $\sqrt{S_{\Phi_s,w}} = 0,98 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ mehr als doppelt so hoch wie das des baugleichen SQUIDs aus Abbildung 6.17 b). Dies ist zum einen auf den Wert des Stewart-McCumber-Parameters des window-type Kontakte basierten SQUIDs von $\beta_c = 1,11$ zurückzuführen, welcher, obwohl keine Hysterese bei tiefen Temperaturen beobachtet werden konnte, das Auftreten von Nyquist-Rauschen der heruntergemischten Harmonischen der hochfrequenten Josephson-Wechselströme begünstigt. Zum anderen ist das intrinsische Flussrauschen eines dc-SQUIDs umgekehrt proportional zur Größe der Shunt-Widerstände R_s (vergleiche Abschnitt 2.2.3), welche aufgrund der im Vergleich zu den cross-type Kontakten um etwa einen Faktor 4 höheren Kapazität C der window-type Kontakte für den gleichen Wert β_c bei diesen halbiert werden muss. Tatsächlich überwiegt bei dem in Abbildung 6.20 gezeigten Flussrauschen die Verdoppelung des weißen Rauschens aufgrund der nur etwa halb so großen Shunt-Widerstände von $R_s = 5,8 \Omega$ gegenüber der nach Gleichung 6.2 erwarteten Reduktion durch den im Vergleich zum cross-type Kontakte basierten SQUID erhöhten Abschirmparameter von $\beta_L = 1,42$.

In der vorliegenden Arbeit konnten demnach die in der Theorie sowie in dem vorangegangenen Kapitel vorhergesagten Vorteile von cross-type Josephson-Kontakten gegenüber window-type Kontakten für die Herstellung von dc-SQUIDs experimentell demonstriert werden. Aufgrund der für kleine cross-type Kontakte angestrebten hohen kritischen Stromdichte weisen diese, wie im vorherigen Kapitel gezeigt, nicht nur eine außerordentlich hohe Qualität auf, sondern garantieren außerdem eine zuverlässige Einstellung der für die charakteristischen Eigenschaften eines SQUIDs entscheidenden Parameter β_L und β_c . Dadurch werden Hysteresen und ein damit verbundenes übermäßiges weißes Rauschen verhindert. Daneben kann bei einer wie hier um einen Faktor 4 verringerten intrinsischen Kapazität der Josephson-Kontakte die Größe der Shunt-Widerstände verdoppelt und damit das frequenzunabhängige Flussrauschen perspektivisch halbiert werden.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Spektroskopische Messungen stellen heutzutage ein wichtiges Verfahren in vielen verschiedenen Forschungsbereichen wie etwa der Astro- und der Atomphysik, der Chemie oder den Materialwissenschaften dar. Für den Großteil der Anwendungen kommen hierbei konventionelle Detektoren wie beispielsweise Photomultiplier oder Halbleiter-Ionisationsdetektoren zum Einsatz. Letztere werden insbesondere bei der Röntgenspektroskopie eingesetzt, da sie sich durch eine hohe Quanteneffizienz und eine große spektrale Bandbreite auszeichnen. Ihre Energieauflösung ist fundamental auf Werte $\Delta E_{\text{FWHM}} > 50 \text{ eV}$ begrenzt. Präzisionsmessungen wie etwa die Messung der Lamb-Verschiebung in wasserstoffähnlichen Schwerionen zur experimentellen Überprüfung der Quantenelektrodynamik setzen jedoch ein deutlich höheres Auflösungsvermögen voraus. Kryogene Mikrokalorimeter stellen in dieser Hinsicht eine vielversprechende Alternative dar, da sie die große spektrale Bandbreite und die hohe Quanteneffizienz der Halbleiterdetektoren mit einer hervorragenden Energieauflösung vereinen. Zur Spitze der hochauflösenden energiedispersiven Mikrokalorimeter zählen neben supraleitenden Phasenübergangs-Thermometern und Halbleiter-Thermistoren die in der Arbeitsgruppe entwickelten metallischen magnetischen Kalorimeter.

Metallische magnetische Kalorimeter basieren auf einem paramagnetischen Temperatursensor, welcher sich in einem schwachen äußeren Magnetfeld befindet und somit eine temperaturabhängige Sensormagnetisierung besitzt. Der Sensor steht in gutem thermischen Kontakt zu einem Teilchenabsorber und ist von einer supraleitenden Detektionsspule umgeben, deren Induktivität die Impedanz des magnetischen Mikrokalorimeters definiert. Aufgrund der schwachen thermischen Kopplung zwischen dem Sensor und einem Wärmebad nimmt dieser eine wohldefinierte Temperatur an. Der Temperaturanstieg von Absorber und Sensor, der auf die Absorption eines Teilchens folgt, verringert die Sensormagnetisierung, was wiederum mit einer Änderung des magnetischen Flusses in der Detektionsspule verbunden ist. Letztere bildet zusammen mit der Einkoppelspule eines Stromsensor-dc-SQUIDs einen supraleitenden Flusstransformator, sodass die Flussänderung in der Detektionsspule zu einer Änderung des magnetischen Flusses im SQUID führt. Dc-SQUIDs bestehen aus einer geschlossenen supraleitenden Leiterschleife, welche durch zwei Josephson-Kontakte unterbrochen ist. Die über einem strombetriebenen dc-SQUID abfallende Spannung hängt vom magnetischen Fluss in der SQUID-Leiterschleife ab, sodass dc-SQUIDs als Fluss-zu-Spannungs-Konverter eingesetzt werden können. Die aus der magnetischen Flussänderung in der Detektionsspule resultierende Flussänderung in der SQUID-

Schleife kann folglich als Änderung des Spannungsabfalls über dem SQUID gemessen werden.

Die Induktivität der Detektionsspulen der in der Arbeitsgruppe entwickelten Mikrokalorimeter hängt dabei von der konkreten Anwendung beziehungsweise der Energie der untersuchten Strahlung ab und beträgt zwischen etwa 1 nH im Fall des ECHO-100k Detektors [Man21b] und 9 nH für den MOCCA Detektor [Sch21]. Dazwischen liegt mit einer Induktivität von etwa 7 nH der Röntgendetektor maXs100, der für die Detektion von Photonen mit einer Energie von 110 keV ausgelegt ist [Fri21]. Dc-SQUIDs mit Eingangsinduktivitäten im Bereich zwischen etwa 6 nH und 10 nH, die für die Auslese von magnetischen Mikrokalorimetern bei mK-Temperaturen geeignet sind, wurden bislang weder in der Arbeitsgruppe hergestellt, noch sind sie kommerziell erhältlich, sodass derzeit alle Detektoren der Arbeitsgruppe von intern entwickelten und hergestellten Stromsensor-SQUIDs mit einer Eingangsinduktivität von etwa 1,2 nH ausgelesen werden. Eine Fehlanpassung zwischen der Impedanz der Einkoppelpule und der Impedanz der Detektionsspule innerhalb des Flusstransformators führt jedoch zu einer Reduktion der Übertragungsfunktion zwischen Detektionsspule und SQUID-Schleife und damit zu einer reduzierten Energieauflösung der Detektoren. Zudem wird das Rauschspektrum der Detektoren im Frequenzbereich oberhalb von einigen kHz vom weißen Rauschen des zur Auslese eingesetzten dc-SQUIDs dominiert. Dieses skaliert mit der Betriebstemperatur T , der SQUID-Induktivität L_s sowie der Kapazität C der Josephson-Kontakte. Obwohl sich das SQUID bei der Auslese in unmittelbarer Nähe zum Detektor befindet und damit zusammen mit diesem auf eine Temperatur von wenigen 10 mK abgekühlt wird, bedingt die bei diesen Temperaturen schwache Kopplung zwischen Elektronen und Phononen, dass das SQUID selbst thermisch bei etwa 100 – 200 mK abkoppelt. Dementsprechend kann das Rauschen des dc-SQUIDs allein durch Kühlung nicht beliebig verringert werden. Die SQUID-Induktivität L_s ist zugunsten einer hohen Kopplung zwischen Einkoppelpule und SQUID-Schleife ebenfalls nach unten begrenzt. Die Kapazität C der Josephson-Kontakte kann hingegen theoretisch uneingeschränkt verringert werden.

Die vor Beginn dieser Arbeit verwendeten dc-SQUIDs basieren auf Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten mit einer vergleichsweise großen Kapazität, welche durch einen geometriebedingten parasitären Beitrag und den Grenzen der Fabrikationstechnologie nach unten hin limitiert ist. Vor diesem Hintergrund wurde im ersten Teil der vorliegenden Arbeit ein Fabrikationsprozess zur Herstellung von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten mit deutlich geringerer Kapazität entwickelt. Diese sogenannten cross-type Josephson-Kontakte werden durch die Überlappung zweier senkrecht zueinander stehenden Streifen gebildet, wodurch parasitäre Beiträge zur Kapazität der Kontakte, die durch die Überlappung von Kontaktierungsbahnen hervorgerufen wird, vermieden wird. Die Fläche dieser Kontakte wird von der Breite der beiden

Streifen definiert, welche nur durch das zur Strukturierung angewandte Lithographieverfahren und nicht durch die Positioniergenauigkeit limitiert ist. So konnte im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden, dass Josephson-Kontakte mit einer im Vergleich zum alten Prozess über 16 mal kleineren Fläche zuverlässig hergestellt werden können. Zur Optimierung des entwickelten Prozesses wurde der Einfluss verschiedenster Prozessparameter auf die Eigenschaften der auf Basis des neu entwickelten Prozesses und des bisher standardmäßig in der Arbeitsgruppe verwendeten Prozesses hergestellten Tunnelkontakte untersucht. Konkret konnte etwa gezeigt werden, dass durch die deutlich kleinere Fläche der cross-type Kontakte die kritische Stromdichte derart erhöht werden kann, dass die Oxidation zur Bildung der Tunnelbarriere nicht nur von mehreren Stunden auf nur wenige Minuten verkürzt werden kann, sondern auch kontrollierbarer wird. Letzteres äußert sich durch defektfreie, gleichmäßig aufgewachsene AlO_x -Schichten und damit qualitativ hochwertige Tunnelkontakte. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die bei der Strukturierung verwendeten Plasmaprozesse im Gegensatz zum alten Prozess keinen Einfluss auf die Homogenität der kritischen Stromdichteverteilung von cross-type Kontakten haben. Dies führt letztlich zu einer homogeneren Verteilungen der kritischen Ströme einer ganzen Charge von Tunnelkontakten, die bei SQUID-basierter Auslese eines Detektor-Arrays für eine einheitliche Energieauflösung aller Detektorkanäle essentiell ist. Mit Hilfe ungeshunteter dc-SQUIDs wurde zuletzt die Kapazität der cross-type Kontakte gemessen. Der dabei gefundene funktionelle Zusammenhang zwischen der intrinsischen Kapazität und der kritischen Stromdichte diente bei der anschließenden Entwicklung von dc-SQUIDs als Grundlage zur Bestimmung der SQUID-Parameter. Mit der Einführung des cross-type Herstellungsprozesses konnte die Kapazität der als Basis von dc-SQUIDs dienenden Josephson-Kontakte mehr als einen Faktor 4 gesenkt werden.

Basierend auf dem entwickelten Herstellungsprozess wurden im zweiten Teil dieser Arbeit insgesamt drei verschiedene Stromsensor-SQUIDs entworfen, die speziell auf die Auslese der verschiedenen magnetischem Mikrokalorimeter der Arbeitsgruppe mit Induktivitäten von etwa 1 nH, 6 nH und 10 nH ausgelegt wurden. Bei dem dc-SQUID mit der kleinsten Eingangsinduktivität handelt es sich um ein einfach gekoppeltes Washer-SQUID mit integrierter Ein- und Rückkoppelpule. Dieses ist aufgrund der experimentell bestimmten Induktivität der Einkoppelpule von $L_i = 1,27$ nH besonders für die Auslese des ECHO-100k Detektors geeignet. Es konnte gezeigt werden, dass dank der im Vergleich zu den bisher genutzten SQUIDs beinahe um 50% höheren Eingangssensitivität von $1/M_{\text{in}} = 6,3 \mu\text{A}/\Phi_0$ die Fluss-zu-Fluss-Übertragung zwischen den Detektionsspulen des ECHO-100k Detektors und der SQUID-Schleife von 4,1% auf 5,7% gesteigert werden kann. Die für das ECHO-Experiment mit diesem SQUID erwartete Energieauflösung von $E_{\text{FWHM}} = 2,2$ eV liegt dadurch fast 40% unter der bereits experimentell erreichten Auflösung von 3,5 eV [Man21b].

Um eine hohe Induktivität der Einkoppelpule mit einer niedrigen Induktivität der SQUID-Schleife zu vereinen, wurde für den Entwurf der beiden dc-SQUIDs mit den Eingangsinduktivitäten von 6 nH und 10 nH auf einen zusätzlichen supraleitenden Flusstransformator zwischen Detektions- und Einkoppelpule zurückgegriffen. Dieser wurde jeweils an das zuvor entwickelte einfache Stromsensor-SQUID gekoppelt. Die experimentell bestimmten effektiven Eingangsinduktivitäten L'_i von 8,37 nH und 5,47 nH weichen um etwa 10% nach unten von den nach numerischen Simulationen erwarteten Werten ab, was hauptsächlich auf den bis zum Entwurf der SQUIDs unbekannt experimentellen Wert der Induktivität der Einkoppelpule des einfach gekoppelten dc-SQUIDs zurückzuführen ist. Dieser wurde bei den numerischen Simulationen in dieser Arbeit so wie bereits bei vorherigen Entwürfen in der Arbeitsgruppe um etwa 20% überschätzt. Für die Detektoren MOCCA und maXs100 ergeben sich trotz dieser Abweichungen jeweils eine Fluss-zu-Fluss-Übertragung von 1,8%. Diese übersteigt die Flusskopplung von 1,1% für den MOCCA Detektor und von 1,4% für den maXs100 Detektor, die aus der Auslese der Detektoren durch die bisher verwendeten Stromsensor-SQUIDs mit Eingangsinduktivität 1,2 nH resultiert. Darüber hinaus wurde für das dc-SQUID mit der effektiven Eingangsinduktivität $L'_i = 8,37$ nH ein geringes weißes Rauschen von $\sqrt{S_{\Phi_s, w}} = 0,49 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ gemessen. Dieses liegt zwar geringfügig über dem Rauschniveau bisheriger SQUIDs aus der Arbeitsgruppe, ist jedoch in Kombination mit der mehr als 50% höheren Fluss-zu-Fluss-Übertragung ausreichend, um bei zweistufiger Auslese die für den MOCCA Detektor erwartete Energieauflösung um etwa 20% von 107 eV auf 90 eV zu senken. Die erwartete Verbesserung der Energieauflösung des maXs100 Detektors von 28 eV auf 24 eV, die durch die Verwendung des SQUIDs mit Eingangsinduktivität $L'_i = 5,47$ nH erzielt werden kann, fällt vergleichsweise gering aus, da der Gewinn durch die Impedanzanpassung nur knapp gegenüber dem Verlust durch den gesenkten effektiven Kopplungsfaktor k'_{is} infolge des zusätzlichen Flusstransformators überwiegt. Abschließend konnte gezeigt werden, dass die Verwendung von cross-type Josephson-Kontakten mit einer 4 mal geringeren Kapazität eine eindeutige Reduktion des weißen SQUID-Rauschens bewirkt und dass das niederfrequente Zusatzrauschen, welches typischerweise für SQUIDs beobachtet wird jedoch bisher physikalisch nicht vollständig verstanden ist, unabhängig vom Typ der Josephson-Kontakte und den zusätzlichen Flusstransformatoren etwa $\sqrt{S_{\Phi_s, 1/f}}(1 \text{ Hz}) = 3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ beträgt.

Mit den in dieser Arbeit entwickelten Stromsensor-SQUIDs mit angepasster Eingangsinduktivität konnte somit ein wichtiger Beitrag zur Optimierung metallischer magnetischer Kalorimeter geleistet werden. Dies stellt einen weiteren Schritt hin zur Realisierung von Präzisionsmessungen dar, anhand derer die Beantwortung vieler immer noch ungeklärter physikalischer Fragestellungen wie beispielsweise die Existenz dunkler Materie in greifbare Nähe rückt.

Literaturverzeichnis

- [Ale19] V. Alenkov, H. W. Bae, J. Beyer, et al., First results from the AMoRE-Pilot neutrinoless double beta decay experiment, *European Physical Journal C*, **79**(9), 791, 2019.
- [Amb63] V. Ambegaokar und A. Baratoff, Tunneling between Superconductors, *Physical Review Letters*, **10**(11), 486, 1963.
- [Amb69] V. Ambegaokar und B. I. Halperin, Voltage due to Thermal Noise in the dc Josephson Effect, *Physical Review Letters*, **22**(25), 1364, 1969.
- [And63] P. W. Anderson und J. M. Rowell, Probable Observation of the Josephson Superconducting Tunneling Effect, *Physical Review Letters*, **10**(6), 230, 1963.
- [And09] S. Anders, M. Schmelz, L. Fritzsche, et al., Sub-micrometer-sized, cross-type Nb–AlO_x–Nb tunnel junctions with low parasitic capacitance, *Superconductor Science and Technology*, **22**(6), 064012, 2009.
- [Ban93] S. R. Bandler, C. Enss, R. E. Lanou, und H. J. Maris, Metallic Magnetic Bolometers for Particle Detection, *Journal of Low Temperature Physics*, **93**(3-4), 709, 1993.
- [Bar57] J. Bardeen, L. N. Cooper, und J. R. Schrieffer, Theory of Superconductivity, *Physical Review*, **108**(5), 1175, 1957.
- [Bar82] A. Barone und G. Paternò, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, John Wiley & Sons, Inc., 1982.
- [Bau18] F. Bauer, *Optimierung von gekoppelten dc-SQUIDs durch die Unterdrückung parasitärer Resonanzen und die Etablierung eines neuen Herstellungsprozesses für Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte*, Masterarbeit, Universität Heidelberg, 2018.
- [Bey09] J. Beyer, D. Drung, M. Peters, et al., A Single-Stage SQUID Multiplexer for TES Array Readout, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **19**(3), 505, 2009.

- [Bhu91] M. Bhushan und E. M. Macedo, Nb/ AlO_x /Nb trilayer process for the fabrication of submicron Josephson junctions and low-noise dc SQUIDS, *Applied Physics Letters*, **58**, 1323, 1991.
- [Boy09] S. T. Boyd und R. H. Cantor, Microcalorimeter Magnetic Sensor Geometries Using Superconducting Elements, *AIP Conference Proceedings*, **1185**, 595, 2009.
- [Bra99] M. Bravin, M. Bruckmayer, C. Bucci, et al., The CRESST dark matter search, *Astroparticle Physics*, **12**(1-1), 107, 1999.
- [Bra01] G. Brammertz, A. Golubov, A. Peacock, et al., Modelling the energy gap in transition metal/aluminum bilayers, *Physica C: Superconductivity and its Applications*, **350**(3-4), 227, 2001.
- [Bru82] J. J. Bruines, V. J. de Waal, und J. E. Mooij, Comment on: Dc SQUID: Noise and optimization by Tesche and Clarke, *Journal of Low Temperature Physics*, **46**(3-4), 383, 1982.
- [Buc04] W. Buckel und R. Kleiner, *Superconductivity: Fundamentals and Applications*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2. Edition, 2004.
- [Bur04] A. Burck, *Entwicklung großflächiger magnetischer Kalorimeter zur energieaufgelösten Detektion von Röntgenquanten und hochenergetischen Teilchen*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2004.
- [Bur08] A. Burck, *Entwicklung großflächiger mikrostrukturierter magnetischer Kalorimeter mit Au:Er- und Ag:Er-Sensoren für den energieaufgelösten Nachweis von Röntgenquanten und hochenergetischen Teilchen*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2008.
- [Büt83] M. Büttiker, E. P. Harris, und R. Landauer, Thermal activation in extremely underdamped Josephson-junction circuits, *Physical Review B*, **28**(3), 1268, 1983.
- [Can91] R. Cantor, T. Ryhanen, D. Drung, et al., Design and Optimization of DC SQUIDS Fabricated Using a Simplified Four-Level Process, *IEEE Transactions on Magnetics*, **27**(2), 2927, 1991.
- [Can96] R. Cantor, Dc SQUIDS: Design, Optimization and Practical Applications, in H. Weinstock (Ed.), *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications*, Nato Science Series E: Applied Sciences, 179–233, Springer Science+Business Media, B.V., Dordrecht, 1996.

-
- [Car90] J. P. Carbotte, Properties of boson-exchange superconductors, *Reviews of Modern Physics*, **62**(4), 1027, 1990.
- [Cas96] M. G. Castellano, R. Leoni, G. Torrioli, et al., Switching dynamics of Nb/AlO_x/Nb Josephson junctions: Measurements for an experiment of macroscopic quantum coherence, *Journal of Applied Physics*, **80**(5), 2922, 1996.
- [Cha79] W. H. Chang, The inductance of a superconducting strip transmission line, *Journal of Applied Physics*, **50**(12), 8129, 1979.
- [Cla88] J. Clarke und R. H. Koch, The Impact of High-Temperature Superconductivity on SQUID Magnetometers, *Science*, **242**(4876), 217, 1988.
- [Cla04] J. Clarke und A. I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook: Vol. 1 Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2004.
- [Coo65] D. D. Coon und M. D. Fiske, Josephson ac and Step Structure in the Supercurrent Tunneling Characteristic, *Physical Review*, **188**(3A), 744, 1965.
- [Dan84] W. C. Danchi, J. B. Hansen, M. Octavio, et al., Effects of noise on the dc and far-infrared Josephson effect in small-area superconducting tunnel junctions, *Physical Review B*, **30**(5), 2503, 1984.
- [Dan91] H. Dang und M. Radparvar, A process for fabricating submicron all-refractory Josephson tunnel junction circuits, *IEEE Transactions on Magnetics*, **27**(2), 3157, 1991.
- [Dea61] B. S. Deaver und W. M. Fairbank, Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders, *Physical Review Letters*, **7**(2), 43, 1961.
- [Deu69] G. Deutscher und P. G. de Gennes, Proximity Effects, in R. D. Parks (Ed.), *Superconductivity*, Kapitel 17, 1005, Marcel Dekker, Inc., New York, 1. Edition, 1969.
- [Dev85] M. H. Devoret, J. M. Martinis, und J. Clarke, Measurements of Macroscopic Quantum Tunneling out of the Zero-Voltage State of a Current-Biased Josephson Junction, *Physical Review Letters*, **55**(18), 1908, 1985.
- [Dev07] A. P. Devalapalli, *Thermal Activation of Superconducting Josephson Junctions*, Bachelorarbeit, Massachusetts Institute of Technology, 2007.
- [Dol61] R. Doll und M. Näbauer, Experimental Proof of Magnetic Flux Quantization in a Superconducting Ring, *Physical Review Letters*, **7**(2), 51, 1961.

- [Dol99] R. Dolata, T. Weimann, H.-J. Scherer, und J. Niemeyer, Sub- μm Nb/ AlO_x /Nb Josephson junctions fabricated by anodization techniques, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **9**(2), 3255, 1999.
- [Dru96a] D. Drung, Advanced SQUID Read-Out Electronics, in H. Weinstock (Ed.), *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications*, Nato Science Series E: Applied Sciences, 63–116, Springer Science+Business Media, B.V., Dordrecht, 1996.
- [Dru96b] D. Drung, F. Ludwig, W. Müller, et al., Integrated $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ magnetometer for biomagnetic measurements, *Applied Physics Letters*, **68**(10), 1421, 1996.
- [Dru02] D. Drung und Dietmar, High-performance DC SQUID read-out electronics, *Physica C: Superconductivity*, **368**(1-4), 134, 2002.
- [Dru04] D. Drung und M. Mück, SQUID Electronics, in J. Clarke und A. I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook: Vol. 1 Fundamentals and Technology of SQUIDS and SQUID Systems*, 127–170, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2004.
- [Dru06] D. Drung, C. Hinrichs, und H.-J. Barthelmeß, Low-noise ultra-high-speed dc SQUID readout electronics, *Superconductor Science and Technology*, **19**(5), S235, 2006.
- [Dru07] D. Drung, C. Aßmann, J. Beyer, et al., Highly sensitive and easy-to-use SQUID sensors, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **17**(2), 699, 2007.
- [Dru11] D. Drung, J. Beyer, J. H. Storm, et al., Investigation of Low-frequency Excess Flux Noise in dc SQUIDS at mK Temperatures, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **21**(3), 340, 2011.
- [Dru17] D. Drung und J. Beyer, Application in Superconducting Quantum Interference Devices SQUIDS, in E. Wolf, G. Arnold, M. Gurvitch, und J. Zasadzinski (Ed.), *Josephson Junctions: History, Devices, and Applications*, Kapitel 8, 245–329, Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2017.
- [Du07a] J. Du, A. D. M. Charles, K. D. Petersson, und E. W. Preston, Influence of Nb film surface morphology on the sub-gap leakage characteristics of Nb / AlO_x –Al/Nb Josephson junctions, *Superconductor Science and Technology*, **20**(11), S350, 2007.

-
- [Du07b] J. Du, A. D. M. Charles, und K. D. Petersson, Study of the Surface Morphology of Nb Films and the Microstructure of Nb/ AlO_x -Al/Nb Trilayers, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **17**(2), 3520, 2007.
- [Dun88] R. W. Dunford, M. L. Raphaelian, H. G. Berry, et al., Probing QED using microwave and X-ray spectroscopy in hydrogenic ions, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, **31**(1-2), 24, 1988.
- [Eck64] R. E. Eck, D. J. Scalapino, und B. N. Taylor, Self-detection of the ac Josephson current, *Physical Review Letters*, **13**(1), 15, 1964.
- [Edi20] P. Edinger, *Investigation of the interplay between characteristic figures of merit of Josephson tunnel junctions and the layer thickness distribution of the underlying trilayer*, Bachelorarbeit, Universität Heidelberg, 2020.
- [Enp86] K. Enpuku, K. Yoshida, und S. Kohjiro, Noise characteristics of a dc SQUID with a resistively shunted inductance. II. Optimum damping, *Journal of Applied Physics*, **60**(12), 4218, 1986.
- [Enp92a] K. Enpuku, R. Cantor, und H. Koch, Modeling the dc superconducting quantum interference device coupled to the multiturn input coil. II, *Journal of Applied Physics*, **71**(5), 2338, 1992.
- [Enp92b] K. Enpuku, R. Cantor, und H. Koch, Modeling the dc superconducting quantum interference device coupled to the multiturn input coil. III, *Journal of Applied Physics*, **72**(3), 1000, 1992.
- [Enp93] K. Enpuku, Y. Shimomura, und T. Kisu, Effect of thermal noise on the characteristics of a high T_c superconducting quantum interference device, *Journal of Applied Physics*, **73**(11), 7929, 1993.
- [Ens00] C. Enss, A. Fleischmann, K. Horst, et al., Metallic Magnetic Calorimeters for Particle Detection, *Journal of Low Temperature Physics*, **121**(3-4), 137, 2000.
- [Ens05] C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection*, Band 99 aus *Topics in Applied Physics*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2005.
- [Fal08] P. Falferi, R. Mezzena, M. Mück, und A. Vinante, Cooling fins to limit the hot-electron effect in dc SQUIDS, *Journal of Physics: Conference Series*, **97**, 1, 2008.
- [Fer12] A. Ferring, *Charakterisierung und Beurteilung der Qualität von Nb/Al- AlO_x /Nb-Josephson-Tunnelkontakten*, Bachelorarbeit, Universität Heidelberg, 2012.

- [Fer15] A. Ferring, *Entwicklung von dc-SQUIDs zur Auslesung von metallischen magnetischen Kalorimetern*, Masterarbeit, Universität Heidelberg, 2015.
- [Fle03] A. Fleischmann, *Magnetische Mikrokalorimeter: Hochauflösende Röntgenspektroskopie mit energiedispersiven Detektoren*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2003.
- [Fle05] A. Fleischmann, C. Enss, und G. Seidel, Metallic Magnetic Calorimeters, in C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection*, Band 99 aus *Topics in Applied Physics*, 151–216, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2005.
- [Fle09] A. Fleischmann, L. Gastaldo, S. Kempf, et al., Metallic magnetic calorimeters, *AIP Conference Proceedings*, **1185**, 571, 2009.
- [Fou05] C. Fourie und W. Perold, Simulated Inductance Variations in RSFQ Circuit Structures, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **15**(2), 300, 2005.
- [Fra99] M. Frank, S. E. Labov, G. Westmacott, und W. H. Benner, Energy-sensitive cryogenic detectors for high-mass biomolecule mass spectrometry, *Mass Spectrometry Reviews*, **18**(3-4), 155, 1999.
- [Fri21] M. Friedrich, *High-Precision X-Ray Spectroscopy of Helium-like Uranium Ions at the Electron Cooler of CRYRING under 0 degree with a maXs100 Microcalorimeter Array*, Masterarbeit, Universität Heidelberg, 2021.
- [Ful74] T. A. Fulton und L. N. Dunkleberger, Lifetime of the zero-voltage state in Josephson tunnel junctions, *Physical Review B*, **9**(11), 4760, 1974.
- [Gam16] L. Gamer, D. Schulz, C. Enss, et al., MOCCA: A 4k-Pixel Molecule Camera for the Position- and Energy-Resolving Detection of Neutral Molecule Fragments at CSR, *Journal of Low Temperature Physics*, **184**, 839, 2016.
- [Gam19] L. E. Gamer, *Development and characterization of the 4k-pixel detector array MOCCA for the energy- and spatially resolved detection of neutral molecule fragments*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2019.
- [Gas17] L. Gastaldo, K. Blaum, K. Chrysalidis, et al., The electron capture in ^{163}Ho experiment – ECHO, *European Physical Journal: Special Topics*, **226**(8), 1623, 2017.
- [Gia65] I. Giaever, Detection of the ac Josephson Effect, *Physical Review Letters*, **14**(22), 904, 1965.

-
- [Gol88] A. A. Golubov und M. Y. Kupriyanov, Theoretical Investigation of Josephson Tunnel Junctions with Spatially Inhomogeneous Superconducting Electrodes, *Journal of Low Temperature Physics*, **70**(1-2), 83, 1988.
- [Gri52] D. Grieg und H. Engelmann, Microstrip - A New Transmission Technique for the Kilomegacycle Range, *Proceedings of the IRE*, **40**(12), 1644, 1952.
- [Gro18] R. Gross und A. Marx, *Festkörperphysik*, Walter de Gruyter GmbH, Berlin/Boston, 2018.
- [Gub05] A. I. Gubin, K. S. Il'in, S. A. Vitusevich, et al., Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting Nb thin films, *Physical Review B*, **72**(6), 064503, 2005.
- [Gué79] P. Guéret, A simple theory of resonance amplitudes in Josephson interferometers, *Applied Physics Letters*, **35**(11), 889, 1979.
- [Guo19] Z. Guofeng, W. Yongliang, R. Liangliang, und X. Xiaoming, Sub-micron Josephson junctions fabricated with cross-line process, *Physica C: Superconductivity and its applications*, **562**, 32, 2019.
- [Gur83] M. Gurvitch, M. A. Washington, und H. A. Huggins, High quality refractory Josephson tunnel junctions utilizing thin aluminum layers, *Applied Physics Letters*, **42**(5), 472, 1983.
- [Hen78] W. H. Henkels, Accurate measurement of small inductances or penetration depths in superconductors, *Applied Physics Letters*, **32**(12), 829, 1978.
- [Hen15] D. Hengstler, M. Keller, C. Schötz, et al., Towards FAIR: first measurements of metallic magnetic calorimeters for high-resolution x-ray spectroscopy at GSI, *Physica Scripta*, **2015**(T166), 014054, 2015.
- [Hen17] D. Hengstler, *Development and characterization of two-dimensional metallic magnetic calorimeter arrays for the high-resolution X-ray spectroscopy*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2017.
- [Ima91] T. Imamura und S. Haohksuo, Cross-Sectional TEM Observation of Nb/ AlO_x -Al/Nb Junction Structures, *IEEE Transactions on Magnetics*, **27**(2), 3172, 1991.
- [Ima92a] T. Imamura, T. Shiota, und S. Hasuo, Fabrication of High Quality Nb/ AlO_x -Al/Nb Josephson junctions: I. Sputtered Nb Films for Junction Electrodes, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **2**(1), 1, 1992.

- [Ima92b] T. Imamura und S. Hasuo, Fabrication of High Quality Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson Junctions: II. Deposition of Thin Al Layers on Nb Films, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **2**(2), 84, 1992.
- [Irw04] K. D. Irwin und K. W. Lehnert, Microwave SQUID multiplexer, *Applied Physics Letters*, **85**(11), 2107, 2004.
- [Irw05] K. D. Irwin und G. C. Hilton, Transition-Edge Sensors, in C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection*, Band 99 aus *Topics in Applied Physics*, 63–150, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2005.
- [Jak21] C. Jakob, *Magnetfeldabhängige Messungen der charakteristischen Eigenschaften von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten*, Masterarbeit, Universität Heidelberg, 2021.
- [Jay81] J. M. Jaycox und M. B. Ketchen, Planar coupling scheme for ultra low noise dc SQUIDS, *IEEE Transactions on Magnetics*, **17**(1), 400, 1981.
- [Joh28] J. Johnson, Thermal Agitation of Electricity in Conductors, *Physical Review*, **32**, 97, 1928.
- [Jos62] B. Josephson, Possible New Effects in Superconductive Tunnelling, *Physics Letters*, **1**(7), 251, 1962.
- [Jos64] B. D. Josephson, Coupled Superconductors, *Reviews of Modern Physics*, **36**(1), 216, 1964.
- [Kaa20] F. Kaap, *Untersuchung des Einflusses von Kernspins und in Niob gespeichertem Wasserstoff auf das niederfrequente magnetische Flussrauschen in supraleitenden Quanteninterferenzdetektoren*, Masterarbeit, Universität Heidelberg, 2020.
- [Kai11] C. Kaiser, *High quality Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson junctions: technological development and macroscopic quantum experiments*, Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, 2011.
- [Kem12] S. Kempf, *Entwicklung eines Mikrowellen-SQUID-Multiplexers auf der Grundlage nicht-hysteretischer rf-SQUIDS zur Auslesung metallischer magnetischer Kalorimeter*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2012.
- [Kem13] S. Kempf, A. Ferring, A. Fleischmann, et al., Characterization of the reliability and uniformity of an anodization-free fabrication process for high-quality Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson junctions, *Superconductor Science and Technology*, **26**(6), 065012, 2013.

-
- [Kem15] S. Kempf, A. Ferring, A. Fleischmann, und C. Enss, Direct-current superconducting quantum interference devices for the readout of metallic magnetic calorimeters, *Superconductor Science and Technology*, **28**(4), 045008, 2015.
- [Kem16] S. Kempf, A. Ferring, und C. Enss, Towards noise engineering: Recent insights in low-frequency excess flux noise of superconducting quantum devices, *Applied Physics Letters*, **109**(16), 162601, 2016.
- [Kem18] S. Kempf, A. Fleischmann, L. Gastaldo, und C. Enss, Physics and Applications of Metallic Magnetic Calorimeters, *Journal of Low Temperature Physics*, **193**(3-4), 365, 2018.
- [Ket78] M. B. Ketchen, W. M. Goubau, J. Clarke, et al., Superconducting thin-film gradiometer, *Journal of Applied Physics*, **49**(7), 4111, 1978.
- [Ket82] M. B. Ketchen und J. M. Jaycox, Ultra-low-noise tunnel junction dc SQUID with a tightly coupled planar input coil, *Applied Physics Letters*, **40**(8), 736–738, 1982.
- [Ket85] M. B. Ketchen, W. J. Gallagher, A. W. Kleinsasser, et al., Dc SQUID Flux Focuser, in H. D. Hahlbohm und H. Lübbig (Ed.), *SQUID '85 Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications*, Proceedings of the Third International Conference on Superconducting Quantum Devices, Walter de Gruyter GmbH, Berlin (West), 1985.
- [Khi34] A. Khintchine, Korrelationstheorie der stationären stochastischen Prozesse, *Mathematische Annalen*, **109**, 1934.
- [Kim21] S. G. Kim, J. A. Jeon, H. B. Kim, et al., Low Temperature Property Study of MMCs Used for Neutrinoless Double Beta Decay, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **31**(5), 2300204, 2021.
- [Kir60] G. Kirchhoff und R. Bunsen, Chemische Analyse durch Spectralbeobachtungen, *Annalen der Physik*, **186**(6), 161, 1860.
- [Kla04] T. M. Klapwijk, Proximity Effect From an Andreev Perspective, *Journal of Superconductivity*, **17**(5), 593, 2004.
- [Knu88] J. Knuutila, M. Kajola, H. Seppä, et al., Design, Optimization, and Construction of a DC SQUID with Complete Flux Transformer Circuits, *Journal of Low Temperature Physics*, **71**(5-6), 369, 1988.
- [Kra40] H. A. Kramers, Brownian Motion in a Field of Force and the Diffusion Model of Chemical Reactions, *Physica*, **7**(4), 284, 1940.

- [Kra20] M. Krantz, *Development of a metallic magnetic calorimeter with integrated SQUID readout*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2020.
- [Kro81] H. Kroger, L. N. Smith, und D. W. Jillie, Selective niobium anodization process for fabricating Josephson tunnel junctions, *Applied Physics Letters*, **39**(3), 280, 1981.
- [Kun17] J. Kunert, R. Ijsselsteijn, E. Il'ichev, et al., Examples of superconducting technology application: Sensing and interfacing, *Low Temperature Physics*, **43**(7), 785, 2017.
- [Kur88] K. Kuroda und M. Yuda, Niobium-stress influence on Nb/Al-oxide/Nb Josephson junctions, *Journal of Applied Physics*, **63**(7), 2352, 1988.
- [Kus93] M. Kusunoki, H. Yamamori, A. Fujimaki, et al., High-Quality Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson Junctions with Gap Voltage of 2.95 mV, *Japanese Journal of Applied Physics*, **32**(2), 1609, 1993.
- [Lam47] W. E. Lamb und R. C. Retherford, Fine Structure of the Hydrogen Atom by a Microwave Method, *Physical Review*, **72**(3), 241, 1947.
- [Lan80] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, *Lehrbuch der Theoretischen Physik: Statistische Physik*, Band IX, Akademie Verlag, Berlin, 1980.
- [Lik79] K. K. Likharev, Superconducting weak links, *Reviews of Modern Physics*, **51**(1), 101, 1979.
- [Lik86] K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, Taylor & Francis Ltd, London, 1. Edition, 1986.
- [Mae95] M. Maezawa, M. Aoyagi, H. Nakagawa, et al., Specific capacitance of Nb/AlO_x/Nb Josephson junctions with critical current densities in the range of 0.1-18 kA/cm², *Applied Physics Letters*, **66**(16), 2134, 1995.
- [Mag81] J. H. Magerlein, Specific Capacitance of Josephson Tunnel Junctions, *IEEE Transactions on Magnetics*, **MAG-17**(1), 286, 1981.
- [Man21a] F. Mantegazzini, S. Allgeier, A. Barth, et al., Multichannel read-out for arrays of metallic magnetic calorimeters, *Journal of Instrumentation*, **16**(8), P08003, 2021.
- [Man21b] F. Mantegazzini, *Development and characterisation of high-resolution metallic magnetic calorimeter arrays for the ECHo neutrino mass experiment*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2021.

-
- [Mat08] J. A. B. Mates, G. C. Hilton, K. D. Irwin, et al., Demonstration of a multiplexer of dissipationless superconducting quantum interference devices, *Applied Physics Letters*, **92**(2), 023514, 2008.
- [Mat14] J. A. Mates, K. D. Irwin, L. R. Vale, et al., An Efficient Superconducting Transformer Design for SQUID Magnetometry, *Journal of Low Temperature Physics*, **176**(3-4), 483, 2014.
- [Mau17] S. K. Maurya, S. Paul, J. K. Shah, et al., Momentum transfer using variable gaseous plasma ion beams and creation of high aspect ratio microstructures, *Journal of Applied Physics*, **121**(12), 123302, 2017.
- [Max65] B. W. Maxfield und W. L. McLean, Superconducting Penetration Depth of Niobium, *Physical Review*, **139**(5A), 1515, 1965.
- [McC68] D. E. McCumber, Effect of ac Impedance on dc Voltag-Current Characteristics of Superconductor Weak-Link Junctions, *Journal of Applied Physics*, **39**(7), 3113, 1968.
- [McC05] D. McCammon, Thermal Equilibrium Calorimeters - An Introduction, in C. Enss (Ed.), *Cryogenic Particle Detection*, Band 99 aus *Topics in Applied Physics*, 1–34, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2005.
- [Mec13] J. M. Meckbach, *Superconducting Multilayer Technology for Josephson Devices*, Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, 2013.
- [Mei97] H. J. Meier, P. Egelhof, W. Henning, et al., Low temperature bolometers for experiments with cooled heavy ion beams from storage rings, *Nuclear Physics A*, **626**(1-2), 451, 1997.
- [Muh83] B. Muhlfelder, W. Johnson, und M. Cromar, Double Transformer Coupling to a Very Low Noise SQUID, *IEEE Transactions on Magnetics*, **19**(3), 303, 1983.
- [Mül21] M. Müller, *Supraleiter-basierter Dauerstromschalter für magnetische Mikrokolorimeter*, Masterarbeit, Karlsruher Insitut für Technologie, 2021.
- [New30] I. Newton, *Opticks, or a treatise of the reflections, refractions, inflections and colours of light*, William Innys at the West-End of St. Paul's, London, 1730.
- [Nyq28] H. Nyquist, Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors, *Physical Review*, **32**(1), 110, 1928.

- [Pat85] G. Paternò, A. M. Cucolo, und G. Modestino, Resonant modes in Nb baselayer interferometers with two Josephson junctions, *Journal of Applied Physics*, **57**(5), 1680, 1985.
- [Pot07] S. Pottorf, *Subgap Quasiparticle Transport and Low Frequency Critical Current Fluctuations in Nb/AlO_x/Nb Josephson Junctions*, Dissertation, Stony Brook University, 2007.
- [Red02] D. Redfern, J. Nicolosi, J. Höhne, et al., The microcalorimeter for industrial applications, *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, **107**(6), 621, 2002.
- [Ric17] D. Richter, *Auslesung von SQUIDs mittels Flussrampenmodulation*, Masterarbeit, Universität Heidelberg, 2017.
- [Ric21] D. P. Richter, *Multikanal-Auslesung von metallischen magnetischen Kalorimetern mittels eines vollständigen Mikrowellen-SQUID-Multiplexer-Systems*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2021.
- [Rot94] H. Rothermel, K. H. Gundlach, und M. Voss, A 350 to 700 GHz open structure SIS receiver for submm. radioastronomy, *Le Journal de Physique IV*, **04**(C6), 267, 1994.
- [Rub10] E. Rubiola und F. Vernotte, The cross-spectrum experimental method, arXiv:1003.0113, 2010.
- [Ryh89] T. Ryhänen, H. Seppä, R. Ilmoniemi, und J. Knuutila, SQUID magnetometers for low-frequency applications, *Journal of Low Temperature Physics*, **76**(5-6), 287, 1989.
- [Ryh92] T. Ryhänen, H. Seppä, und R. Cantor, Effect of parasitic capacitance and inductance on the dynamics and noise of dc superconducting quantum interference devices, *Journal of Applied Physics*, **71**(12), 6150, 1992.
- [Sch18] W. Schottky, Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern, *Annalen der Physik*, **362**(23), 541, 1918.
- [Sch21] D. Schulz, *Development and characterization of MOCCA, a 4k-pixel molecule camera for the energy-resolved detection of neutral molecule fragments*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2021.
- [Sep87] H. Seppä und T. Ryhänen, Influence of the Signal Coil on dc-SQUID Dynamics, *IEEE Transactions on Magnetics*, **23**(2), 1083, 1987.

-
- [Sha63] S. Shapiro, Josephson Currents in Superconducting Tunneling: The Effect of Microwaves and Other Observations, *Physical Review Letters*, **11**(2), 80, 1963.
- [Sha64] S. Shapiro, A. R. Janus, und S. Holly, Effect of Microwaves on Josephson Currents in Superconducting Tunneling, *Reviews of Modern Physics*, **36**(1), 223, 1964.
- [Sil88] P. Silvestrini, S. Pagano, R. Cristiano, et al., Effect of Dissipation on Thermal Activation in an Underdamped Josephson Junction: First Evidence of a Transition between Different Damping Regimes, *Physical Review Letters*, **60**(9), 844, 1988.
- [Sim35] F. Simon, Application of Low Temperature Calorimetry to Radioactive Measurements, *Nature*, **135**, 763, 1935.
- [Sta93] K. G. Stawiasz und M. B. Ketchen, Noise Measurements of Series SQUID Arrays, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **3**(1), 1808, 1993.
- [Sta04] G. Stan, S. B. Field, und J. M. Martinis, Critical Field for Complete Vortex Expulsion from Narrow Superconducting Strips, *Physical Review Letters*, **92**(9), 097003, 2004.
- [Ste68] W. C. Stewart und W. C., Current-Voltage Characteristics of Josephson Junctions, *Applied Physics Letters*, **12**(8), 277, 1968.
- [Swa88] S. Swann, Film thickness distribution in magnetron sputtering, *Vacuum*, **38**(8-10), 791, 1988.
- [Tan05] E. Tan, P. G. Mather, A. C. Perrella, et al., Oxygen stoichiometry and instability in aluminum oxide tunnel barrier layers, *Physical Review B*, **71**(16), 161401, 2005.
- [Tes77] C. D. Tesche und J. Clarke, dc SQUID: Noise and Optimization, *Journal of Low Temperature Physics*, **294**(3-4), 301, 1977.
- [Tes82] C. D. Tesche, Parameter fluctuations and low frequency noise in Josephson junction devices, *Applied Physics Letters*, **41**(1), 99, 1982.
- [Tin96] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, Inc., 2. Edition, 1996.
- [Tol07] S. K. Tolpygo, D. Yohannes, R. T. Hunt, et al., 20 kA/cm² Process Development for Superconducting Integrated Circuits with 80 GHz Clock Frequency, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **17**(2), 946, 2007.

- [Tol17] S. K. Tolpygo, V. Bolkhovsky, S. Zarr, et al., Properties of Unshunted and Resistively Shunted Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson Junctions With Critical Current Densities From 0.1 to 1 mA/μm², *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **27**(4), 1100815, 2017.
- [Tsu93] K. Tsukada, J. Kawai, G. Uehara, und H. Kado, Relationship of Nb Surface Morphology and Al Coverage to the Intrinsic Stress of Magnetron-Sputtered Nb Films, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **3**(1), 2944, 1993.
- [Tuc80] D. B. Tuckerman und J. H. Magerlein, Resonances in symmetric Josephson interferometers, *Applied Physics Letters*, **37**(2), 241, 1980.
- [Uhr17] D. Uhrig, *Towards an investigation of a potential material dependence of low-frequency excess flux noise in superconducting quantum devices*, Masterarbeit, Universität Heidelberg, 2017.
- [vF17] J. v. Fraunhofer, Bestimmung des Brechungs- und des Farbenzerstreungsvermögens verschiedener Glasarten, in Bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernröhre, *Annalen der Physik*, **56**(7), 264, 1817.
- [Vil99] J. C. Villegier, B. Delaet, V. Larrey, et al., Extraction of material parameters in NbN multilayer technology for RSFQ circuits, *Physica C*, **326-327**, 133, 1999.
- [Wal03] A. Wallraff, A. Lukashenko, C. Coqui, et al., Switching current measurements of large area Josephson tunnel junctions, *Review of Scientific Instruments*, **74**(8), 3740, 2003.
- [Weg22] M. Wegner, C. Enss, und S. Kempf, Analytical model of the readout power and SQUID hysteresis parameter dependence of the resonator characteristics of microwave SQUID multiplexers, *Superconductor Science and Technology*, 2022.
- [Wei96] H. Weinstock (Ed.), *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications*, Nato Science Series E: Applied Sciences, Springer Science+Business Media, B.V., Dordrecht, 1996.
- [Wel87] F. C. Wellstood, C. Urbina, und J. Clarke, Low-frequency noise in dc superconducting quantum interference devices below 1 K, *Applied Physics Letters*, **50**(12), 772, 1987.
- [Wel93] R. P. Welty und J. M. Martinis, Two-Stage Integrated SQUID Amplifier with Series Array Output, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **3**(1), 2605, 1993.

- [Wel94] F. C. Wellstood, C. Urbina, und J. Clarke, Hot-electron effects in metals, *Physical Review B*, **49**(9), 5942, 1994.
- [Wes12] M. P. Westig, M. Justen, K. Jacobs, et al., A 490 GHz planar circuit balanced Nb-Al₂O₃-Nb quasiparticle mixer for radio astronomy: Application to quantitative local oscillator noise determination, *Journal of Applied Physics*, **112**(9), 093919, 2012.
- [Wie30] N. Wiener, Generalized harmonic analysis, *Acta Mathematica*, **55**, 1930.
- [Wil17] T. Williams, *EMC for Product Designers*, Newnes, 5. Edition, 2017.
- [Wu79] C. T. Wu, Intrinsic Stress of Magnetron-Sputtered Niobium Films, *Thin Solid Films*, **64**, 103, 1979.
- [Wu19] Y. Wu, L. Ying, G. Li, et al., Film Stress Influence on Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson Junctions, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **29**(5), 1102105, 2019.
- [XRI20] XRISM Science Team, Science with the X-ray Imaging and Spectroscopy Mission (XRISM), arXiv:2003.04962, 2020.
- [Xu20] D. Xu, J. Li, W. Cao, et al., Fabrication and properties of Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson junctions for SQUID application, in *Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM)*, 1, 2020.
- [Yam94] H. Yamamori, T. Miura, A. Fujimaki, et al., Study on the transition width at gap voltage caused by the proximity effect in Nb-based Josephson junctions, *Superconductor Science and Technology*, **7**(5), 284, 1994.
- [Yoh15] D. T. Yohannes, R. T. Hunt, J. A. Vivalda, et al., Planarized, Extendible, Multilayer Fabrication Process for Superconducting Electronics, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **25**(3), 1100405, 2015.
- [Zeh99] A. Zehnder, P. Lerch, S. P. Zhao, et al., Proximity effects in Nb/Al-AlO_x/Nb superconducting tunneling junctions, *Physical Review B*, **59**(13), 8875, 1999.
- [Zim18] F. Zimmerer, *Beurteilung der Qualität von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten und Charakterisierung des Herstellungsprozesses von Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstrukturen*, Bachelorarbeit, Universität Heidelberg, 2018.
- [Zin06] B. L. Zink, K. D. Irwin, G. C. Hilton, et al., Erbium-doped gold sensor films for magnetic microcalorimeter x-ray detectors, *Journal of Applied Physics*, **99**(8), 08B303, 2006.

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorgelegte Dissertation selbst verfasst und dabei keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Heidelberg, den

.....

(Fabienne Bauer)